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

Romain Baudoin

▶ **To cite this version:**

Romain Baudoin. Analyse du bruit lors de la génération de somme de fréquences dans les cristaux de niobate de lithium périodiquement polarisés (PPLN) et applications en régime de comptage de photons. Optique / photonique. Université de Limoges, 2014. Français. NNT : 2014LIMO0068 . tel-01161789

HAL Id: tel-01161789
https://theses.hal.science/tel-01161789

Submitted on 9 Jun 2015

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

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

UNIVERSITÉ DE LIMOGES

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

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

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

Présentée et soutenue par

Romain BAUDOIN

le 27 novembre 2014

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

Directeurs de thèse : François REYNAUD
Laurent DELAGE

Composition du jury

Rapporteurs :	
Patricia SEGONDS	Professeur, Université Joseph Fourier, Institut Néel, Grenoble
Éric LANTZ	Professeur, Université de Franche Comté, Institut Femto ST, Besançon
Examinateurs :	
Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT	Professeur, laboratoire Xlim, Limoges
Guillaume HUSS	Chef du service optique, LEUKOS, Limoges
Laurent DELAGE	Professeur, laboratoire Xlim, Limoges
François REYNAUD	Professeur, laboratoire Xlim, Limoges

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Cette partie étant celle qui risque d'être la plus lue du manuscrit, j'espère n'avoir oublié personne. Pour être sûr, je tiens à remercier toutes les personnes de mon entourage en général. Puisque sur une période de travail aussi longue, les relations humaines ont joué un rôle essentiel pour mon moral !

Je remercie les rapporteurs de mon manuscrit, Patricia SEGONDS et Eric LANTZ pour l'intérêt qu'ils ont bien voulu porter à mon travail et pour le temps qu'ils m'ont accordé pour m'aider à préparer ma présentation et améliorer le manuscrit. Je remercie également Agnès DESFARGE BERTHELEMOT d'avoir accepté de présider mon jury de thèse.

Concernant mes supérieurs hiérarchiques : merci à Guillaume HUSS, mon employeur, pour la confiance qu'il m'a accordé durant ces trois ans. Malgré les besoins associés à une petite entreprise comme LEUKOS, j'ai pu participer à de nombreux projets académiques. Merci également pour ta franchise et ton enseignement sur l'art de "on essaye et on verra bien ! !".

Suivent bien évidement mes chefs de tous les jours François REYNAUD et Laurent DELAGE. Je remercie Laurent qui m'a suivi de très près lors de la rédaction du manuscrit, le plus grand moment de faiblesse scolaire de ma vie ! ! ! Tu as vaillamment essayé de m'enseigner la rigueur et l'organisation : ceux qui me connaissent te reconnaîtront un immense courage et une passion de la formation ! ! ! Merci à Monsieur Reynaud pour ses qualités pluridisciplinaires (qui doivent faire un paquet de jaloux et de fans comme moi). Je pense que tu m'as appris qu'il est possible de tout faire soi-même (moyennant un brin de talent) ! Enfin merci à Ludovic GROSSARD, l'homme qui prépare un TP plus vite que son ombre (avec une cuillère et un lacet), il a toujours un truc épatant à dévoiler. Merci pour la Ludolatexhotline ! ! ! Merci également à Alain et Nathalie pour leur aide et leur gentillesse.

Merci à mes collègues préférés, Senor Gomes avec qui j'ai passé un sacré bout de temps à rigoler (et travailler.. un peu), Laurent pour les discussions scientifiques auxquelles je ne comprenais pas grand chose, et Damien pour ses conseils de Jedi. Les Jeune's : Ludo et Pascaline pour leur aide et leur soutien dans "la phase critique", et leur bonne humeur. Merci également aux collègues de LEUKOS et HORUS, Vincent, Pierre, Stéphane, Sylvia, Karine, Benoit, Paul

Henri, Philippe, Pascale et Hervé pour leur accueil chaleureux et surtout leurs super vannes!!!

Merci aux bons vieux potos de promos restés en thèse comme moi, Philoute et Duc, et camarades de travail arrivés plus tard, Ékaterina, Farid, misteur Fabeur.

Merci aux gars et filles de la SeuNeuSeuM, pour le réconfort de la "bonne humeur", Greg, Cécé, Gabin, Pierre, Pierrot, Grillon, Grouss, Louise, Nico... Merci aux sportifs, notamment à Gabrielle, Jéjé et Carine pour leur bourres-pifs. Merci aux moins sportifs aussi, Nelly, Céline, Claire, Amoud, aux militaires Kevin, Alana et Régis, aux poulettes, Marion, Léa et Clémence.

Enfin je passe à la "cream of the cream", les champions du monde toute catégorie : Simon, le king.. le dieu du truc fait à la bourre, voire méchamment à l'arrache. T'es un peu mon copilote de la rédaction, malgré le décalage horaire.. on y est arrivé vieux, merci mon gars!! L'ami Medrel, on est si souvent sur la même "longueur d'onde" que les gens ne comprennent rien quand on parle, si bien qu'ils ne cherchent même plus à écouter... C'est beau, merci mec!! Merci à Oudrix, le père fêtard, le chauffeur de CB, heureusement que t'étais là pour mon moral, sacrwé youber't!!! Merci à Azinath et Val pour leur présence et leur amitié. Je pense aussi aux très vieux potos Victor et Léo.

La famille maintenant : c'est en général avec une émotion dissimulée que je m'exprime.. je ne vais pas trop changer, mais un immense merci à vous, la soeurette, le fréro, les parents, et les grands-parents pour votre soutien inconditionnel!!! C'était d'un grand réconfort!!!

Pour finir en beauté, je remercie celle qui a été en première ligne pendant trois ans... Elle aurait révolutionné le monde de la physique avec les lasers à protozoaire si elle avait voulu, mais heureusement pour ce bon vieux Albert elle s'est intéressé à l'histoire et le tourisme... Merci à toi p'tite Hélène, pas d'étalage, mais bon... je suis sacrément content que tu sois mon amoureuse!!!

Table des matières

Table des figures **IX**

Liste des tableaux **XIII**

Introduction générale

Première partie
Support théorique **5**

Chapitre 1
Support théorique et état de l'art de la détection hybride en régime de comptage de photons

1.1 Principes et outils du comptage de photons 8

1.1.1 Compter les photons 8

1.1.2 Détecteurs classiques du commerce 12

1.1.3 Les détecteurs émergents 15

1.1.4 Bilan 21

1.1.5 Objectifs de la thèse 22

1.2 Somme de fréquences dans les PPLN pour la détection hybride 24

1.2.1 Conversion de fréquence par somme de fréquences optiques dans le niobate de lithium . . . 24
1.2.2 Conditions nécessaires pour obtenir la somme de fréquences . . . 27
1.2.3 Courbe d'efficacité de conversion et rendement de conversion . . . 31
1.2.4 Guide d'onde et pigtails . . . 34
1.2.5 Conclusion . . . 38
1.3 État de l'art sur la détection hybride dans les PPLN . . . 39
1.3.1 Processus paramétriques spontanés parasites . . . 39
1.3.2 Performances remarquables obtenues dans différents laboratoires . . . 43

Deuxième partie
Caractérisation de différents composants PPLN et détection hybride **47**

Chapitre 2
Caractérisation des composants de PPLN pour la détection hybride

2.1 Présentation des différents composants utilisés . . . 50
2.2 Banc de mesure - optimisation . . . 52
2.2.1 Architecture générale d'un détecteur hybride . . . 52
2.2.2 Banc de détection hybride utilisant les PPLN de l'université de Paderborn . . . 54
2.2.3 Banc de détection hybride utilisant les PPLN de la société HCP . . . 57
2.2.4 Banc de détection hybride utilisant les PPLN de la société NTT . . . 58
2.2.5 Fonctionnement des bancs . . . 58
2.3 Caractérisation des détecteurs hybrides : efficacité de conversion, dark count optique . . . 60
2.3.1 Courbe d'efficacité de conversion . . . 61

2.3.2 Rendement de conversion 66
2.3.3 Dark count optique 70
2.4 Synthèse générale 77
2.5 Issues industrielles : positionnement par rapport au marché 79

Chapitre 3
Analyse du dark count optique dans les bancs de détection hybride à 1550 nm

3.1 Caractérisation des propriétés des photons parasites émis dans la bande convertie à 630 nm 84
3.1.1 Caractéristiques spectrales 84
3.1.2 Polarisation des photons parasites 87
3.1.3 Mode de propagation spatial des photons parasites 87
3.2 Analyse des paramètres d'influences sur le dark count optique 89
3.2.1 Influence de la température du PPLN 89
3.2.2 Influence du choix de la longueur d'onde de la pompe 90
3.2.3 Bilan des observations 91
3.3 Analyse séquentielle du processus de cascade responsable du dark count optique 92
3.3.1 Principe de la mesure 92
3.3.2 Montage expérimental 93
3.3.3 Résultats 95
3.4 Conclusion générale du chapitre 99

Chapitre 4
Étude de bruit en configuration multi-pompes

4.1 Principe d'élargissement spectral de la conversion de fréquence 101
4.2 Comportement du bruit en configuration multi-pompes 103
4.2.1 Cas des pompes incohérentes : raisonnement par superposition 103
4.2.2 Cas des pompes cohérentes : comportement du dark count optique en tenant compte de l'interaction entre les raies de pompe 105

4.3 Architecture du banc en configuration multi pompe et mesures 109
4.3.1 Banc de conversion multi-pompe 109
4.3.2 Résultats expérimentaux 110
4.4 Évolution du dark count optique à deux pompes avec un écart spectral variable 113
4.4.1 Différence de vitesse de groupe 113
4.4.2 Principe de la mesure 115
4.4.3 Résultats 116
4.5 Conclusion du chapitre 118

Chapitre 5
Applications et perspectives de la détection hybride

5.1 Application à l'imagerie en astronomie : l'hypertélescope temporel 119
5.1.1 Principe de l'instrument, et intérêt de la détection hybride 120
5.1.2 Démonstration expérimentale 121
5.2 Application à la détection d'oxygène singulet 123
5.2.1 Contexte 123
5.2.2 Cahier des charges et détecteur hybride 124
5.2.3 Banc de détection et première caractérisation 125
5.2.4 Banc de microscopie 127

Troisième partie
Application de la somme de fréquences à l'imagerie haute résolution en astronomie **129**

Chapitre 6
Imagerie en astronomie et somme de fréquences

6.1 De l'œil à l'imagerie haute résolution en astronomie . . . 132
6.2 Principes de base de la synthèse d'ouverture . . . 135
6.2.1 Analogie : trous d'Young / synthèse d'ouverture optique . . . 136
6.2.2 Imagerie indirecte des astres : analyse de la cohérence spatiale . . . 138
6.2.3 Turbulences atmosphériques et mesure de phase . . . 139
6.2.4 Cohérence temporelle : contrainte majeure de la synthèse d'ouverture optique . . . 140
6.2.5 Défauts différentiels . . . 142
6.2.6 Extraire les informations d'un interférogramme avec un capteur monopixel . . . 143
6.3 Interféromètre à somme de fréquences . . . 144
6.3.1 Contexte du nouvel instrument . . . 144
6.3.2 Les paramètres à maitriser . . . 146
6.3.3 L'instrument et l'état de l'art avant mon arrivée . . . 147
6.4 Premier pas vers l'utilisation de l'interféromètre SFG dans le contexte de l'astronomie . . . 149
6.4.1 Étude de cohérence spatiale d'une source thermique [Gomes 14] . . . 150
6.4.2 Mesure de sensibilité au Télescope Franco Canadien de Hawaï (CFHT) [Ceus 12] . . . 152

Chapitre 7
Mise en place de l'interféromètre SFG sur l'instrument CHARA

7.1 Améliorations de l'interféromètre SFG . . . 156
7.1.1 Gains de la nouvelle architecture . . . 156
7.1.2 Caractérisations de l'instrument . . . 158
7.2 Fonctionnement en condition d'observation astronomique : comptage de photons 160
7.2.1 Observation de franges d'interférences en comptage de photons et traitement des données . . . 161
7.2.2 Mesure de calibration . . . 163
7.3 Mission à l'observatoire du Mont Wilson : réseau de télescope CHARA . . . 168

7.3.1 Mise en place sur l'instrument : CHARA-FLUOR 169
7.3.2 Détection du flux stellaire avec une seule voie de l'interféromètre . . . 173
7.3.3 Facteurs d'influence sur les observations 179
7.4 Discussion 180

Chapitre 8
Perspectives : développement de l'interféromètre SFG

8.1 Amélioration à court terme pour l'instrument à la longueur d'onde de 1550 nm 183
8.1.1 Des connectiques à la soudure 184
8.1.2 Détection sur les deux sorties de l'interféromètre 185
8.1.3 Dédoublement du montage pour l'autre axe de polarisation 185
8.1.4 Magnitude limite avec un instrument optimisé 185
8.2 Interféromètre SFG à 3,39 μm 186
8.2.1 Guides PPLN spécifiques pour le moyen infrarouge 187
8.2.2 Première mesure expérimentale avec un banc à une voie 187
8.2.3 Vers l'interférométrie en comptage de photons à 3390 nm 190

Conclusion générale

Publications

Bibliographie **213**

Table des figures

1.1 Illustration schématique des paramètres associés au comptage de photons 9
1.2 Schéma de principe de fonctionnement d'un PMT 13
1.3 Schéma de SPAD 15
1.4 Schéma de Visible Light Photon Counter 16
1.5 Photographie d'un TES 16
1.6 Schéma et photo de Superconducting Ssingle Photon Detector 17
1.7 Schéma de STJ 18
1.8 Schéma de détecteur à Quantum Dot 19
1.9 Schéma de SSPD 20
1.10 Bilan des performances de différents compteurs de photons 22
1.11 Principe des accords de phase par biréfringence et par quasi-accord de phase . . . 30
1.12 Efficacité de conversion 33
1.13 Photographie d'un guide de PPLN «ridge» 37
1.14 Photographie de pigtail sur un PPLN 38
1.15 Schéma de principe général de la détection hybride 38
1.16 La fluorescence paramétrique dans la détection hybride 41
1.17 Principe de la diffusion Raman dans la détection hybride 41
1.18 Bilan des sources de photons parasites dans les détecteurs hybrides 42

2.1 Photographies des PPLN 50
2.2 Schéma des guides d'onde des PPLN 52
2.3 Détecteur hybride 53
2.4 Banc de mesure pour les PPLN Paderborn 54
2.5 Photographie du banc de mesure pour les PPLN Paderborn 55
2.6 Photographie de l'enceinte de régulation thermique du PPLN 56
2.7 Banc de mesure pour les PPLN HCP 57

2.8 Photographie du banc de mesure pour les PPLN HCP . . . 58
2.9 Banc de mesure pour les PPLN NTT . . . 58
2.10 Résumé des pertes des bancs de mesure . . . 59
2.11 Schéma global de fonctionnement de la détection hybride . . . 61
2.12 Schéma de principe de mesure de la courbe d'efficacité de conversion des PPLN . 62
2.13 Courbe d'efficacité de conversion théorique . . . 62
2.14 Acceptance spectrale Paderborn . . . 63
2.15 Acceptance spectrale NTT . . . 64
2.16 Acceptance spectrale HCP . . . 65
2.17 Acceptance spectrale HCP à un an d'intervalle . . . 65
2.18 Schéma de principe de la mesure du rendement de conversion . . . 67
2.19 Rendement des PPLN . . . 67
2.20 Schéma mesure de rendement large bande . . . 69
2.21 Schéma calcul des aires pour le rendement de conversion large bande . . . 70
2.22 Schéma du banc de mesure du dark count électro-optique . . . 71
2.23 Schéma de principe de mesure du dark count . . . 72
2.24 Courbes de dark count mesuré . . . 73
2.25 Schéma de principe de mesure du dark count . . . 74
2.26 Courbe d'évolution du rapport R des PPLN . . . 75
2.27 Mesure de la littérature : rendement et dark count . . . 79

3.1 Schéma de principe de mesure du dark count . . . 84
3.2 Schéma de principe du filtrage étroit pour diminuer le dark count optique . . . 86
3.3 Schéma de l'expérience de caractérisation de la polarisation des photons parasites 87
3.4 Schéma de l'expérience de caractérisation du mode de propagation des photons parasites . . . 88
3.5 Schéma du banc de mesure pour quantifier les effets de température sur le dark count optique . . . 89
3.6 Courbe d'influence de la température sur le dark count optique . . . 90
3.7 Courbe d'influence de la longueur d'onde de pompe sur le dark count optique . . 91
3.8 Schéma de principe de la mesure de photons parasites à 1550 nm . . . 93
3.9 Schéma du banc de mesure des photons parasites à 1550 nm . . . 94
3.10 Schéma de définition du RSB . . . 95
3.11 RSB et module des spectres : analyse séquentielle . . . 96
3.12 Mesure du nombre moyen de photons par trames : analyse séquentielle . . . 97

3.13 Courbe d'évolution du RSB pour la détection de photons parasites à 1550 nm . . 98
3.14 Évolution linéaire du nombre de photons parasites 98

4.1 Conditions d'accords de phase en configuration multi-pompe 102
4.2 Approche intuitive sur le dark count optique en configuration multi-pompes . . . 104
4.3 Conséquence des oscillations de la puissance de pompe dans le PPLN 107
4.4 Schéma du banc de mesure en configuration multi-pompe 110
4.5 Schéma expérimental du pompage à 4 raies de pompe dans le PPLN 111
4.6 évolution du dark count optique en fonction du nombre de raies de pompe 112
4.7 Évolution du rendement en fonction du nombre de raies de pompe 112
4.8 Incidence de la différence de vitesse de groupe 115
4.9 Mesure du dark count optique en fonction de l'écart spectral des raies de pompe 116
4.10 Courbes de dark count optique en fonction de l'écart spectral entre deux pompes 116
4.11 Évolution du dark count optique en fonction de l'écart spectral entre les deux raies de pompe 117

5.1 Schéma du banc de mesure de l'hypertélescope 121
5.2 Principe de fluorescence à un et deux photons 125
5.3 Banc de mesure de dark count du détecteur hybride pour la détection de l'oxygène singulet 126
5.4 Courbe de dark count du détecteur hybride pour la détection de l'oxygène singulet 127
5.5 Banc expérimental pour la détection de l'oxygène singulet 128

6.1 ELT 133
6.2 Schéma de principe de l'interféromètre à somme de fréquence 135
6.3 Photo du VLTI 136
6.4 Analogie : trou d'Young / synthèse d'ouverture 137
6.5 Cohérence spatiale 138
6.6 Mesure de phase en synthèse d'ouverture 140
6.7 Cohérence temporelle 141
6.8 Principe de détection mono-pixel 143
6.9 Schéma de principe d'un interféromètre à somme de fréquence 145
6.10 Ancienne configuration de l'interféromètre à somme de fréquences 148
6.11 Analogie entre le banc d'imagerie de laboratoire et un dispositif de synthèse d'ouverture 151

6.12 Superposition des modules de la visibilité complexe obtenu avec un interféromètre classique et un interféromètre à somme de fréquences . . . 151
6.13 Configuration du bancs de détection à une voie durant la mission au CFHT . . . 153

7.1 Comparaison entre les architectures de l'ancien banc et du nouveau banc d'interféromètre SFG . . . 157
7.2 Comparaison entre les architectures de l'ancien banc et du nouveau banc d'interféromètre SFG (photo) . . . 157
7.3 Mesure de contraste avec l'interféromètre SFG sur une source de laboratoire . . . 160
7.4 Franges d'interférence et courbes d'efficacité de conversion . . . 160
7.5 Contraste en analogique et en comptage de photons . . . 161
7.6 Contraste en comptage de photon . . . 163
7.7 Banc de l'interféromètre SFG : calibration sur LED . . . 165
7.8 Mesure de contraste sur une source en comptage de photon . . . 165
7.9 Trame de mesure de photons . . . 166
7.10 Mesure de sensibilité en mode de détection hybride . . . 167
7.11 Schéma de l'architecture de l'instrument CHARA . . . 169
7.12 Diagramme fonctionnel de l'instrument FLUOR . . . 171
7.13 Schéma de l'installation sur CHARA . . . 172
7.14 Bilan photométrique CHARA : paramètres d'influence . . . 172
7.15 Banc de mesure à CHARA . . . 173
7.16 Evolution du RSB en fonction du temps d'intégration, pour des étoiles de faibles magnitudes . . . 176
7.17 Evolution du RSB en fonction du temps d'intégration, pour des étoiles de forte magnitude . . . 176
7.18 Spectre moyen des 3600 trames de mesure pour Alpha boo . . . 177
7.19 Spectre moyen des 8400 trames de mesure pour LN Virgo . . . 177
7.20 Conditions de seeing observées durant les observations à CHARA . . . 179

8.1 Schéma de la structure des PPLN pour la conversion à 3390 nm . . . 188
8.2 Schéma du banc de conversion de fréquence à 3390 nm . . . 188
8.3 Photographie du banc de mesure à 3390 nm . . . 189
8.4 Courbe d'efficacité de conversion à 3390 nm . . . 189

Liste des tableaux

2.1 Comparaison des trois types de PPLN disponibles 51
2.2 Attenuation du signal et de la pompe en dB 60
2.3 Récapitulatif des rendements obtenus sur chaque banc 68
2.4 Récapitulatif des rendements obtenus sur chaque banc en tenant compte des pertes de transmission différentielles 68
2.5 Estimation d'un rendement de conversion en large bande sur une source signal fictive 70
2.6 Comparaison des trois bancs de mesure en terme de dark count optique 76
2.7 Dark count extrapolé dans le cas d'une étude de source large bande. 76
2.8 Comparaison de notre détecteur hybride au module du commerce 80

3.1 Comparaison des différentes bandes de filtrage sur le dark count optique. 85
3.2 Mesure de la polarisation des photons parasites à l'origine du dark count optique 87
3.3 Comparaison de filtrage modal sur les photons parasites à l'origine du dark count optique 88

7.1 Comparaison de l'ancien et du nouveau banc d'interféromètre SFG 160
7.2 Récapitulatif des observations à CHARA 175
7.3 Tableau comparatif de sensibilité des instruments présents sur CHARA travaillant à 1550 nm 181

Introduction générale

L'arrivée du laser dans les années 1960, a permis aux expérimentateurs de disposer de sources lumineuses de très forte densité de puissance. De ce fait, une grande quantité d'effets non linéaires optiques a été découverte et parmi eux le mélange à trois ondes. Ce processus permet, à partir de deux ondes optiques de fréquences ν_1 et ν_2, de générer une troisième onde à la fréquence ν_3.

Deux types d'interactions sont alors envisageables, la différence de fréquences ($\nu_1 - \nu_2 = \nu_3$), et la somme de fréquences ($\nu_1 + \nu_2 = \nu_3$). Dès 1961, la somme de fréquences a été utilisée pour faire de la conversion de fréquences. Un spectre centré en ν_1 peut être transposé vers ν_2 par exemple, sans pour autant générer de bruit (les fréquences d'origine ne peuvent pas spontanément donner naissance à un terme plus haut en fréquence, dont les photons sont plus énergétiques).

Ce n'est que près de quarante ans plus tard que les premières applications de conversion de fréquence optique ont pu être utilisées pour convertir efficacement un signal optique. Le développement de méthodes spécifiques telles que le quasi accord de phase, et de cristaux non linéaires tels que le niobate de lithium polarisé périodiquement (PPLN), ou encore la propagation guidée, ont permis un accroissement considérable des performances du processus de conversion de fréquence optique. Ce dernier peut alors être envisagé dans plusieurs applications pour contourner les problèmes technologiques rencontrés à certaines longueurs d'onde du spectre optique.

L'application phare de ce concept est probablement celle de la cryptographie quantique. Pour les communications quantiques, la longueur d'onde de 1550 nm est parfaite pour tirer profit de la fenêtre de transparence de la silice des fibres optiques. Cependant, elle l'est moins pour la détection très faible bruit, dit en régime de comptage de photons. Seuls les détecteurs de la bande du spectre visible, où les photons sont plus énergétiques, possèdent les performances nécessaires

à ces applications.

La solution : convertir le rayonnement à 1550 nm vers la bande visible pour une détection performante. Ce principe de détection, appelé détection hybride, est en plein essor au niveau de la recherche du fait de l'attrait général pour les communications quantiques. Les performances de la détection hybride sont pourtant limitées par une source de bruit inattendue. Ce bruit est généré dans les cristaux non linéaires par des processus parasites en parallèle de la somme de fréquences dans les cristaux non linéaires. Depuis leur découverte il y a une quinzaine d'années, des efforts considérables sont entrepris pour limiter ces processus néfastes pour la détection.

Dans le cadre des travaux menés au laboratoire, le processus de somme de fréquences est utilisé pour des applications similaires en imagerie haute résolution pour l'astronomie. Le concept est cependant plus complet, puisqu'il concerne les longueurs d'onde plus grandes du moyen et du lointain infrarouge. Ces longueurs d'onde ne disposent ni de moyens de détection performants en régime de comptage de photons, ni de composants performants d'optique guidée à faibles pertes telle que la fibre optique. L'intérêt de la conversion de fréquence est alors double : elle va permettre la propagation guidée et la détection sensible pour des longueurs d'onde qui n'en disposent pas actuellement, ou avec de faibles performances.

L'instrument ainsi développé au laboratoire, appelé interféromètre à somme de fréquences, a passé toutes les étapes de démonstration de principe avec succès. Il nécessite maintenant un développement technologique pour être implanté sur un site d'observation en astronomie. Les performances de nos instruments risquent également d'être limitées par les mêmes processus de génération de bruit que pour la détection hybride. Ce point est donc fondamental et constitue le fil directeur de ce document.

Le sujet de ma thèse financée par l'entreprise LEUKOS, se situe au centre de ces deux études liées à la somme de fréquences optiques : la détection hybride et l'interféromètre à somme de fréquences. Mon travail au cours de cette thèse a été concentré sur l'optimisation et la caractérisation détaillée du processus de somme de fréquences dans les cristaux non linéaires de PPLN ainsi que les processus de génération de bruit. Le double objectif était d'évaluer le potentiel industriel de la détection hybride et permettre l'évolution de l'interféromètre SFG en terme de performances pour une application sur site. Pour cela, je me suis intéressé au processus de conver-

sion de fréquence et à son efficacité dans différents types de cristaux de PPLN, mais aussi aux processus parasites qui limitent les performances tels que la fluorescence paramétrique.

Ce manuscrit est organisé en trois parties qui vont permettre de donner le support théorique de ce travail, les avancées concernant la détection hybride et les résultats obtenus concernant les applications interférométriques en astronomie. La première comporte un chapitre dans lequel sera présenté le contexte technologique de la détection sensible, dite en régime de comptage de photons, puis les principes élémentaires d'optique non linéaire nécessaires à la bonne compréhension de la détection hybride dans son ensemble, ainsi qu'un état de l'art de cette méthode.

La deuxième partie comporte quatre chapitres qui portent sur la caractérisation de composants et de processus non linéaires pour les applications à la détection hybride à 1550 nm. Dans le premier de ces trois chapitres, je vais comparer les performances de différents cristaux non linéaires de PPLN pour des applications en détection hybride. Dans le deuxième, je présenterai l'étude détaillée des processus parasites qui perturbent la détection hybride. Dans le troisième, je présenterai une étude de bruit dans les PPLN dans des conditions particulières d'utilisation. Et enfin, je présenterai dans le quatrième chapitre, deux applications de détection hybride effectuées en laboratoire lors de ma thèse.

La troisième partie comporte trois chapitres. Ils porteront sur l'application directe de mes résultats de caractérisation pour une utilisation en astronomie. Dans le premier chapitre j'aborderai les principes et les spécificités de l'imagerie haute résolution, puis l'utilisation de la somme de fréquences dans ce contexte. Dans le chapitre suivant, je discuterai du nouvel instrument réalisé à partir de mes travaux puis de son utilisation sur site. Enfin, le dernier chapitre de ce manuscrit permettra de donner les prochaines évolutions possibles des instruments à somme de fréquences en astronomie.

Première partie

Support théorique

1

Support théorique et état de l'art de la détection hybride en régime de comptage de photons

Le but de ce chapitre est de présenter le contexte dans lequel s'inscrit mon travail de thèse, ainsi que les principes théoriques élémentaires nécessaires à la bonne compréhension du manuscrit.

Dans un premier temps, je vais présenter le contexte technologique et commercial lié à la détection en régime de comptage de photons dans les longueurs d'onde visibles et proches infrarouges. Cela permettra de se familiariser avec les éléments de base du comptage de photons, mais aussi de comparer les différents dispositifs existants aujourd'hui. Ce sera aussi l'occasion de comprendre les objectifs et les enjeux qui sont liés à la détection hybride pour l'industrie. Je parlerai ensuite plus particulièrement du principe de détection hybride et des éléments théoriques d'optique non linéaire associés. Pour finir, je parlerai de l'état de l'art de la détection hybride.

1.1 Principes et outils du comptage de photons

1.1.1 Compter les photons

D'abord introduite par Planck en 1900 [Haar 67], puis utilisée par Einstein en 1905 [Einstein 05], la théorie de la quantification de l'énergie du champ électromagnétique donne officiellement naissance au terme «photon» en 1926 [Lewis 26].

Le photon est la quantité d'échange d'énergie indivisible du champ électromagnétique. Ce grain d'énergie, qui dépend de la longueur d'onde λ, vaut $E = h \cdot c/\lambda$, où h est la constante de Planck et c la célérité de la lumière. Pour les longueurs d'onde du visible, cette énergie est de l'ordre de deux électron-volt (eV), soit par exemple un flux de trois mille photons par seconde pour une puissance d'un femtowatt. Son énergie diminue au fur et à mesure que sa longueur d'onde se décale dans l'infrarouge.

Lors d'une détection optique à très bas flux, autrement dit avec peu de photons, les détecteurs utilisés doivent être extrêmement sensibles et très peu bruités. On parle alors de régime de comptage de photons, et les capteurs associés sont appelés des compteurs de photons. Dans de nombreux domaines, le régime de comptage de photons a un impact significatif sur les méthodes de mesure en comparaison à la détection analogique.

L'enthousiasme associé aux communications quantiques [Migdall 04], telle la distribution de clés quantiques [Gisin 02] a contribué au développement de tels détecteurs. Cependant, il existe de nombreuses autres applications qui sont confrontées aux problématiques de comptage de photons. On peut citer par domaine :

- en biologie : détection de la bioluminescence [Isoshima 95], le séquençage de l'ADN [Lieberwirth 98], l'étude des interactions protéiques par transfert d'énergie par résonance de type Förster (FRET) [Weiss 99], des applications médicales de tomographie optique [Pifferi 08],
- en métrologie : la télédétection (LIDAR) [Viterbini 87], la télédétection à plus petite échelle [Pellegrini 00], la réflectométrie temporelle optique (OTDR) [Legré 07], applications de métrologie [Polyakov 07], l'imagerie picoseconde pour les circuits CMOS (PICA) [Stellari 01],

– en chimie : la spectroscopie de molécule unique [Gosch 04], la mesure de temps de fluorescence par TCSPC (Time-Correlated Single Photon Counting) [Felekyan 05, Cova 89],

Notre équipe de recherche, s'intéresse principalement au comptage de photons pour des applications dans l'astronomie [Dravins 00].

Les détecteurs à comptage de photons sont caractérisés par plusieurs paramètres fondamentaux qui prendront plus ou moins d'importance selon les applications visées. Les plus importants sont les suivants (voir figure 1.1) :

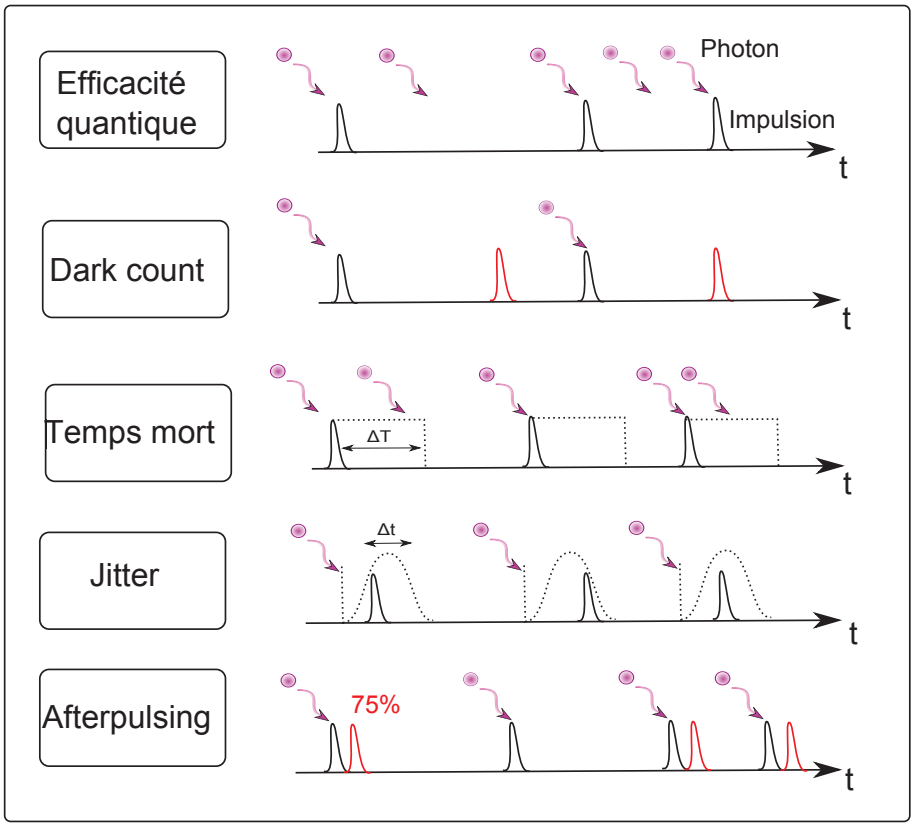

FIGURE 1.1 – Illustration schématique des paramètres principaux associés au comptage de photons (inspiré de [Delacour 07])

– **domaine spectral** : il définit les longueurs d'onde auxquelles le détecteur sera sensible. Les compteurs classiques, mais aussi les plus performants sur le marché sont sensibles de 400 à 1900 nm environ. La longueur d'onde 1000 nm représente malgré tout une première limite en terme de performances dans ces mêmes détecteurs. Cependant, on assiste actuellement à un très fort développement pour la longueur d'onde de 1550 nm lié à la propagation à faibles pertes dans les fibres et aux applications de communications quantiques [Gisin 02].

- **Efficacité quantique** : cette quantité est définie par le rapport entre le nombre de photons détectés et le nombre de photons incidents. Pour l'utilisateur, cette valeur tient compte de l'efficacité quantique intrinsèque à la technologie utilisée, mais aussi des éventuelles pertes optiques et pertes liées au traitement du signal électronique. Dans le cas idéal, l'efficacité quantique vaut 100 %. À noter que l'on emploie souvent le terme de «coup» ou «clic» pour désigner l'impulsion électrique individuelle correspondant à la détection d'un photo-événement.
- **Taux de coups sombres** (Dark count rate) : il s'agit d'un nombre de coups délivrés par le détecteur, en l'absence de photons incidents. Ces coups proviennent de processus parasites de type électriques et thermiques. L'appellation dark count (DC) sera utilisée par la suite dans ce manuscrit (il sera exprimé en coup par seconde (cp/s) ou en Hertz).
- **Taux de détection maximum** : il donne la quantité de photons maximale détectable par seconde. C'est ce terme qui, avec le dark count, contribue à limiter la dynamique du détecteur.
- **Le temps mort** (dead time) : il définit le temps durant lequel le détecteur est inactif («aveugle») après la détection d'un photon. C'est le temps nécessaire pour que le dispositif de détection soit à nouveau opérationnel. Il est possible que ce temps soit intrinsèque au dispositif de mesure, ou défini par l'utilisateur pour limiter le bruit. Le temps mort est la quantité qui limite le taux maximal de détection.
- **La gigue temporelle ou jitter** : représente l'écart type du temps moyen qui sépare l'absorption d'un photon incident et la génération d'une impulsion électrique correspondante. Elle limite donc la résolution temporelle de la mesure.
- **Afterpulsing** : terme qui désigne la probabilité du détecteur de se redéclencher spontanément, en l'absence de photon incident, après la détection d'un photo-évènement. Le temps mort est ajusté pour réduire cette probabilité d'afterpulsing à une valeur raisonnable (autour de 1 % pour les composants standards du marché).
- **Résolution du nombre de photons** (PNR : photon number resolving) : c'est la capacité du compteur de photon à déterminer le nombre de photons présents dans une même impulsion lumineuse. Les photo-compteurs classiques tels les photomultiplicateurs ou les photodiodes ont un fonctionnement binaire (détection d'un photon ou rien) [Kok 07]. Une

impulsion composée de plusieurs photons donnera la même réponse que si elle possédait un seul photon. Seuls les dispositifs qui peuvent générer un signal électrique proportionnel à l'énergie incidente sont capable de résoudre le nombre de photons [Jiang 07], ou bien leur longueur d'onde.

– **Régime de détection** : il définit le type de fonctionnement du compteur. Le régime continu ou free running, signifie que le compteur fonctionne sans référence à une horloge interne. Le régime déclenché ou gated, signifie que le compteur est opérationnel seulement dans des fenêtres temporelles biens définies pour une cadence externe. Le régime déclenché est notamment utilisé pour les détecteurs infrarouges afin de minimiser l'impact du dark count pour certains dispositifs. Il existe d'autres types de régime de détection qui sont des versions hybrides de ces deux méthodes.

L'ensemble de ces caractéristiques propres au comptage de photons va permettre de déterminer si un détecteur pourra être adapté à une application donnée. Malgré l'importance de l'ensemble de ces caractéristiques, les plus significatives sont l'efficacité quantique et le dark count puisque ce sont elles qui permettent de calculer la puissance équivalente de bruit (NEP : noise équivalent power) [Donati 01]. Cette quantité est souvent utilisée comme figure de mérite pour comparer la sensibilité d'un système de détection. Le NEP s'exprime en W.$Hz^{-1/2}$ et son expression pour les compteurs de photons est donnée dans l'équation 1.1, où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière, λ la longueur d'onde d'intérêt, Ef_Q l'efficacité quantique, et DC le dark count.

$$NEP = \frac{h \cdot c}{\lambda \cdot Ef_Q} \cdot \sqrt{2 \cdot DC} \tag{1.1}$$

Cependant, une autre figure de mérite qui tient compte du jitter Δt des détecteurs a été proposée afin de mieux comparer les détecteurs pour une utilisation dans les communications quantiques et les application de TCSPC (time correlated single photon counting) [Hadfield 09]. Cette figure de mérite est définie comme :

$$H = \frac{Ef_Q}{DC \cdot \Delta t} \tag{1.2}$$

Ces quelques éléments théoriques révèlent la nécessité de bien connaitre la problématique de l'application avant de pouvoir choisir un type de compteur adapté, en plus des considérations d'efficacité quantique et de dark count.

1.1.2 Détecteurs classiques du commerce

Cette partie traite des compteurs de photons les plus classiques, les tubes photomultiplicateurs et les photodiodes à avalanche. Je me suis limité uniquement aux compteurs de photons à pixel unique, qui ne sont donc pas des systèmes imageurs.

Les tubes photomultiplicateurs (PMT)

Utilisés pour compter les photons pour la première fois en 1949, les PMT sont aujourd'hui largement commercialisés. Ils permettent le comptage de photons sur la bande de 115 à 1700 nm [Hadfield 09] avec toutefois d'importants écarts en termes de performances.

Le principe du PMT repose sur l'utilisation d'une photocathode, de plusieurs dynodes (électrodes métalliques), et d'une anode. Lors de l'éclairement de la photocathode par un flux lumineux, un photon permet de libérer un électron par effet photoélectrique.

Cet électron est ensuite attiré vers la première dynode par un champ électrique élevé. Le choc de l'électron accéléré avec cette dynode va libérer plusieurs autres électrons qui seront à leur tour accélérés vers une deuxième dynode, et ainsi de suite jusqu'à l'anode. Cela va conduire à une impulsion de courant supérieure à 10^6 électrons aisément détectable. L'ensemble de ces composants est contenu dans un tube sous vide. La figure 1.2 montre le schéma de principe du PMT.

Les paramètres de réponse spectrale et d'efficacité quantique sont dépendants des caractéristiques de la photocathode. Pour ce qui est du dark count, il dépend de plusieurs facteurs tels que l'émission d'électrons par la photocathode par effet thermoélectrique ou bien les courants de fuite des dynodes.

Les PMT permettent d'atteindre des efficacités quantiques jusqu'à 40 % pour des longueurs d'onde de 500 nm, et un dark count de 100 Hz. En revanche les performances en infrarouge

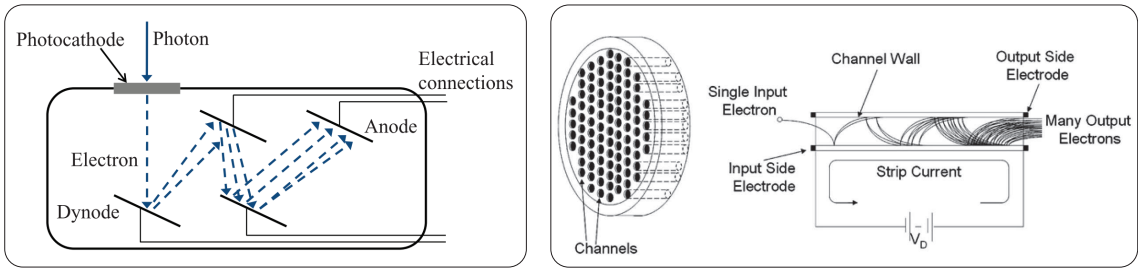

FIGURE 1.2 – Schéma de principe de fonctionnement d'un PMT à gauche ([Eisaman 11]) et d'un MCP à droite (image Hamamatsu)

sont beaucoup moins bonnes. On retrouve typiquement 2 % d'efficacité quantique associé à 200 kHz de dark count à 1550 nm. Les surfaces actives sont de l'ordre du millimètre carré. Le jitter standard est de l'ordre de 300 ps.

Une alternative aux dynodes, les MCP (micro channel plates), permet d'obtenir un jitter plus faible de l'ordre de 20 ps. Les MCP sont composés de capillaires de verre métalisés et courbés dans lesquels un champ électrique entraine les électrons qui s'entrechoquent. Les multiples chocs contre les parois jouent le rôle des dynodes.

Photodiode à avalanche en mode Geiger

Les photodiodes à avalanche en mode Geiger (SPAD : single photon avalanche diode) représentent une alternative aux PMT pour de nombreuses applications [Bachor 04]. Elles offrent un faible dark count pour une efficacité élevée dans une gamme de longueur d'onde de 400 à 1900 nm. Néanmoins, les photodiodes à avalanche, comme les PMT, sont beaucoup moins performantes en infrarouge (1100 - 1900 nm).

Les SPAD sont basées sur l'utilisation de semi-conducteurs, les photodiodes à avalanche (jonction p-n ou p-i-n). Le mode Geiger consiste à polariser la jonction en inverse au delà de sa tension de claquage, dans la zone d'avalanche (grâce à des tensions pulsées) [Jradi 10].

Les charges générées par l'absorption d'un photon, sur la surface active du semi conducteur, sont donc susceptibles de générer une avalanche (réaction en chaîne qui génère un flux important d'électrons). Lors d'un tel évènement, le courant généré par l'avalanche est détecté par un circuit électronique à très faible bruit, qui permet la détection du photon, et protège (quenching) la

diode du claquage (destruction du composant).

Après un tel processus, un temps mort de quelques dizaines de nanosecondes à quelques microsecondes est nécessaire pour que les charges soient évacuées. Des charges résiduelles seraient susceptibles de déclencher une avalanche parasite lors de la remise sous tension, sans photon incident. C'est l'afterpulsing. Il existe principalement deux types de substrat de SPAD particulièrement répandus du fait de leurs performances :

- **le substrat silicium** : le gap important de ce semi-conducteur (1,12 eV) permet l'absorption des photons de la région visible-proche infrarouge (400-1000 nm) en évitant la génération d'un bruit trop important (barrière de potentiel importante). Les SPAD basées sur le silicium permettent une efficacité quantique élevée, qui peut atteindre plus de 85 % [Eisaman 11], et un faible dark count, inférieur à 25 Hz [Brown 87], le jitter est de l'ordre de 400 ps. Les probabilités d'afterpulsing avec un temps mort de 50 ns sont assez faibles, de l'ordre du pourcent (spécifications de Laser Component). On peut noter qu'il existe également des SPADs à jonctions minces, qui présentent un jitter plus faible (35 ps), au détriment de l'efficacité quantique de détection [Cova 89]. La surface active est de l'ordre de la centaine de microns de diamètre.
- **Le substrat InGaAs/InP** : cette composition permet d'obtenir des gaps de l'ordre de 0,75 eV, adaptés à la détection des photons moins énergétiques de la région infrarouge de 1100 à 1900 nm. Ces composants ciblent notamment les longueurs d'onde «télécom» (1300 et 1550 nm). Cependant l'efficacité reste réduite (à 20 %) avec un dark count important (autour de 10kHz). C'est pourquoi ces SPADs étaient, jusqu'il y a peu de temps, utilisées en mode déclenché. Il est maintenant possible de trouver ce type de module de comptage fonctionnant en régime de détection continue. Les SPADs InGaAs/InP nécessitent d'être refroidies à 200 K, et le temps mort est très important (typiquement 10μs) pour réduire l'afterpulsing à 1 %.

La figure 1.3 montre différents types de jonctions de SPAD.

Il existe des composants hybrides qui utilisent les technologies des PMTs et des SPADs pour combiner les caractéristiques [Fukasawa 08].

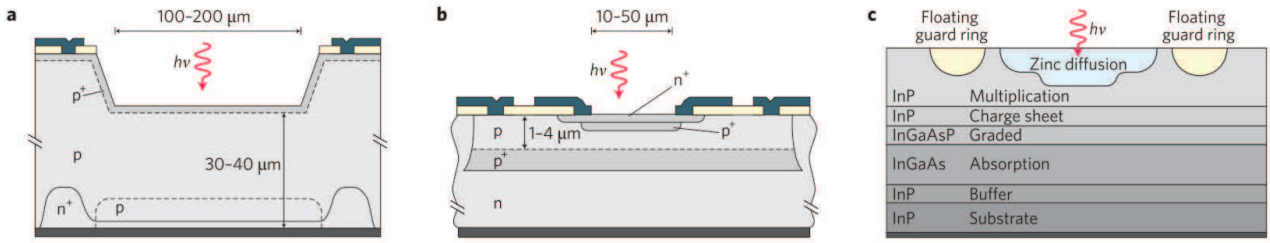

FIGURE 1.3 – Schéma de jonction de SPAD : a) jonction épaisse silicium, b) jonction mince silicium, c) struture d'une SPAD InGaAs/InP (images tirées de [Hadfield 09])

Il existe également des méthodes de mesure comme le multiplexage spatial ou temporel de photodiodes pour palier aux problèmes de résolution du nombre de photons dans une impulsion lumineuse [Jiang 07, Achilles 03]. Ces méthodes consistent à multiplier le nombre de compteurs, soit spatialement (comme une caméra à plusieurs pixels par exemple), soit de manière temporelle en décalant l'arrivée des photons d'une même impulsion sur le détecteur via un jeu de coupleurs.

1.1.3 Les détecteurs émergents

Dans cette partie, je vais présenter une partie des compteurs de photons qui est encore au stade de la recherche, mais qui présente un potentiel industriel pour le futur. Je me suis également limité aux détecteurs monopixels.

VLPC : visible-light photon counters

Cette technologie est basée sur l'utilisation de semi-conducteurs à très basse température, autour de 6 K [Takeuchi 99]. Ces compteurs présentent une forte efficacité de conversion dans la bande du visible (jusqu'à 88 %) et jusqu'à 1 micron. Le dark count est élevé (20 KHz) par rapport aux dispositifs classiques de type PMT et SPAD, alors que le temps mort et le jitter sont du même ordre de grandeur. Le point fort de ce dispositif est qu'il est capable de déterminer le nombre de photons incidents dans une impulsion lumineuse.

Le fonctionnement repose sur l'utilisation de silicium dopé à l'arsenic (figure 1.4). Le semiconducteur est divisé en deux régions, une non dopée destinée à l'absorption du photon, et l'autre dopée pour l'amplification. Le photon incident génère une paire électron-trou. Les charges

sont mises en mouvement par la tension de polarisation. Le trou est accéléré vers la zone dopée, jusqu'à ce qu'il rencontre un atome d'arsenic. L'impact libère un paquet d'électrons qui vont déclencher une avalanche par les impacts répétés dans la zone dopée.

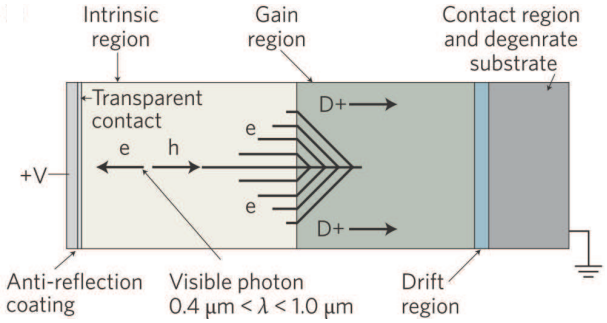

FIGURE 1.4 – Schéma de principe d'un VLPC, image tirée de [Hadfield 09])

Les avalanches étant localisées (quelques microns sur un composant d'un millimètre de diamètre environ), deux photons suffisamment espacés spatialement peuvent générer deux avalanches distinctes et donc un signal analogique proportionnel au nombre de photons.

Des composants similaires se trouvent sous le nom de solid state photomultiplier (SSPM)[Kwiat 94].

Les détecteurs à transition supraconductrice «transition edge sensor (TES)»

Les TES reposent sur l'utilisation de films supraconducteurs polarisés au voisinage de la transition supraconducteur-normal. Un changement de température infime, dans ces conditions, provoque une variation abrupte de la résistance électrique du matériau. L'absorption d'un photon par le film génère de la chaleur. Cela induit une variation de résistance et, par le biais de la polarisation électrique, une variation de courant mesurable (à l'aide d'un amplificateur SQUID).

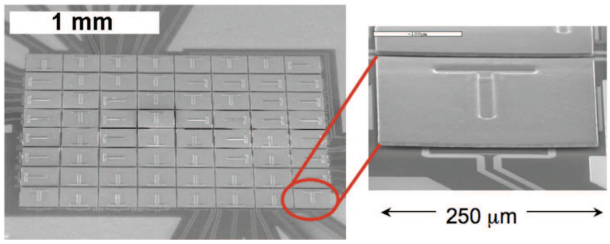

FIGURE 1.5 – Photographie d'une matrice de TES [Eckart 09]

Les TES à base de tungstène (figure 1.5) permettent de résoudre le nombre de photons et d'avoir une forte efficacité quantique (95 % à 1550 nm) pour un dark count négligeable. Le jitter est important (100 ns) et le temps mort de l'ordre de la microseconde. Les surfaces actives sont de l'ordre de la vingtaine de microns. Cependant la température de fonctionnement autour de 0,1 K implique une utilisation avec du matériel très sophistiqué de cryogénie [Lita 08].

Détecteur à point chaud «superconducting single photon detector (SSPD)»

Les SSPD, encore trouvés sous l'appellation «superconducting nanowire single photon detector (SNSPD)», ou encore «hot electron bolometer (HEB)» utilisent également des supraconducteurs. Il s'agit d'une surface couverte par un nanofil de supraconducteur (nitrure de niobium NbN par exemple) de quelques nanomètres d'épaisseur pour une centaine de nanomètres de large [Delacour 07].

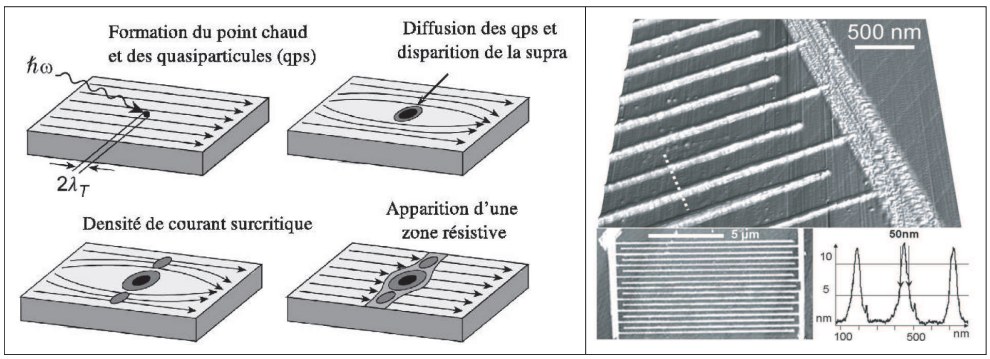

FIGURE 1.6 – a) schéma de principe du SSPD [Jorel 04], b) photo de SSPD [Delacour 07]

Le fil peut couvrir ainsi une surface carrée de plusieurs microns de côté. La température nécessaire est de quelques kelvins (1,5-4 K), bien en dessous de la température de transition du supraconducteur. En revanche, le fil est polarisé par un courant juste inférieur au courant critique pour lequel le supraconducteur a un comportement normal de type résistif. Lorsqu'un photon est absorbé par le fil, il génère un point chaud (résistif) entraînant une hausse du courant autour de ce point chaud. Le fil tout entier devient donc résistif (schéma figure 1.6, un pic de tension détectable apparaît aux bornes du fil [Gol'tsman 01].

L'efficacité quantique est faible (1 %), notamment du fait que le fil ne couvre pas toute la surface du capteur. Ce type de détecteur permet d'avoir un faible jitter (30 ps) et un dark count

inférieur à 1 kHz [Hadfield 09].

Cette technologie peut bénéficier d'améliorations telles que le multiplexage spatial ou encore l'ajout d'une cavité optique devant la surface active qui augmente l'efficacité quantique de détection.

Jonction supracondutrice à effet tunnel «superconducting tunnel junction (STJ)»

Le principe des STJ (figure 1.7) repose sur l'utilisation de deux couches de supraconducteurs séparées par une fine barrière isolante (environ 1 nm d'épaisseur) [Jorel 04, Peacock 98]. Le dispositif est polarisé en tension et maintenu à basse température autour de 0,4 K bien en dessous de sa température critique de supraconduction. Un photon absorbé par une des couches de supraconducteur génère une population de charges (appelées quasiparticules). Ces charges sont mises en mouvement vers l'autre couche de supraconducteur par effet tunnel, sous l'action de la polarisation électrique.

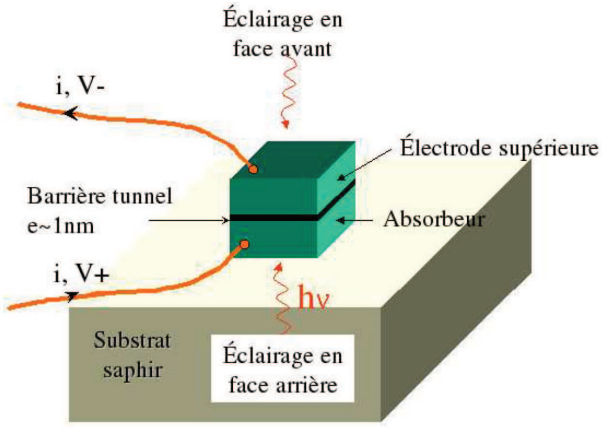

FIGURE 1.7 – Schéma de principe de STJ [Jorel 04]

Il en résulte un courant détectable proportionnel au nombre de quasiparticules et donc à l'énergie lumineuse. Cette sensibilité à l'énergie permet de résoudre la longueur d'onde d'un photon ou alors le nombre de photons à longueur d'onde fixe. Les résultats obtenus avec certains STJ donnent des valeurs d'efficacité quantique supérieures à 45 % dans la bande de 200 à 500 nm, avec un taux de comptage de 10 kHz

Détecteur à boite quantique «quantum dot (QD)»

Il existe plusieurs types de détecteurs utilisant les quantum dots (nanostructures de semiconducteur), dont deux ont été réalisés avec des performances remarquables (figure 1.8).

Le premier repose sur l'utilisation d'un QD dans la structure d'un transistor à effet de champs (FET) d'où l'appellation parfois employée QDOGFET pour "quantum dot optically gated field effect transistor". Une couche mince de QD et un absorbant optique sont disposés entre la grille et le canal du transistor. Lorsqu'un photon est absorbé, une paire électron-trou est générée, et les QD piègent les trous (l'architecture inverse pour les électrons est possible). Il en résulte une variation du potentiel de la grille. Les variations de courant dans le canal sont alors détectables. Ce dispositif permet une efficacité quantique de 68 % à 805 nm [Rowe 06] et la résolution du nombre de photons.

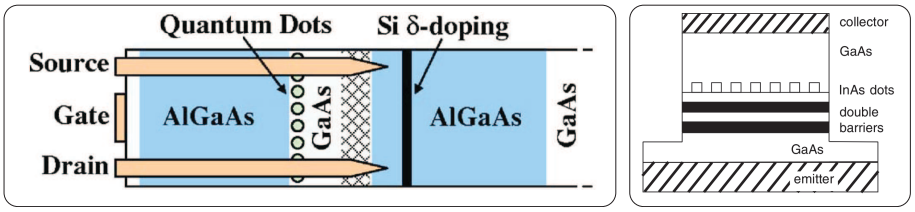

FIGURE 1.8 – Schéma d'un QDOGFET à gauche [Rowe 06], et d'un QD à effet tunnel [Blakesley 05])

Le deuxième dispositif utilise l'absorption des photons dans les QDs, qui modifie les transferts par effet tunnel dans une structure particulière de diode [Blakesley 05]. Cette méthode permet d'obtenir des efficacités quantiques de 12 % à 550 nm avec un dark count négligeable. En revanche le jitter est important (150 ns). Pour ce type d'application la température de fonctionnement est de l'ordre de 4 K.

La détection hybride «frequency up-conversion detector»

Le principe de la détection hybride repose sur l'adaptation de la longueur d'onde cible à un matériel de détection performant, contrairement à l'idée générale qui est d'adapter les composants à leur domaine spectral de mesure. La gamme spectrale visée par ce type de détecteur est donc l'infrarouge qui souffre de la faible énergie des photons, en comparaison à la gamme visible qui

bénéficie de compteurs naturellement plus performants.

Le but est donc de convertir un rayonnement infrarouge vers les longueurs d'onde visibles pour faciliter sa détection. La conversion de longueur d'onde repose sur des principes d'optique non linéaire.

Le processus de référence est la somme de fréquences optiques, réalisée dans des cristaux non linéaires (généralement du niobate de lithium périodiquement polarisé, PPLN). Un faisceau pompe de fréquence ν_p est couplée dans le cristal conjointement à un signal en faible flux à la fréquence ν_s à détecter. Le signal est converti à la fréquence $\nu_c = \nu_p + \nu_s$. Les photons ainsi convertis à une longueur d'onde plus courte sont plus énergétiques et donc plus faciles à détecter (figure 1.9).

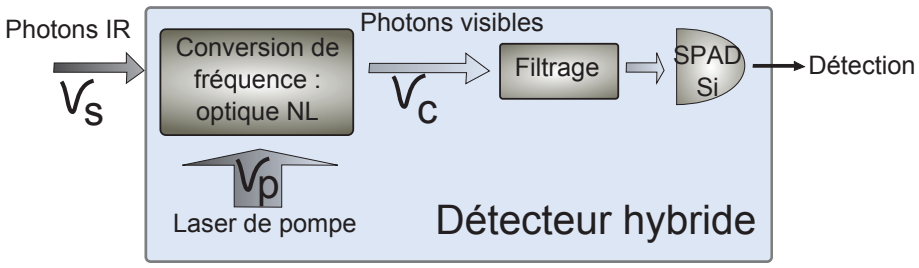

FIGURE 1.9 – Schéma de principe d'un détecteur hybride

Le principe est avantageux si le rendement de conversion est important (afin de préserver une bonne efficacité quantique), et si le processus génère peu de signal parasite. Pour les autres caractéristiques, c'est le compteur de photons utilisé qui fixe les paramètres.

Ce procédé principalement utilisé pour les longueurs d'onde «télécom», permet d'atteindre des efficacités quantiques de 46 % à 1550 nm avec un dark count de 800 kHz lorsqu'il est associé à des SPAD (jonctions épaisses, et il existe donc une multitude d'autres associations possibles comme les PMT, etc...).

Ce dark count élevé s'explique par des processus paramétriques parasites qui génèrent des photons indésirables. Cette source de bruit limite actuellement les performances des détecteurs hybrides. Nous reviendrons largement sur ce point dans ce chapitre.

1.1.4 Bilan

Le tableau 1.10 issu de la référence [Eisaman 11] résume très bien l'ensemble de ces performances. Il présente les critères principaux des compteurs de photons présentés dans ce chapitre, à savoir :

- la température de fonctionnement,
- l'efficacité quantique à la longueur d'onde de test,
- le jitter,
- le dark count,
- la figure de mérite introduite par Hadfield 1.2,
- le taux de détection maximal (ce qui donne indirectement le temps mort)
- et enfin la capacité à résoudre le nombre de photons.

Sur ce tableau, j'ai surligné les compteurs qui fonctionnent à une longueur d'onde supérieure à 1000 nm. La couleur bleue concerne les dispositifs qui nécessitent d'être refroidis à des températures très basses (4 K) et imposent l'utilisation contraignante de systèmes cryogéniques lourds (helium liquide, pulse tube).

Sont surlignés en vert, les dispositifs qui fonctionnent à température ambiante ou utilisables sans dispositif complexe de cryogénie. Les facteurs de qualité les plus élevés sont atteints pour deux types de composants, les SPAD InGaAs et les détecteurs hybrides.

Le marché des SPAD est très important, on peut citer plusieurs grands industriels qui commercialisent des modules de comptages à partir des SPAD InGaAs (Laser component, IDQ, Auréa...). En revanche, les dispositifs commerciaux de détecteurs hybrides sont peu nombreux, et se résument à ma connaissance à un seul modèle proposé par Lepton technologies.

Pourtant, ce procédé de détection est transposable à n'importe quelle longueur d'onde, bien qu'il soit pour l'instant particulièrement étudié autour de 1550 nm. Le coût d'un tel dispositif étant de l'ordre de grandeur de celui des modules de comptage standards du commerce (10 000 à 50 000 euros) à 1550 nm, il semble avoir un bon potentiel pour le marché de la détection en régime du comptage de photons.

Detector type	Operation temperature (K)	Detection efficiency, wavelength η(%), λ (nm)	Timing jitter, δt(ns) (FWHM)	Dark-count rate, D (ungated) (1/s)	Figure of merit	Max. count rate ($10^6/s$)	PNR capability
PMT (visible–near-infrared)	300	40 @ 500	0.3	100	1.3×10^7	10	Some
PMT (infrared)	200	2 @ 1550	0.3	200 000	3.3×10^2	10	Some
Si SPAD (thick junction)	250	65 @ 650	0.4	25	6.5×10^7	10	None
Si SPAD (shallow junction)	250	49 @ 550	0.035	25	5.6×10^8	10	None
Si SPAD (self-differencing)	250	74 @ 600	...	2000	...	16	Some
Si SPAD (linear mode)	78	56 @ 450	...	0.0008	...	0.01	Full[a]
Si SPAD (cavity)	78	42 @ 780	0.035	3500	3.4×10^6	10	None
Si SPAD (multipixel)	290	40 @ 532	0.3	25 000–500 000	1×10^4	30	Some
Hybrid PMT (PMT + APD)	270	30 @ 1064	0.2	30 000	5×10^4	200	None
Time multiplexed (Si SPAD)	250	39 @ 680	0.4	200	5×10^6	0.5	Some
Time multiplexed (Si SPAD)	250	50 @ 825	0.5	150	7×10^6	2	Some
Space multiplexed (InGaAs SPAD)	250	33 @ 1060	0.133	160 000 000	1.6×10^1	10	Some
Space multiplexed (InGaAs SPAD)	250	2 @ 1550	...	...	...	0.3	None
InGaAs SPAD (gated)	200	10 @ 1550	0.370	91	3.0×10^5	0.01	None
InGaAs SPAD (self-differencing)	240	10 @ 1550	0.055	16 000	1.1×10^5	100	None
InGaAs SPAD (self-differencing)	240	10 @ 1550	...	...	...	...	Full
InGaAs SPAD (discharge pulse counting)	243	7 @ 1550	...	40 000	...	10	None
InP NFAD (monolithic negative feedback)	243	6 @ 1550	0.4	28 000	5×10^3	10	Some
InGaAs (self-quenching and self-recovery)	300	... @ 1550	10	...	–	3	Some
CIPD (InGaAs)	4.2	80 @ 1310	...	...	...	0.001	Full
Frequency up-conversion	300	8.8 @ 1550	0.4	13000	1.7×10^4	10	None
Frequency up-conversion	300	56-59@ 1550	...	460000	...	5	None
Frequency up-conversion	300	20 @ 1306	0.62	2200	1.5×10^5	10	None
VLPC	7	88 @ 694	40	20000	1.1×10^3	10	Some
VLPC	7	40 @ 633	0.24	25000	6.7×10^4	10	Some
SSPM	6	76 @ 702	3.5	7000	3×10^4	30	Full
TES(W)	0.1	50 @ 1550	100	3	1.7×10^6	0.1	Full
TES(W)	0.1	95 @ 1556	100	...	...	0.1	Full
TES(Ha)	0.1	85 @ 850	100	...	...	0.1	Full
TES (Ti)	0.1	81–98 @ 850	100	...	...	1	Full
SNSPD	3	0.7 @ 1550	0.06	10	1.2×10^7	100	None
SNSPD (in cavity)	1.5	57 @ 1550	0.03	...	...	1000	None
Parallel SNSPD	2	2 @ 1300	0.05	0.15	2.7×10^9	1000	Some
STJ	0.4	45 @ 350	2000	...	...	0.01	Full
QD (resonant tunnel diode)	4	12 @ 550	150	0.002	4×10^9	0.25	Full
QDOGFET (field-effect transistor)	4	2 @ 805	10000	150	10	0.05	Full

[a]PNR should be possible, but none has been demonstrated as of yet.

FIGURE 1.10 – Comparaison des différents composants permettant de faire du comptage de photons dans le visible et le proche infrarouge. Tableau tiré de la référence [Eisaman 11]

1.1.5 Objectifs de la thèse

L'activité de recherche principale de notre équipe IRO (Imagerie Radar et Optique) concerne l'imagerie haute résolution pour l'astronomie. Dans ce cadre, plusieurs thèses avant la mienne ont été menées sur l'apport et la compatibilité des processus de somme de fréquences avec les instruments dédiés à l'imagerie haute résolution en astronomie. L'utilisation de processus non

linéaires de deuxième ordre dans l'imagerie en astronomie généralise le concept de détecteur hybride.

Le concept est de profiter non seulement des détecteurs performants existants aux autres longueurs d'onde, mais aussi des autres composants telle que la fibre optique. L'idée est de proposer, à terme, des instruments performants et efficaces sur une large bande spectrale, et notamment vers l'infrarouge moyen et lointain. Ce projet en est pour l'instant au stade de la démonstration des principes de base.

Pour mener à bien cette démonstration, il est indispensable de travailler dans un premier temps à des longueurs d'onde pour lesquelles les composants sont accessibles sans difficulté et à un coût raisonnable. C'est pourquoi les expériences et les dispositifs de somme de fréquences sont utilisés pour convertir la longueur d'onde de 1550 nm.

Hors, le besoin et l'activité dans le comptage de photons à cette longueur d'onde sont importants actuellement. Il y a donc potentiellement un enjeu industriel derrière le développement d'un détecteur hybride qui utilise le processus de somme de fréquences à 1550 nm, et à plus long terme pour de plus grandes longueurs d'ondes.

Le contrat CIFRE de cette thèse s'inscrit donc dans ce cadre. Mon travail a consisté d'une part à caractériser et améliorer les performances des systèmes de conversion en vue de la réalisation d'un futur produit commercial, et d'autre part, à améliorer les instruments spécifiques du laboratoire pour l'astronomie.

J'ai donc étudié en détail la conversion de fréquence par somme de fréquences dans les PPLN. Une partie importante de mon travail a consisté à étudier les processus conjoints à la somme de fréquences, qui génèrent l'apparition de photon parasites dans les PPLN, et qui sont néfastes pour la détection en régime de comptage de photons.

1.2 Somme de fréquences dans les PPLN pour la détection hybride

La détection hybride repose sur la combinaison d'un principe d'optique non linéaire (conversion de fréquence) et de l'utilisation de compteurs de photons silicium du commerce. Ayant déjà détaillé les compteurs de photons disponibles et leur principe de fonctionnement, cette partie va se focaliser sur l'optique non linéaire et plus précisément sur le processus de somme de fréquences optiques dans les cristaux de PPLN (niobate de lithium périodiquement polarisé). Ces cristaux constituent l'un des composants phares de la détection hybride en permettant de convertir les longueurs d'onde de sources lumineuses avec un haut rendement, ce qui est nécessaire pour préserver une bonne efficacité quantique globale du détecteur hybride.

1.2.1 Conversion de fréquence par somme de fréquences optiques dans le niobate de lithium

La somme de fréquences

La détection hybride permet de convertir la longueur d'onde d'une source de photons, appelée signal, vers une longueur d'onde plus courte. Cette nouvelle longueur d'onde, appelée convertie (ou signal converti), est choisie en tenant compte des performances des compteurs de photons qui lui sont associés. La détection hybride s'adresse donc principalement aux longueurs d'onde infrarouges pour lesquelles les photons peu énergétiques sont difficiles à détecter, en comparaison à la configuration rencontrée dans le domaine visible. Si la conversion effectuée vers les longueurs d'onde visibles est efficace, cela permettra l'utilisation de composants très performants tels que les SPAD-Si pour le comptage de photons.

En revanche, il convient de s'assurer que le processus de conversion ne génère pas de photons parasites à cette longueur d'onde, ce qui ajouterait du dark count à la détection.

La somme de fréquences optiques est un processus qui permet de sommer l'énergie de deux photons de fréquences ν_s pour le signal, et ν_p pour la pompe [1], pour les convertir en un photon,

1. On appelle «pompe» la source lumineuse qui permet le processus, mais qui ne véhicule aucune information

plus énergétique à la fréquence $\nu_c = \nu_s + \nu_p$.

Le photon converti étant plus énergétique que le photon de pompe, la génération spontanée de photons convertis sans la présence de photons «signal» est impossible (ce qui n'est pas le cas de la différence de fréquences par exemple). La somme de fréquences est intrinsèquement sans bruit [Louisell 61] et semble donc parfaitement correspondre aux besoins de la détection hybride. Néanmoins, nous verrons par la suite que des phénomènes parasites supplémentaires vont venir s'ajouter et limiter les performances de ces instruments.

Comment réaliser le processus de somme de fréquences en optique ?

La sommation de fréquences optiques nécessite l'utilisation d'un milieu non linéaire. Pour illustrer cette propriété, commençons par une analogie rapide avec les amplificateurs en électronique. Lorsqu'un signal sinusoïdal atteint une amplitude trop importante dans un amplificateur, on observe une saturation du signal en sortie. Le signal est alors écrêté, ce qui traduit une perte de la linéarité entre l'entrée et la sortie de l'amplificateur. Le spectre du signal est élargi, avec notamment, l'apparition de la seconde harmonique (somme de la fréquences du champ initial avec elle-même). Cet effet est appelé non linéarité d'ordre deux (relation quadratique avec le signal initial).

Ce comportement se retrouve appliqué aux champs en optique et peut également être à l'origine de la génération de nouvelles fréquences. Ce phénomène est observable dans les matériaux diélectriques. Dans ces milieux isolants, les mouvements de charges sont très restreints et localisés. Cependant, le nuage électronique peut se déformer autour de son noyau créant ainsi un dipôle électrique.

Lorsque ces matériaux sont soumis à des champs électriques, les charges liées (positives et négatives) s'orientent et génèrent une polarisation induite dans le matériau. La relation entre les champs et la polarisation est d'ordinaire linéaire. Mais comme dans le cas de l'amplificateur en électronique, un champ électrique très intense entraîne une réponse non linéaire de la polarisation induite. Dans un cas très général, la densité de polarisation dans le matériau $\overrightarrow{P}$ s'écrit sous la forme :

$$\overrightarrow{P} = \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(1)} \overrightarrow{E} + \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(2)} \overrightarrow{E}^2 + \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(3)} \overrightarrow{E}^3 + ... \tag{1.3}$$

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

Or la théorie de l'électromagnétisme démontre que les oscillations de polarisation émettent des rayonnements électromagnétiques qui oscillent aux mêmes fréquences. La réponse non linéaire de la polarisation permet donc de générer des fréquences optiques différentes de la fréquence du champ initial. Comme pour la génération de la deuxième harmonique dans l'amplificateur électronique, les non linéarités d'ordre deux permettent la somme (ou la différence) de deux champs. En optique, on parle alors de mélange à trois ondes.

Le processus de somme de fréquences, idéal pour la détection hybride, est donc privilégié dans les matériaux qui ont un tenseur du deuxième ordre prédominant. C'est notamment le cas des matériaux anisotropes tels que le niobate de lithium ($LiNbO_3$, LN).

Choix du matériau pour la conversion de fréquence : le niobate de lithium (LN)

Le niobate de lithium est un matériau de synthèse très utilisé en optique du fait de ses nombreuses qualités électro-optiques, piézoélectriques, photoélastiques, et d'autres encore. Il offre l'avantage d'être transparent sur une large bande spectrale de 350 à 5200 nm [Nikogosyan 77]. Certains le comparent en optique au silicium pour l'électronique [Boudrioua 06]. Il est connu pour les nombreuses applications d'optique non linéaire (SHG, SFG, OPO, ...), mais aussi pour les télécommunications (modulateur optique) dans lesquelles il est utilisé.

Les cristaux de LN possèdent de très bonnes caractéristiques pour les applications non linéaires d'ordre deux, c'est à dire que certains coefficients du tenseur $\underline{\chi}^{(2)}$ sont très élevés. Son

utilisation est donc parfaitement justifiée pour la somme de fréquences.

Dans ce cas, nous pouvons exprimer le terme de polarisation non linéaire $\overrightarrow{P}_c(\nu_c)$, associé à l'onde générée ν_c, dans le cas d'une excitation du cristal de LN par deux champs de fréquences différentes, une pompe (ν_p) et un signal (ν_s), de sorte que $\nu_c = \nu_p + \nu_s$. Le tenseur $\underline{\chi}^{(2)}$ est exprimé sous la forme d'une matrice simplifiée (du fait des symétries au sein du cristal) de 3×6 éléments.

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

Les champs sont exprimés selon les axes cristallographiques du cristal x, y, z. Les coefficients d_{ij} utilisés ici sont définis par rapport au tenseur $\underline{\chi}_{ij}^{(2)}$ par :

$$d_{ij} = \frac{1}{2}\underline{\chi}_{ij}^{(2)} \tag{1.4}$$

Le coefficient d_{33} du tenseur de susceptibilité du Niobate de Lithium présente la valeur la plus élevée. La polarisation non linéaire exprimée sous forme scalaire associé à ce coefficient donne :

$$P_z(\nu_c) = 2\varepsilon_0 \cdot d_{33} \cdot E_z(\nu_s) \cdot E_z(\nu_p) \tag{1.5}$$

Dans cette configuration, les polarisations des champs de pompe et de signal devront être superposées et orientées selon l'axe z du cristal afin de maximiser l'efficacité de la somme de fréquences (les cristaux fonctionnant de cette manière sont généralement appelés *z cut*). Remarquons que les composantes des champs qui sont perpendiculaires à cet axe ne sont quasiment pas converties.

1.2.2 Conditions nécessaires pour obtenir la somme de fréquences

Sous sa forme simple, le niobate de lithium ne permet pas de profiter de son coefficient d_{33} pour la conversion de fréquence. En effet, les processus de génération de somme de fréquences

nécessitent la vérification de deux conditions. La première exprime la conservation de l'énergie au cours de la conversion, ce qui est intrinsèquement le cas pour la somme de fréquences. La seconde, appelée condition d'accord de phase, conditionne la génération constructive de l'onde convertie au cours de sa propagation dans le matériau non linéaire. Cela signifie que les relations de phase des trois ondes, pompe, signal et converti au cours de la propagation doivent rester liées pour assurer la construction progressive de l'onde convertie. Pour cela les vecteurs d'onde respectif $\overrightarrow{k}_p$, $\overrightarrow{k}_s$, et $\overrightarrow{k}_c$ doivent satisfaire la relation suivante :

$$\overrightarrow{k}_p + \overrightarrow{k}_s = \overrightarrow{k}_c \tag{1.6}$$

Dans le cas de vecteurs colinéaires, l'équation devient scalaire $\frac{2\pi n_p}{\lambda_p} + \frac{2\pi n_s}{\lambda_s} = \frac{2\pi n_c}{\lambda_c}$

et n_p, n_s et n_c, les indices de réfraction du Niobate de Lithium respectivement aux longueurs d'onde λ_p, λ_s, λ_c. Pour quantifier la réalisation de cette relation, on utilise le terme de désaccord en phase $\Delta k = k_s + k_p - k_c$. Pour $\Delta k = 0$ l'accord de phase est donc parfait.

Cependant, le niobate de lithium est un milieu dispersif, ce qui empêche de satisfaire simplement la relation 1.6. Deux solutions sont alors utilisées pour résoudre ce problème (associés à un contrôle précis de la température du cristal). La première est de se servir de la biréfringence du matériau. La seconde est d'inverser périodiquement le signe du coefficient non linéaire du matériau, on parle alors de quasi accord de phase.

Accord de phase par biréfringence (birefringence phase matching, BPM)

Les matériaux tels que le niobate de lithium sont biréfringents, c'est-à-dire que l'indice de réfraction pour une longueur d'onde dépend de la polarisation du champ électrique de celle-ci. Dans le cas du mélange à trois ondes colinéaires, deux des trois ondes doivent être polarisées rectilignement selon le même axe et la troisième onde polarisée perpendiculairement à celles-ci.

Il est alors possible de trouver une configuration angulaire dans laquelle la condition d'accord de phase est satisfaite.

Cependant, cette méthode conduit rarement à une non linéarité effective optimale. D'ailleurs

nous avons vu que dans le cas du niobate de lithium, le coefficient non linéaire le plus élevé (d_{33}) était sollicité lorsque les trois ondes (pompe, signal et converti) étaient polarisées selon le même axe. L'accord de phase par biréfringence est donc exclu pour profiter du coefficient d_{33} du niobate de lithium.

Quasi-accord de phase (quasi phase matching, QPM)

La méthode de quasi-accord de phase, également appelée pseudo-accord de phase, a été imaginée en 1962 par Armstrong [Armstrong 62], seulement quelques temps après l'arrivée du laser et de l'exploration des effets non linéaires. C'est le développement de cette méthode, à partir des années 1994, sur le niobate de lithium qui permettra [Burns 94] d'exploiter de façon presque optimale le coefficient d_{33}.

L'obtention du quasi accord de phase repose sur la compensation périodique du déphasage entre les ondes en interaction au cours de leur propagation. Lors de la propagation, on considère la longueur de cohérence L_{coh} comme la distance sur laquelle le processus de conversion de fréquence reste constructif (ou destructif). Cette longueur étant assez courte (quelques dizaines de micromètres) en comparaison à la longueur d'interaction dans le milieu non linéaire (quelques dizaines de millimètres), la conversion ne peut pas être efficace puisqu'elle est alternativement constructive et destructive.

La méthode la plus efficace pour compenser ce déphasage est une inversion périodique des domaines ferroélectriques du matériau, ce qui est équivalent à inverser le signe du coefficient non-linéaire $\underline{\chi}^{(2)}$ lors de la fabrication 1.11.

Pour effectuer cette inversion, le cristal est soumis à un champ électrique appliqué par un réseau d'électrodes de période double de la longueur L_{coh}, c'est la période de *poling*, noté Λ. L'inversion peut être permanente si un champ électrique suffisamment puissant (supérieur au champ coercitif du matériau) est appliqué pendant une courte période (50 ms) [Webjorn 94]. On parle alors de polarisation périodique, notée PP (periodically poled).

On définit alors une nouvelle relation pour le quasi-accord de phase qui prend en compte la

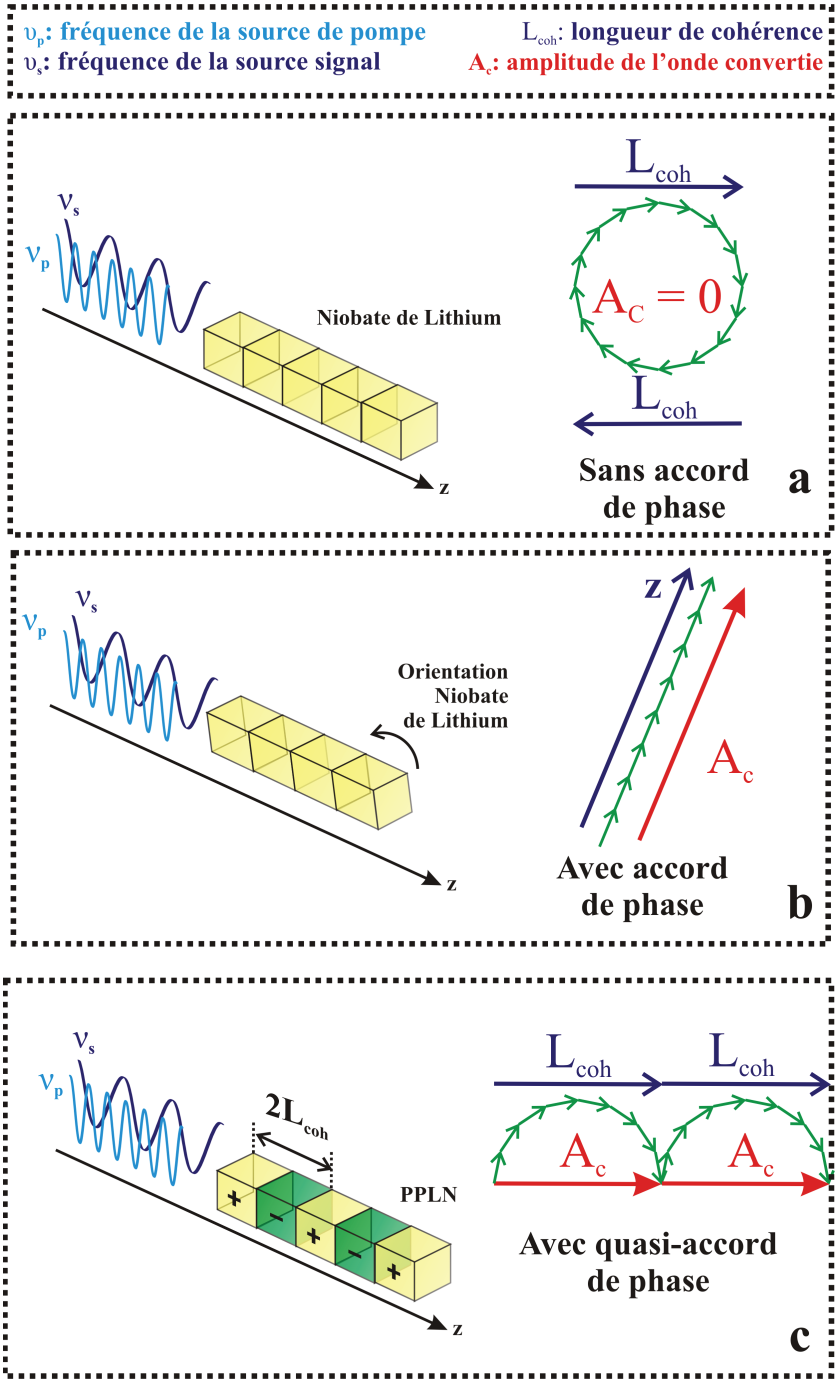

FIGURE 1.11 – Principe de conversion au cours de la propagation : a) sans accord de phase, les interactions alternativement constructives et destructives, empêchent la conversion ; b) l'accord de phase par biréfringence permet une conversion optimale, mais ne sollicite pas les coefficients non linéaires les plus forts ; c) le quasi accord de phase permet une conversion quasi optimale en compensant des problèmes de dispersion du cristal.

périodicité Λ du milieu :

$$\Delta k = k_s + k_p - k_c + \frac{2\pi}{\Lambda} = 0 \tag{1.7}$$

La polarisation périodique permet de trouver expérimentalement une condition de quasi-accord de phase compatible avec l'utilisation du coefficient d_{33} du niobate de lithium. L'efficacité du processus n'est toutefois pas maximale et le coefficient effectif vaut $d_{eff} = \frac{2}{\pi} d_{33}$.

Cependant l'efficacité globale du processus de somme de fréquences obtenue dans cette configuration est plus importante qu'avec un accord de phase obtenu par biréfringence sur des coefficients non linéaires moins élevés [Paschotta 13]. Le nom couramment utilisé pour désigner ces cristaux est periodically poled lithium niobate (PPLN).

1.2.3 Courbe d'efficacité de conversion et rendement de conversion

Cas des faibles conversions

Nous savons maintenant que le PPLN constitue un composant parfaitement adapté au processus de somme de fréquences optiques. Nous pouvons maintenant nous intéresser à l'établissement de ce processus tout au long de la propagation dans le cristal.

Les équations de Maxwell associées aux équations du mélange à trois ondes dans les milieux diélectriques non linéaires permettent d'aboutir à un système d'équations couplées [Boyd 03]. Ces équations permettent de déterminer l'évolution du module A_i des champs électriques $\overrightarrow{E}_i$ associés aux trois ondes planes (pompe, signal, et convertie) en interaction lors de leur propagation dans le cristal selon un axe z [2].

$$\frac{dA_p}{dz} = j\frac{2d_{eff} \cdot \omega_p^2}{k_p \cdot c^2} A_c \cdot A_s^* \exp\left(-j\Delta k \cdot z\right) = 0 \tag{1.8}$$

$$\frac{dA_s}{dz} = j\frac{2d_{eff} \cdot \omega_s^2}{k_s \cdot c^2} A_c \cdot A_p^* \exp\left(-j\Delta k \cdot z\right) = 0 \tag{1.9}$$

$$\frac{dA_c}{dz} = j\frac{2d_{eff} \cdot \omega_c^2}{k_c \cdot c^2} A_p \cdot A_s \exp\left(j\Delta k \cdot z\right) \tag{1.10}$$

2. remarquons que l'axe de propagation z et l'axe cristallographique $\mathcal{Z}$ sont des grandeurs différentes

La norme des champs électriques est exprimée par $E_i = A_i \exp(jk_i z)$ avec k_i la norme du vecteur d'onde et $\omega_i = 2\pi \cdot \nu_i$ la pulsation associées à l'onde $i = p, s$ ou c (pompe, signal, et convertie). Δk est le désaccord de phase réalisé.

Pour obtenir ces équations, il est nécessaire de faire l'hypothèse des enveloppes lentement variables, et de supposer que la pompe et le signal ne sont pas déplétés (cas des faibles conversions). Dans ce modèle, la propagation est considérée sans perte.

En intégrant l'équation 1.10 sur la longueur L d'interaction dans le PPLN, on obtient l'amplitude de l'onde convertie. Ce qui permet d'exprimer la puissance de l'onde convertie en sortie du cristal I_c :

$$I_c(L) = \frac{8 d_{eff}^2 \cdot \omega_c^2 \cdot I_s \cdot I_p}{n_c \cdot n_s \cdot n_p \cdot \varepsilon_0 \cdot c^2} \cdot L^2 \cdot \mathrm{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k \cdot L}{2} \right) \tag{1.11}$$

avec I_s et I_p les puissances associées aux ondes signal et pompe. Nous pouvons également introduire le rendement de conversion $\eta = \frac{I_c}{I_s}$, qui est proportionnel à I_p (pompe non déplétée). L'équation 1.11 nous donne donc toutes les informations nécessaires pour l'utilisation de la somme de fréquences. I_c (ou bien η) :

- est proportionnelle de la puissance de la pompe,
- dépend de manière quadratique à la longueur d'interaction L dans le cristal,
- est maximale pour un désaccord de phase nul.

Le terme en sinus cardinal au carré est également très important, car c'est lui qui va définir la bande spectrale sur laquelle la conversion de fréquence est efficace. En effet, à longueur d'onde de pompe fixe, le terme Δk dépend de la longueur d'onde du signal. Cet effet va limiter le rendement de conversion à une certaine bande spectrale.

La figure 1.12 montre l'évolution du sinus cardinal carré en fonction du terme $\Delta k \cdot L/2$. On peut en déduire un tracé de l'efficacité de conversion en fonction de la longueur d'onde signal, du fait de la relation entre le désaccord Δk et la longueur d'onde signal. L'acceptance spectrale $\Delta\lambda$ est définie comme la largeur à mi hauteur de la courbe d'efficacité de conversion. Elle est dépendante de la longueur du cristal dans l'équation 1.11.

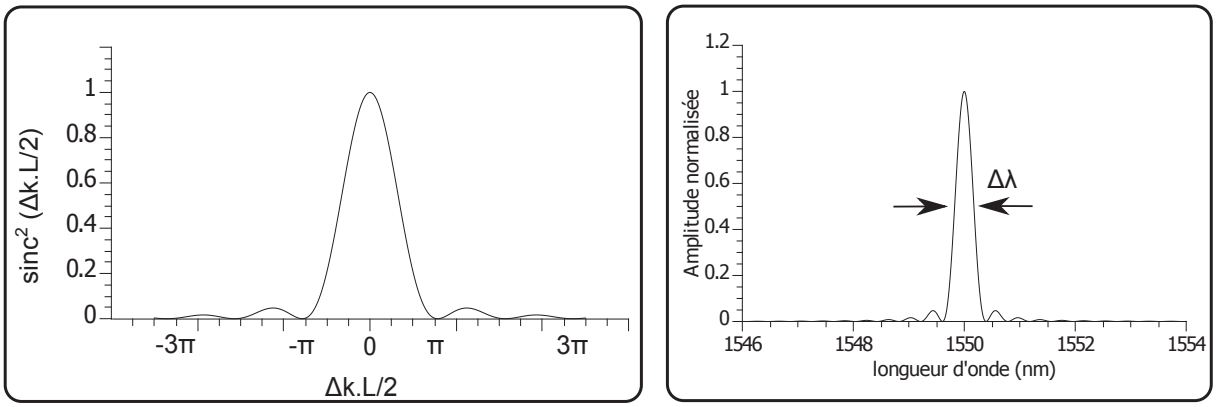

FIGURE 1.12 – Allure du sinus cardinal carré (à gauche) ; allure de la courbe d'efficacité de conversion en fonction de la longueur d'onde du signal (1550 nm) pour une longueur d'onde de pompe fixe à 1064 nm.

Il faut ajouter que le quasi-accord de phase dépend de la température de fonctionnement. En effet, les vitesses de phase dans le matériau sont liées à la température de celui-ci. C'est pourquoi la température des cristaux doit être précisément asservie pour assurer le quasi-accord de phase aux longueurs d'onde désirées.

La plupart des composants sont maintenus à des températures supérieures à la température ambiante (jusqu'à plus d'une centaine de degrés au maximum) pour éviter la dégradation des performances des composants par effet photo-réfractif (changement d'indice lié au champ statique lié à l'accumulation de charges générées par le champ optique, et qui induit des désaccords de phase).

Cas des fortes conversions

Dans le cas précis de la conversion de fréquences pour la détection hybride, les conditions sont légèrement différentes. L'amplitude A_s du signal est très faible par rapport à celle A_p de la pompe. Dans ce cas, on peut considérer que la pompe ne sera pas déplétée lors du processus de somme de fréquences. En revanche, la conversion du signal doit être efficace si l'on veut obtenir une détection hybride avec de bonnes performances. Nous devons donc prendre en considération la déplétion du signal pour exprimer l'amplitude du champ converti. À partir des équations

couplées 1.10, et en considérant le cas simple $\Delta k = 0$, nous pouvons écrire :

$$\frac{d^2 A_s}{d^2 z} = j\frac{2d_{eff} \cdot \omega_s^2}{k_s \cdot c^2} A_p^* \cdot \frac{dA_c}{dz} \tag{1.12}$$

$$\text{soit } \frac{d^2 A_s}{d^2 z} = -K^2 \cdot |A_p|^2 \cdot A_s \tag{1.13}$$

$$\text{avec } K^2 = \frac{4\omega_s^2 \omega_c^2 d_{eff}}{k_s k_c c^4}$$

En tenant compte des conditions initiales $A_s(z = 0) = A_{s0}$ et $A_c(z = 0) = 0$ la résolution de l'équation différentielle donne :

$$A_s(z) = A_{s0} \cdot \cos(K \cdot |A_p| \cdot z) \tag{1.14}$$

on en déduit

$$A_c(z) \propto A_{s0} \cdot \sin(K \cdot |A_p| \cdot z) \tag{1.15}$$

le rendement de conversion s'exprime alors :

$$\eta = \frac{I_c(z)}{I_{s0}} \propto \sin^2(K \cdot |A_p| \cdot z) \tag{1.16}$$

où I_{s0} est l'intensité du signal en $z = 0$. Le rendement évolue en sinus carré de l'amplitude du champ A_p de pompe et de la longueur L du cristal. Dans le cas pratique, la longueur du cristal est prévue pour obtenir l'acceptance spectrale souhaitée. La puissance de la pompe est ajustée pour obtenir le maximum de conversion.

1.2.4 Guide d'onde et pigtails

L'utilisation des technologies d'optique guidée a permis d'apporter des améliorations notables dans le domaine de l'optique non linéaire. Les guides d'onde permettent en effet d'obtenir un fort confinement d'énergie, favorable à la génération d'effets non linéaires efficaces. Ils permettent aussi un bon recouvrement spatial des ondes en interaction et principalement dans le cas de la propagation sur le mode fondamental (unimodale).

L'utilisation de guides d'onde sur les composants PPLN permet ainsi d'améliorer considérablement les performances des processus de conversion de fréquence. C'est pourquoi nous utilisons des PPLN guidés dans le cadre de nos études au laboratoire. Nous obtenons ainsi une longueur d'interaction L effective égale à la longueur du cristal.

Les guides sont dimensionnés de façon à favoriser la propagation des champs des ondes en interaction sur le mode fondamental, afin d'obtenir le meilleur recouvrement spatial possible. La largeur des guides obtenue est de l'ordre de grandeur de la taille des cœurs d'une fibre optique unimodale, c'est-à-dire quelques microns de diamètre [3].

Il est d'ailleurs possible de profiter de ces ressemblances de structures de guide pour coller directement des fibres sur les PPLN, appelé pigtail, afin d'optimiser et de stabiliser les couplages.

Pour augmenter encore plus les recouvrements des champs, il est possible d'utiliser des «taper» gravés sur le même substrat. Ceux-ci permettent d'adapter les modes de propagations à une taille de guide particulière.

Les guides d'onde PPLN utilisés au laboratoire et au cours de cette thèse sont issus de différentes centrales technologiques, de recherche ou industrielle. Les trois types de gravure utilisées sont expliquées dans la suite de cette partie, ainsi que la méthode de pigtailisation.

Guides d'onde par diffusion de titane

Certains principes d'inscription des guides sont directement issus des processus utilisés dans la micro-électronique, qui utilise successivement des phases de photolithographie, de dépôt, et de diffusion.

Le principe de la diffusion du titane dans le niobate de lithium (Ti :LN) repose seulement sur quelques étapes [Schmidt 74]. Le composant est d'abord recouvert d'un fine couche de titane déposée par évaporation. Un masque de résine photo-résistante permet de faire l'empreinte des guides (et éventuellement des tapers ou autre géométrie possible de l'optique intégrée). Une fois la phase de gravure terminée, l'homogénéité du dépôt et du futur guide en titane est vérifiée. Le composant est ensuite chauffé autour de 1000°C dans un four pour que le titane se diffuse dans

3. les guides ne sont pas forcément à symétrie de révolution du fait des technologies de fabrication

le niobate de lithium.

Le guide est créé par la différence d'indice présent entre le LN et le Ti :LN. Ces guides permettent la propagation des modes de polarisation TE et TM. Pour désigner cette technologie, j'utiliserai le terme «Ti :PPLN».

Guides d'onde par échange protonique

Il existe de multiples techniques basées sur l'échange protonique (PE). Les principales sont l'échange protonique avec recuit (APE : annealed proton exchange) et l'échange protonique inversé (RPE : reverse proton exchange), qui est réalisé en ajoutant une étape à l'APE.

Une couche de protection contre les acides (Titane ou oxyde de silicium) est déposée sur l'ensemble du composant. Une résine photosensible permet de graver cette couche anti-acide, et mettre à nu le LN à l'endroit où le guide doit être déposé. Le composant est ensuite plongé dans un bain acide autour de 170°C pendant quelques heures. Les protons H^+ migrent dans le composant et prennent la place des ions lithium Li^+ dans la zone laissée à nu. Ces protons sont ensuite diffusés dans le LN via un recuit à 300°C. Lorsque le procédé s'arrête là, on parle d'APE.

Le RPE utilise une étape supplémentaire dite «d'enfouissement» des guides dans le substrat. Pour cela, le processus inverse de diffusion de proton est utilisé. Le composant est plongé dans un bain saturé en ions lithium. Il en résulte un dépeuplement des protons uniquement en surface. Le guide obtenu est donc enterré dans le substrat. Les guides formés par RPE ont, de ce fait, une meilleure symétrie que ceux réalisés par APE [Parameswaran 02]. Cependant ces guides ne supportent que le mode TM de propagation [Zhang 07]. Pour désigner cette technologie, j'utiliserai le terme «RPE PPLN».

Guides d'onde mécanique en «crête» (ridge guide)

Le nom de ces guides tient de leur forme (photo 1.13) qui permet d'utiliser la différence d'indice entre l'air et le composant pour guider les champs.

Plusieurs méthodes existent aussi pour ce type de guides. Celle utilisée par un de nos fournisseurs de PPLN est la suivante [Nishida 03]. Deux «wafers» de LN sont utilisés. Le premier,

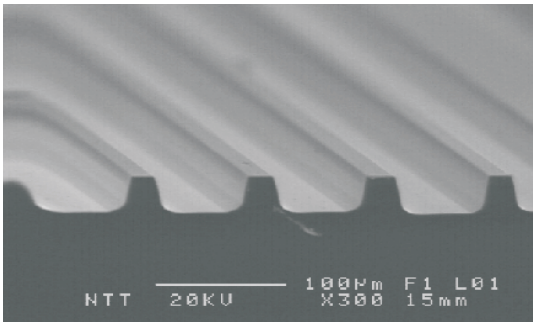

FIGURE 1.13 – Photographie d'un groupe de guides «ridge» [Nishida 03]

non dopé servira de guide PPLN. Le second dopé MgO servira de substrat. Une fois la période Λ inscrite dans le "wafer" non dopé, les deux wafers sont soudés l'un à l'autre (à 500°C). La partie PPLN est polie jusqu'à une épaisseur de 9 μm, puis des tranchées sont creusées à la scie pour laisser apparaitre les guides en forme de crête (hauts et larges de quelques micromètres).

Les modes TE et TM sont guidés. Ce type de guide est plus résistant aux effets photoréfractifs à température ambiante, que les guides réalisés par RPE. Pour désigner cette technologie, j'utiliserai le terme «PPLN ridge».

La pigtailisation

Afin d'améliorer et de stabiliser les couplages (en terme de pertes et de stabilité) en entrée et en sortie des composants, il est possible d'utiliser des PPLN pigtailisés. La méthode présentée est extraite de la référence [Pelc 12].

La fibre à coller est placée dans une férule de 1 mm de diamètre afin d'obtenir une surface à coller bien polie à plat. La fibre est alignée en face du guide à l'aide de translation piézoélectrique. La férule est tenue mécaniquement et le cristal est fixé par un support à dépression. Une gouttelette de colle UV (type Norland's NOA-61) est déposée entre le guide et le PPLN avant de les mettre en contact, puis insolée. Les pertes résultantes obtenues sont de l'ordre de 0,5 dB .

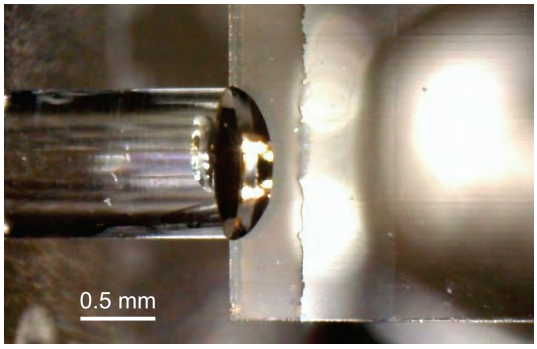

FIGURE 1.14 – Photographie d'un pigtail sur un PPLN [Pelc 12]

1.2.5 Conclusion

Les cristaux de PPLN permettent de faire de la conversion de fréquence par somme de fréquences (figure 1.15).

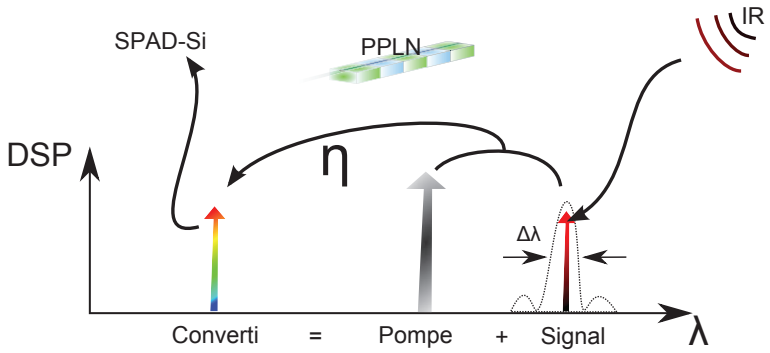

FIGURE 1.15 – Schéma de principe général de la détection hybride

Les rendements de conversion η permis par ce type de cristal sont les plus importants existants actuellement du fait de l'utilisation du fort coefficient d_{33} du niobate de lithium. En utilisant une pompe monochromatique, il est possible de convertir des fréquences sur une largeur de bande à mi hauteur égale à l'acceptance spectrale $\Delta\lambda$.

Les conditions d'obtention de tels résultats dans un PPLN sont l'asservissement homogène du cristal en température, et une période de poling régulière sur l'ensemble du cristal.

De plus, les photons de pompe ne peuvent pas générer spontanément de photons à la longueur d'onde convertie du fait qu'ils sont moins énergétiques. On peut noter toutefois que le phénomène de doublage de fréquence reste possible et qu'il peut constituer une source de photons parasites pour la détection.

1.3 État de l'art sur la détection hybride dans les PPLN

Les principes et les techniques utiles à la détection hybride étant bien définis, nous pouvons maintenant nous intéresser à l'état de l'art concernant cette méthode.

Bien que la détection hybride par somme de fréquences soit théoriquement un processus non bruité, ses performances souffrent d'une génération de photons non désirés.

En effet, nous avons pu voir dans le tableau récapitulatif de la partie 1.1, que le dark count des détecteurs hybrides était très élevé (largement supérieur à 1 kHz). Pourtant les SPAD silicium utilisés dans les détecteurs hybrides possèdent un dark count qui n'excède pas 100 Hz. La différence s'explique par l'arrivée de photons parasites sur la SPAD-Si. Ces photons sont issus de processus spontanés au sein du PPLN. C'est ce dont nous parlerons dans un premier temps, avant de présenter les faits les plus marquants en terme de performance pour la détection hybride depuis quelques années.

1.3.1 Processus paramétriques spontanés parasites

Les processus non linéaires tels que la somme de fréquences nécessitent des puissances de pompe de l'ordre de la centaine de milliwatts pour obtenir des conversions efficaces. Cela représente un flux d'environ $5 \cdot 10^{17}$ photons par seconde à une longueur d'onde de 1064 nm. Des processus non linéaires en apparence très peu efficaces peuvent donc suffire à générer des photons parasites dans la bande du signal à détecter (à l'échelle du kHz).

Deux cas sont alors envisageables. Soit les photons parasites sont émis directement à la fréquence du signal converti ν_c, soit à la fréquence du signal ν_s, auquel cas ils peuvent être convertis au même titre que le signal et générer un offset pour la mesure à ν_c. Les principales sources de bruit dans les détecteurs hybrides sont issues du deuxième cas.

À ce jour, la littérature rapporte l'identification de deux processus de ce type. Il s'agit de la fluorescence paramétrique et de la diffusion raman. Concernant ces phénomènes, je vais me limiter aux explications données par l'équipe de Martin Fejer de l'université de Stanford.

Fluorescence paramétrique (spontaneous parametric downconversion, SPDC)

La fluorescence paramétrique est le phénomène symétrique de la somme de fréquences : une onde à la fréquence ν_p donne naissance à deux ondes de fréquences ν_1 et ν_2, vérifiant la relation $\nu_p = \nu_1 + \nu_2$. En revanche, ce processus ne nécessite qu'un seul photon à ν_p, qui subit une scission en deux autres photons, contrairement aux processus à trois ondes qui nécessitent la présence synchrone de deux photons pour qu'une interaction soit possible.

La fluorescence paramétrique relève d'un processus spontané décrit par la théorie quantique (fluctuations quantiques du vide) [Smirr 10]. On peut assimiler ce processus aux émissions spontanées qui initient une émission laser. Cependant, la fluorescence paramétrique nécessite une condition d'accord de phase.

Prenons alors le cas de la détection hybride qui utilise un PPLN pour faire de la somme de fréquences. La période de polarisation Λ est dimensionnée pour un quasi-accord de phase bien précis. Rappelons qu'il doit permettre l'interaction $\nu_c = \nu_p + \nu_s$. Il ne peut donc pas, a priori, y avoir un accord de phase qui autorise $\nu_p = \nu_1 + \nu_2$.

Seulement, le processus de périodisation des PPLN n'est pas parfait. Des erreurs sur le poling, appelées erreur de rapport cyclique (RDC errors : random duty cycle errors), génèrent une multitude d'accords de phase parasites (QPM disorder) qui autorisent des interactions telles que la fluorescence paramétrique [4] [Pelc 11b]. Toutefois, la SPDC reste possible sans poling, mais en trop faible proportion pour être observée [Pelc 10].

En conclusion, la source de pompe utilisée pour la génération de somme de fréquences est susceptible de générer des photons à la même fréquence que le signal à ν_s à convertir. Ces photons parasites une fois convertis se retrouvent dans la même bande spectrale que les photons signaux convertis. Cela se traduit par un dark count d'origine optique pour le détecteur hybride (figure 1.16). La SPDC ne peut générer que des photons moins énergétiques que la source de pompe. En choisissant une pompe moins énergétique que le signal $\nu_p < \nu_s$, il n'est plus possible d'avoir un spectre généré par SPDC superposé au signal à ν_s.

4. La génération de seconde harmonique à $2\nu_p$ est aussi concernée, cependant elle reste moins gênante puisque son spectre est en dehors de la bande spectrale utile

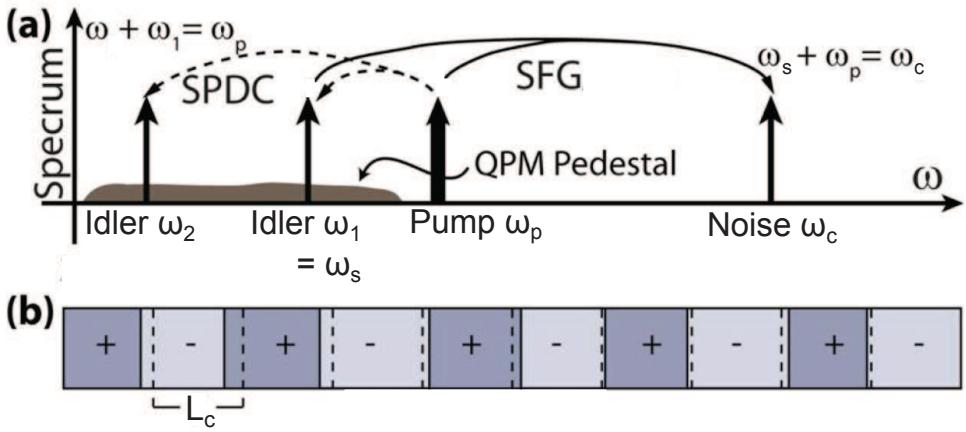

FIGURE 1.16 – Schéma de la référence [Pelc 10] (en pulsation). a) schéma de principe de génération de bruit par SPDC ; b) représentation des erreurs de rapport cyclique dans le poling d'un PPLN

Diffusion Raman spontanée (spontaneous raman scattering, SRS)

La diffusion Raman est un processus inélastique qui permet la génération d'un photon plus ou moins énergétique que le photon incident. On parle de décalage «Stockes» lorsque le photon diffusé est «décalé vers le rouge», un phonon (quantum d'énergie de vibration) est alors émis. Dans le cas inverse, on parle de décalage «anti-Stockes», un phonon est absorbé et le photon diffusé est «décalé vers le bleu» (figure 1.17).

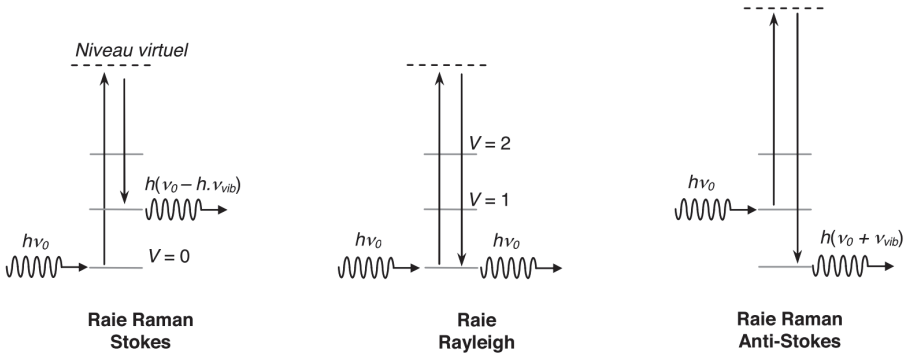

FIGURE 1.17 – Principe de la diffusion (inélastique) Raman comparé à une diffusion (élastique) Rayleigh [Hammoum 08]

Ce processus est bien connu en spectroscopie puisque chaque matériau possède une réponse Raman bien particulière lorsqu'il est éclairé par un champ optique monochromatique. Le niobate de lithium possède également cette signature. Son spectre Raman (Stockes et anti-Stockes) s'étend sur plusieurs nanomètres autour de la longueur d'onde d'excitation. Si le signal à conver-

tir à ν_s est superposé au spectre Raman, alors les photons diffusés par effet Raman pourront être convertis vers ν_c et générer du dark count pour le détecteur hybride au même titre que la SPDC.

Le spectre Raman du niobate de lithium étant bien connu, il est possible de prédire si l'écart spectral entre la pompe et le signal est suffisant pour s'affranchir d'un effet Raman gênant. Le spectre Stockes (pertes d'énergie) s'étalant sur une large bande spectrale, il restera donc significatif pour $\nu_p > \nu_s$. En revanche, le spectre anti-Stockes, qui nécessite un gain d'énergie, est peu significatif si $\nu_p < \nu_s$ et si l'écart spectral $\nu_s - \nu_p$ est important [Pelc 12].

Synthèse

La figure 1.18 de la référence [Pelc 12] résume les deux cas de figure possibles de processus de somme de fréquences : soit $\nu_s < \nu_p$, soit $\nu_s > \nu_p$. Dans les deux cas, l'auteur montre les sources de photons parasites qui peuvent être associées. Dans le cas $\nu_s < \nu_p$, la génération spontanée de différence de fréquences (SPDC) et la diffusion Raman spontanée (SRS) peuvent être sources de parasites, dans l'autre cas, seule la SRS peut intervenir si l'écart entre pompe et signal n'est pas assez important.

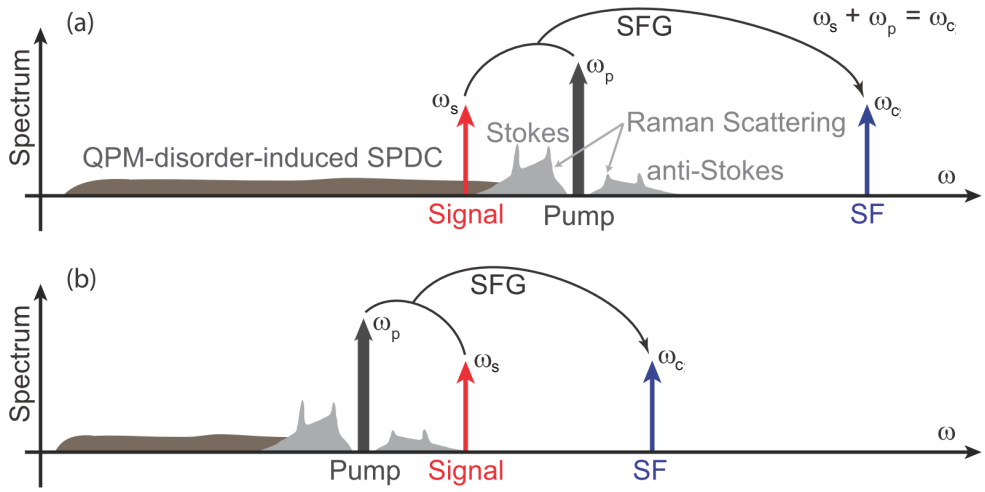

FIGURE 1.18 – Schéma récapitulatif de la génération de processus spontanés de génération de photons parasites pour la détection hybride, la SPDC et la SRS [Pelc 12] (en pulsation). a) La pompe est plus énergétique que le signal, la SFG souffre de photons parasites issus de la conversion de la SPDC et SRS. b) La pompe est moins énergétique que le signal, seule la SRS anti-stokes génère des photons parasites.

1.3.2 Performances remarquables obtenues dans différents laboratoires

J'ai choisi de montrer ici quelques résultats expérimentaux marquants qui concernent la détection hybride à 1550 nm publiés lors de ces dix dernières années.

MIT, PPLN bulk [Albota 04]

Une équipe du MIT a réalisé un détecteur hybride pour la longueur d'onde de 1550 nm. Ils ont utilisé un cristal de PPLN massif (non guidé «bulk») pompé à 1064 nm pour convertir le signal à 630 nm. Une puissance de pompe de 21 W en continu leur a permis d'atteindre un rendement de conversion de 90 % (considéré dans le PPLN).

Associé à une SPAD-Si, ils ont obtenu une efficacité quantique de 59 % pour un dark count supérieur à 300 kHz causé en grande majorité par la fluorescence paramétrique (l'écart entre la pompe et le signal est très important par rapport au spectre Raman). D'autres équipes, des universités de Urbana-Champaign [Vandevender 04], et Shanghai [Pan 06], ont obtenu des résultats similaires avec des bancs du même type.

Stanford university, PPLN guidé [Roussev 04]

Roussev *et al* ont utilisé un PPLN guidé (RPE) pompé par une source à 1340 nm pour faire de la détection à 1550 nm. Le signal est converti à 710 nm. La configuration guidée permet de limiter considérablement la puissance de pompe nécessaire. Une puissance de 88 mW suffit pour atteindre un rendement de conversion de 82 % et une efficacité quantique de 41 % en utilisant une SPAD-Si. Leur article ne mentionne pas de valeur de dark count.

Stanford university et NTT corporation, suppression de la SPDC [Langrock 05]

L'équipe de Stanford a utilisé à nouveau la configuration de Roussev *et al*, pour faire de la détection à 1550 nm en utilisant une pompe à 1310 nm. Cette fois, ils ont caractérisé l'efficacité quantique (46 %) et le dark count (800 kHz).

Puis, ils ont inversé le schéma de pompage. Le signal est à 1310 nm et la pompe à 1550 nm.

Le rendement de conversion est sensiblement le même (40 %) pour un dark count 40 fois plus faible. Ils ont ainsi démontré l'avantage d'un pompage avec une pompe moins énergétique que le signal en terme de dark count. En effet, les processus parasites de SPDC ne nuisent pas aux mesures dans ces conditions (il ne reste que l'effet Raman). (référence similaire [Thew 08]).

NTT corporation, atténuation de l'effet Raman [Kamada 08]

Cette équipe a comparé les deux schémas de pompage pour détecter un même signal à 1550 nm. La première configuration possède une pompe à 1810 nm et la deuxième configuration, une pompe à 976 nm. Le processus de somme de fréquences est réalisé dans un PPLN guidé (ridge). Á puissance de pompe identique (26 mW), ils ont atteint une efficacité quantique de détection de l'ordre de 20 % avec des SPAD-Si.

En revanche la configuration avec la pompe moins énergétique (1810 nm) a permis d'obtenir un dark count inférieur à 100 coups par seconde. Alors que la configuration avec la pompe à 976 nm a obtenu un dark count de 10 kHz. La configuration qui utilise une pompe moins énergétique que le signal permet de s'affranchir des problèmes liés à la SPDC comme l'avaient montré Langrock *et al.*

De plus, l'écart spectral entre le signal et la pompe permet de limiter la diffusion Raman. L'auteur souligne que la diffusion Raman est influencée par la composition chimique du guide. (référence similaire [Pelc 10])

Shanghai University, filtrage spectral ultra fin en sortie [Shentu 13]

Shentu *et al* ont réalisé un détecteur hybride pour la longueur d'onde de 1550 nm. Ils ont utilisé un PPLN guidé (RPE) et une pompe à 1950 nm (laser thulium amplifié) pour convertir le signal à 900 nm. Un réseau de bragg volumique est ajouté à la sortie du PPLN. Il permet un filtrage spectral très étroit qui diminue le nombre de photons parasites issus de la SRS incident sur la photodiode. Il en résulte également une diminution de la bande utile de détection (0,05 nm à 900 nm).

Avec 20 mW de pompe, ils sont arrivés à obtenir une efficacité quantique de détection de 15

% pour un dark count de 25 cp/s, qui est le dark count de la SPAD-Si utilisée. Ils ont montré que ce dispositif permettait de faire de la spectrométrie avec de meilleures performances (sensibilité et résolution) qu'un spectromètre à réseau de SPAD InGaAs, refroidi à l'azote liquide. (référence similaire [Pelc 11a]).

Deuxième partie

Caractérisation de différents composants PPLN et détection hybride

2

Caractérisation des composants de PPLN pour la détection hybride à 1550 nm

Au cours de ma thèse, j'ai utilisé différents composants de PPLN pour étudier le principe de la détection hybride en utilisant le processus de somme de fréquences.

Ces composants, issus de l'industrie et de laboratoires de recherche, diffèrent dans leur technologie et dans leur «packaging». En utilisant des bancs de mesures adaptés à chaque PPLN, j'ai pu observer et quantifier les caractéristiques et les performances de chacun dans un contexte de détection hybride. J'ai donc étudié en détail les rendements de conversion, la quantité de photons parasites à l'origine du fort dark count des détecteurs hybrides, ainsi que les caractéristiques spectrales de conversion.

Ces mesures ont permis une étude comparative des composants PPLN afin de déterminer leurs avantages et inconvénients pour différentes applications.

2.1 Présentation des différents composants utilisés

Jusqu'à mon arrivée au laboratoire, les cristaux de PPLN utilisés pour faire de la conversion de fréquence étaient fournis par l'université de Paderborn (Allemagne). Ces PPLN ont permis, et permettent encore, de réaliser des démonstrations de principe pour l'astronomie, mais nécessitent une mise en œuvre contraignante.

De ce fait, il a été préférable d'utiliser des composants issus de l'industrie, telle que HC Photonics (HCP), ou NTT Photonics (NTT) pour rendre nos convertisseurs de fréquences plus fiables et performants. Ces fournisseurs proposent des composants PPLN intégrables qui peuvent être pigtailisés et dont le packaging comprend un système de régulation thermique intégré (TEC semblable à celui utilisé pour les diodes laser). L'université de Paderborn fournit le cristal de PPLN nu et sans pigtail.

Le mode de couplage (espace libre ou pigtail) a été un critère important afin d'évoluer vers des systèmes plus fiables et plus simples d'utilisation. C'est pourquoi un type de cristal (HCP) est pigtailisé à l'entrée et l'autre (NTT) est pigtailisé en entrée et en sortie afin de pouvoir comparer l'intérêt de chaque solution (photographies en figure 2.1).

FIGURE 2.1 – Photographies des trois types de PPLN : a) PPLN Paderborn ; b) PPLN HCP ; c) PPLN NTT.

Chacun des composants bénéficie d'une technologie différente de fabrication du guide d'onde au sein du cristal (figure 2.2). Ces techniques dépendent des savoir-faire des fabricants. Il en est de même pour la température de fonctionnement, la longueur du cristal, les périodes de polarisation, et les substrats de niobate de lithium qui sont définis par les fabricants à partir des longueurs d'onde de fonctionnement définies par les utilisateurs.

Le tableau 2.1 montre les différences remarquables entre les trois composants issus de l'université de Paderborn, et des industriels (HCP et NTT). Par abus de langage, je désignerai par :

- «PPLN Paderborn», les Ti :PPLN nu (guide fabriqué par diffusion titane),
- «PPLN HCP», les RPE PPLN pigtailisés en entrée (guide fabriqué par échange protonique)
- «PPLN NTT», les PPLN ridge pigtailisés en entrée et sortie (guide fabriqué mécaniquement)

Tableau 2.1 – Comparaison des trois types de PPLN disponibles

	Paderborn	HCP	NTT
Technologie de gravure des guides	Diffusion Titane	Échange protonique	Ridge (mécanique)
Guide	Unimodal à 1064 nm	Unimodal à 1064 nm	Unimodal à 1064 nm
Couplage entrée	Espace libre	Fibré PM 980	Fibré PM 980
Couplage sortie	Espace libre	Espace libre	Fibré PM 630
Longueur cristal	34 mm	50 mm	34 mm
Température de fonctionnement	90°C	35-45°C	45-60°C
Contrôle de la température	TEC et AD 590	TEC et Thermistance 10k	TEC et Thermistance 10k
Stabilité	Bonne : quelques heures	Excellente : sans limite observée	Excellente : sans limite observée
Module de conversion disponible	1550 et 3390 nm	1550 nm	1550 et 1270 nm
Encombrement du montage	0,5 m^2	10 cm^2	10 cm^2

Les composants dont nous disposons permettent de faire de la conversion de signaux à différentes longueurs d'onde signal (1270 nm, 1550 nm et 3390 nm). Cependant la seule longueur d'onde de conversion commune aux trois technologies est à 1550 nm (avec une pompe à 1064 nm). C'est pourquoi seuls les composants correspondants seront étudiés dans ce chapitre afin de

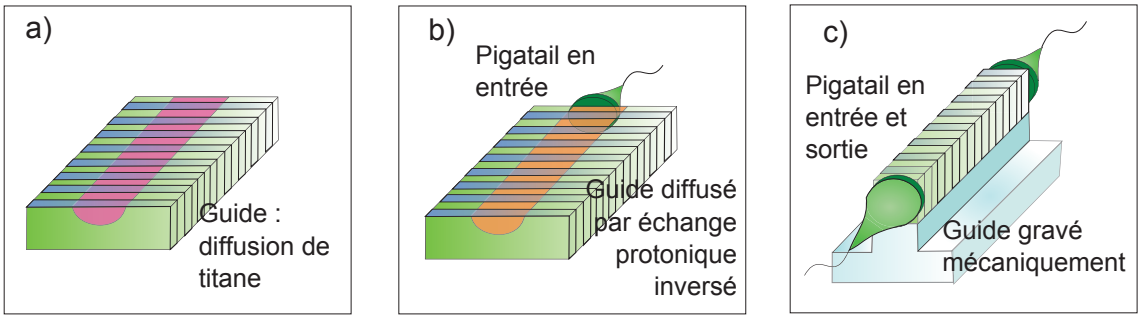

FIGURE 2.2 – Schéma des structures des guides d'onde et des pigtails dans les PPLN : a) PPLN Paderborn ; b) PPLN HCP ; c) PPLN NTT.

rendre la comparaison la plus évidente possible. Les cristaux utilisés pour la conversion à 1270 nm et 3390 nm seront décrits plus tard dans ce manuscrit.

2.2 Banc de mesure - optimisation

L'objectif de ce chapitre est de caractériser les composants qui permettent de convertir, par somme de fréquences, un signal à 1550 nm en un signal converti à 630 nm par l'intermédiaire d'une pompe à 1064 nm. Les caractérisations devront permettre de juger de l'intérêt de ces composants pour la détection infrarouge en comptage de photons par détection hybride.

Chacun des composants est associé à un banc de mesure spécifique. Une attention particulière a été portée à la ressemblance entre chaque banc de manière à pouvoir faire une comparaison objective des différentes technologies.

2.2.1 Architecture générale d'un détecteur hybride

Avant de rentrer dans le détail de chaque banc réalisé pour chacun des composants, je présente dans cette sous-partie l'architecture générale d'un détecteur hybride et le rôle des éléments principaux. Un banc est composé des éléments suivants :

– **Une source signal** : cette source simule le signal cible à détecter, dans notre cas à 1550 nm. Il peut s'agir d'une source de puissance moyenne (quelques mW) utilisée principalement pour les réglages et certaines caractérisations, ou d'une source très faible (quelques photons

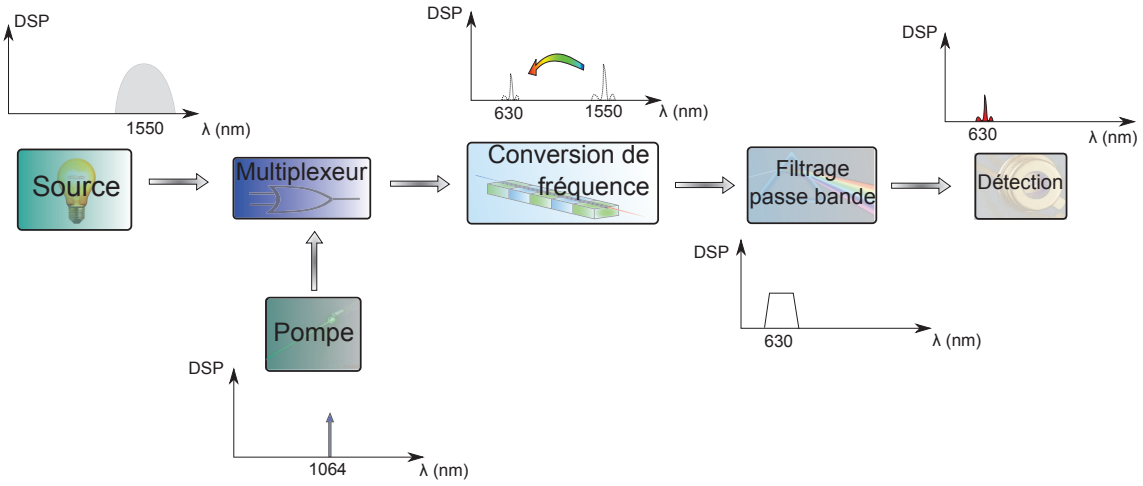

FIGURE 2.3 – Schéma général du fonctionnement d'un détecteur hybride

par seconde) pour se placer dans des conditions de détection en régime de comptage de photons. La source utilisée dans ce chapitre est un laser de longueur d'onde centrée autour de 1550 nm.

- **Une source de pompe** : c'est elle qui fournit l'énergie pour permettre le processus de somme de fréquences dans le PPLN. La source de pompe utilisée dans ce chapitre est une diode laser émettant à 1064 nm (puissance de quelques centaines de mW).
- **Un multiplexeur** : il permet le couplage du signal et de la pompe dans un même guide unimodal du PPLN. Les multiplexeurs utilisés dans ces bancs sont fibrés, unimodaux et à maintien de polarisation.
- **Un PPLN** : le milieu de propagation qui produit l'effet non linéaire d'ordre deux nécessaire à la génération de somme de fréquences.
- **Un étage de filtrage** : il permet d'éliminer les longueurs d'onde qui ne correspondent pas au signal converti à 630 nm. Les principales longueurs d'onde à atténuer sont les résidus de pompe à 1064 nm, ainsi que le doublage de la source de pompe à 532 nm. D'autres longueurs d'onde parasites peuvent aussi venir du banc de mesure sans être déterminées précisément. En injectant le signal de sortie dans des guides d'onde tels qu'une fibre unimodale à 630 nm, le filtrage est aussi effectué spatialement et spectralement pour les longueurs d'onde plus grandes, en particulier à 1064 nm.
- **Un système de détection** : la détection doit être optimisée pour la longueur d'onde de

conversion, c'est à dire à 630 nm dans notre cas. La détection en régime de comptage de photons est donc assurée par une photodiode à avalanche silicium (APD Si) optimale pour cette gamme de longueurs d'onde. Une détection adaptée à des flux plus importants (APD silicium analogique) est utilisée pour les réglages et les caractérisations qui ne nécessitent pas d'être en régime de comptage de photons. Dans ce cas, nous parlerons par la suite de fonctionnement en fort flux.

2.2.2 Banc de détection hybride utilisant les PPLN de l'université de Paderborn

Les composants de l'université de Paderborn sont fournis nus. Ils sont donc prévus pour un couplage en espace libre en entrée et en sortie. Les bancs de détection utilisés pour les PPLN de Paderborn étaient déjà opérationnels à mon arrivée en thèse. Bien que j'ai participé à leur évolution sur quelques points, l'architecture générale a été conservée pour les tests que j'ai réalisés (figure 2.4).

Sur ces bancs, la régulation en température est opérée par une enceinte mise sous vide dans laquelle est disposé le PPLN. Cette enceinte complique particulièrement le montage et les alignements mais apporte stabilité et homogénéité en température (photographie sur la figure 2.5).

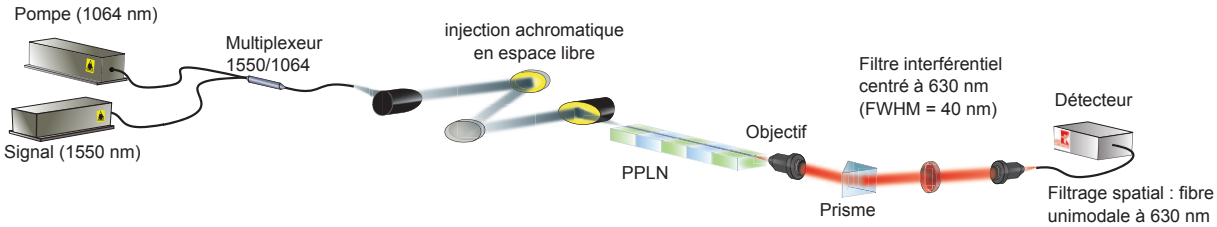

FIGURE 2.4 – Schéma du banc de mesure pour les PPLN Paderborn

Bien qu'ils aient bénéficié de plusieurs optimisations au cours des années précédentes, les bancs de mesures réalisés avec les PPLN de Paderborn sont moins performants en terme de transmission en raison de leur mode de couplage en espace libre (par rapport au pigtail).

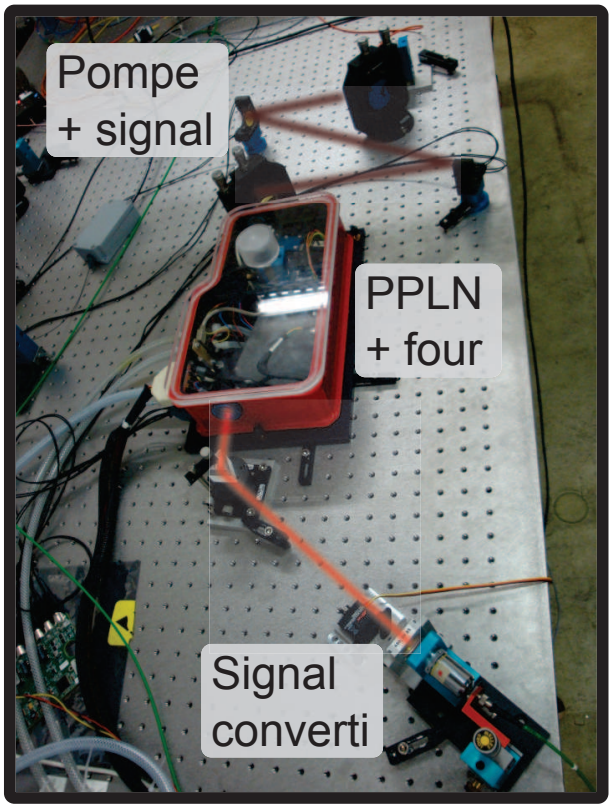

FIGURE 2.5 – Photographie du banc de mesure pour les PPLN Paderborn

Sources et injection

Les sources de pompe et de signal sont des sources lasers. La source de pompe est un laser Nd :YAG *Crystal technologies* qui émet jusqu'à 300 mW à 1064 nm. Le signal est généré par un laser à cavité externe (External Cavity Laser, ECL) *Tunics* qui émet autour de 1550 nm, avec une accordabilité en longueur d'onde sur une bande spectrale de 60 nm. Ces sources, toutes les deux à polarisation rectiligne, sont couplées dans une fibre à maintien de polarisation par l'intermédiaire d'un multiplexeur *Gooch & housego* 1064/1550 nm. Le contrôle de la polarisation est indispensable pour une conversion efficace.

Le couplage dans un des guides du PPLN est réalisé par un étage de collimation-injection achromatique composé d'un jeu de miroirs et de deux paraboles hors d'axe (90°) traités en or. L'injection dans un des guides du PPLN est une étape délicate et primordiale pour le fonctionnement global du détecteur hybride.

PPLN et enceinte de régulation

Le PPLN est positionné dans une enceinte spéciale réalisée au laboratoire (photographie sur la figure 2.6). Elle permet une bonne stabilité en température (<0.01°C) autour de 90°C. Le PPLN est chauffé dans le module sous vide (primaire). Cela garantit une température homogène sur toute la longueur du cristal, évitant ainsi les turbulences liées aux différences de température à l'interface air-PPLN. L'enceinte comprend un système de régulation thermique ainsi que des dispositifs de micro positionnement contrôlés par un programme sous LabVIEW. Cette architecture nécessaire au bon fonctionnement du PPLN est à l'origine de la complexité du banc en terme de réglage mais aussi de stabilité. Il faut en effet compter une à deux heures de réglages pour une stabilité de quelques heures seulement.

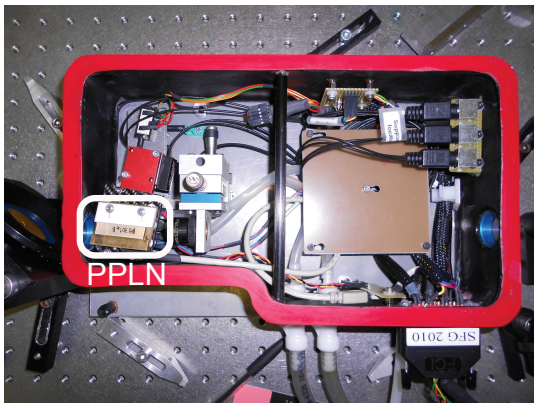

FIGURE 2.6 – Enceinte de régulation thermique du PPLN de Paderborn.

Filtrage et détection

Le faisceau converti est collimaté en sortie de PPLN pour permettre le filtrage spectral au travers d'un prisme équilatéral (NBK-7) puis d'un filtre passe bande *Semrock* de 40 nm de bande spectrale centrée autour de 628 nm.

Le faisceau est ensuite injecté dans une fibre unimodale à 630 nm. Celle ci permet d'effectuer le filtrage spatial. La fibre joue également le rôle de filtre spectral pour les résidus de pompe à 1064 nm. La sortie de la fibre est connectée au détecteur.

Dans le cas d'une observation en fort flux, une photodiode standard silicium "Thorlabs" est

utilisée.

Dans le cas du régime de comptage de photons, c'est un compteur "Laser Component FC 100-COUNT" qui est utilisé. Il est important de noter que ce compteur est sensible sur une bande spectrale qui s'étend de 400nm à 1000nm environ. En effet, cela montre que des photons d'autres longueurs d'onde que celles du signal converti à 630nm sont susceptibles d'êtres détectés et donc de générer du bruit sur les mesures.

L'acquisition se fait par ordinateur via un convertisseur temps-numérique (TDC : Time to Digital Converter) *ID quantique* qui mémorise les dates d'arrivée des impulsions électriques. Chaque impulsion électrique correspond à un photon incident ou un photon de dark count du module de comptage.

2.2.3 Banc de détection hybride utilisant les PPLN de la société HCP

Les composants PPLN achetés à l'industriel HCP sont pigtailisés en entrée. Cela simplifie significativement le couplage de la pompe et du signal dans le PPLN comparativement aux composants de Paderborn. Le multiplexeur est directement connecté à la fibre d'entrée du PPLN (l'étage de collimation-injection achromatique n'est plus nécessaire).

Le packaging est très compact et inclu un TEC, qui permet de contrôler la température du cristal (autour de 30°C). Ce packaging utilise une technologie analogue au contrôle en température des lasers type DFB. Cette technologie, déjà bien développée, permet un contrôle suffisamment précis pour qu'aucune défaillance n'ai pu être observée lors de nos études. Ce changement de composant apporte un gain en terme de fiabilité et de simplicité du montage (schéma sur la figure 2.7 et photographie sur la figure 2.8).

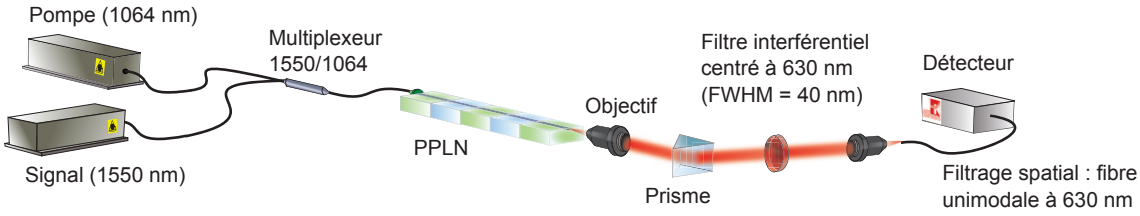

FIGURE 2.7 – Shéma du banc de mesure pour les PPLN HCP

Les autres éléments composants utilisés en aval pour le banc des PPLN HCP sont identiques

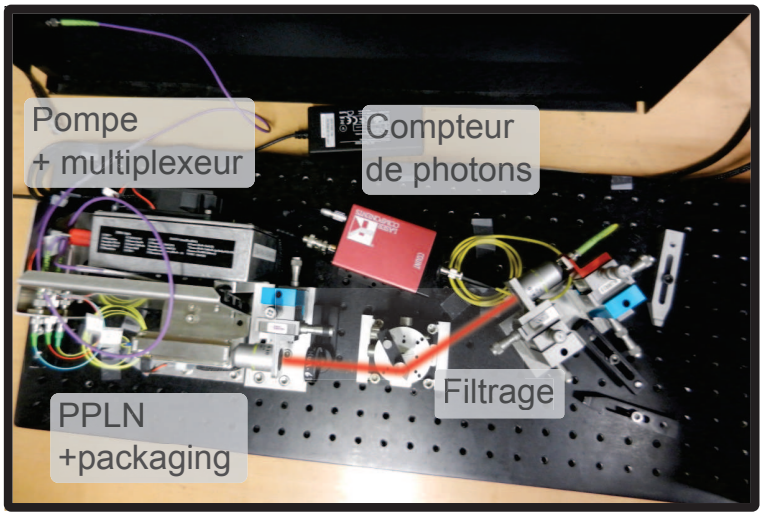

FIGURE 2.8 – Photographie du banc de mesure pour les PPLN HCP

à ceux du banc du PPLN de Paderborn.

2.2.4 Banc de détection hybride utilisant les PPLN de la société NTT

En termes de montage et de réglage, les PPLN NTT sont les plus simples d'utilisation puisqu'ils sont pigtailisés en entrée et en sortie, ce qui limite les problèmes de désinjection (schéma sur la figure 2.9). Le packaging comprend lui aussi un TEC pour la régulation en température.

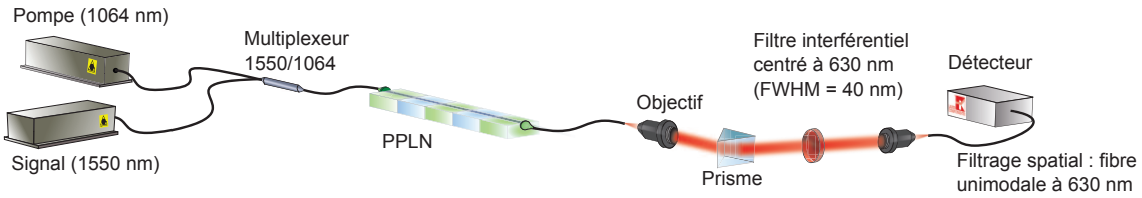

FIGURE 2.9 – Schéma du banc de mesure pour les PPLN NTT

Les éléments du «banc NTT» sont identiques à ceux du «banc HCP». En revanche, le pigtail en sortie permet d'obtenir un système encore plus stable. Il n'y a pas de désinjection causée par les déformations de la monture du cristal lorsque la température varie.

2.2.5 Fonctionnement des bancs

Les trois bancs de mesure présentés utilisent globalement des composants semblables ou identiques (autre que les PPLN). Seuls les modes de couplage des PPLN sont différents et peuvent

faire varier les performances.

Des mesures de transmission ont permis de quantifier les pertes de chaque banc de mesure à plusieurs étages. Les mesures ont donc été faites en différents points du banc.

- P_{IR} représente les puissances disponibles (à 1064 nm et à 1550 nm) à l'entrée du multiplexeur.
- P_{mux} représente les puissances disponibles (à 1064 nm et à 1550 nm) à la sortie du multiplexeur .
- P_{PPLN} représente les puissances disponibles (à 1064 nm, à 1550 nm et 630 nm) en sortie du composant de PPLN .
- P_{vis} représente la puissance disponible (à 630nm) en sortie de fibre unimodale à 630 nm (juste avant le détecteur).

Les pertes (en dB) sur la figure 2.10 sont issues du rapport de puissance entre l'entrée et la sortie de chaque étage.

Notons que la valeur du couplage au sein du PPLN n'est pas une quantité facile à évaluer, notamment pour le PPLN NTT dont la fibre de sortie (unimodale à 630nm) filtre le 1064nm et le 1550nm. C'est pourquoi les valeurs données sont estimées à partir des données du constructeur pour les couplages et la littérature pour la transmission du PPLN [Nikogosyan 77].

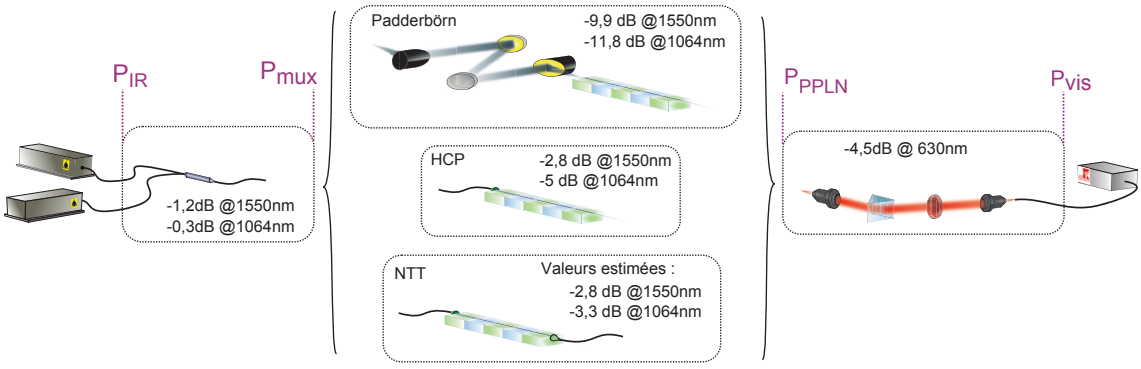

FIGURE 2.10 – Résumé des pertes de transmission des différents bancs de mesures. Les pertes ont été mesurées entre les points principaux P_{IR}, P_{mux}, P_{PPLN}, P_{vis}.

Le tableau 2.2 résume les pertes du point de vue du signal utile sur l'ensemble du montage. Il en est de même pour la pompe (jusqu'à la sortie du PPLN). L'atténuation du signal donne une idée de la quantité de flux utile perdue au cours de la propagation du signal tant en infrarouge

qu'en converti. La transmission de la pompe jusqu'au PPLN donne, quand à elle, une idée de l'efficacité des bancs en terme d'énergie de pompe dépensée.

Tableau 2.2 – Attenuation du signal et de la pompe en dB

	Paderborn	HCP	NTT
Atténuation signal P_{vis}/P_{IR} (dB) (cumul infrarouge et converti 1550 nm et 630 nm)	15,6	8,5	8,5 (estimé)
Atténuation à 1064 nm P_{PPLN}/P_{IR} (dB)	12,1	5,3	3,6 (estimé)

Nous avons choisi de faire la comparaison sur le plan global, puisque c'est ce qui va jouer sur le fonctionnement général du détecteur hybride. Nous remarquons donc que le banc avec le PPLN de Paderborn serait le moins avantageux en terme de transmission, alors que les "bancs HCP et NTT" semblent nettement plus performants et de caractéristiques proches. Il apparait que les pigtails en entrée de PPLN (HCP et NTT) soient fortement liés à cet écart de performance.

2.3 Caractérisation des détecteurs hybrides : efficacité de conversion, dark count optique

Les trois bancs de détection hybride ont permis d'effectuer des mesures systématiques qui prennent en compte le fonctionnement global. J'ai pu ainsi mesurer les paramètres essentiels si on considère l'ensemble du banc comme un système compteur de photons.

La courbe d'efficacité de conversion des PPLN définit la sensibilité en longueur d'onde du détecteur hybride. En obtenant le rendement de conversion du PPLN, nous pouvons accéder à l'efficacité quantique globale de détection. Ces paramètres peuvent être mesurés en fort flux.

En revanche, il est aussi nécessaire de se placer dans les conditions du régime de comptage de photons pour mesurer le dark count électro-optique. La figure 2.11 permet de visualiser l'origine de chaque paramètre important du détecteur hybride.

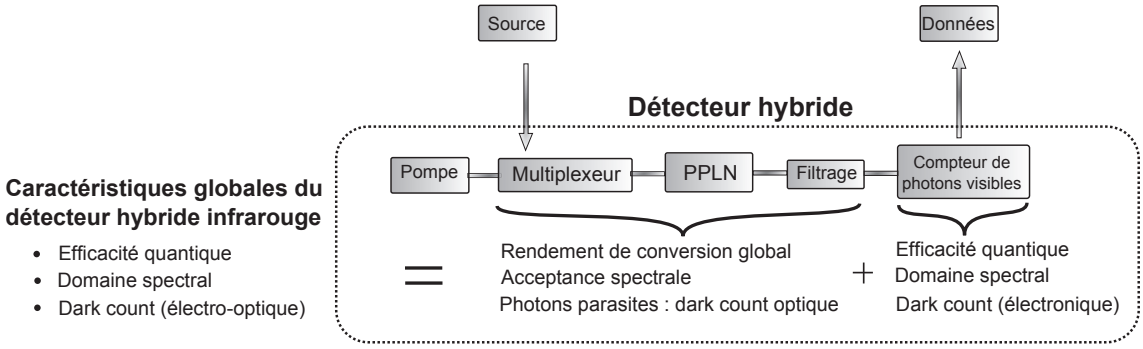

FIGURE 2.11 – Schéma global de fonctionnement de la détection hybride. Les performances du détecteur hybride sont dépendantes des caractéristiques de l'étage dédié à la conversion et de celles du compteur de photons utilisé.

2.3.1 Courbe d'efficacité de conversion

Dans un premier temps, j'ai mesuré les courbes d'efficacité de conversion au travers de l'ensemble des éléments qui constituent le banc de détecteur hybride. Cela permet de déterminer la gamme de longueurs d'onde signal sur laquelle le détecteur est fonctionnel.

Précisons que la largeur de bande à mi hauteur de cette courbe, appelée l'acceptance spectrale (de l'ordre du nanomètre), est très étroite par rapport à la largeur de bande de l'étage de filtrage et des autres éléments du montage filtrant spectralement (de l'ordre de la dizaine de nanomètres). Ces mesures donnent donc accès aux caractéristiques intrinsèques du PPLN.

Pour réaliser les mesures de courbe d'efficacité de conversion, il convient de balayer en longueur d'onde autour de la longueur d'onde signal de fonctionnement (1550nm) avec le laser à cavité externe (ECL). La température et la longueur d'onde de pompe (1064 nm) sont des paramètres qui demeurent constants lors de ces mesures. La puissance convertie en sortie donne accès au rendement de conversion en fonction de la longueur d'onde du signal (principe de mesure sur la figure 2.12).

Il a été préalablement vérifié que le rendement de conversion ainsi que les courbes d'efficacité de conversion pouvaient être mesurées en fort flux et en régime de comptage de photons. Pour une raison de simplicité, les mesures présentées dans cette partie ont été effectuées en fort flux sur les trois bancs (Paderborn, HCP, NTT). Deux composants différents par banc ont été testé pour évaluer la reproductibilité d'un composant à l'autre pour une même technologie.

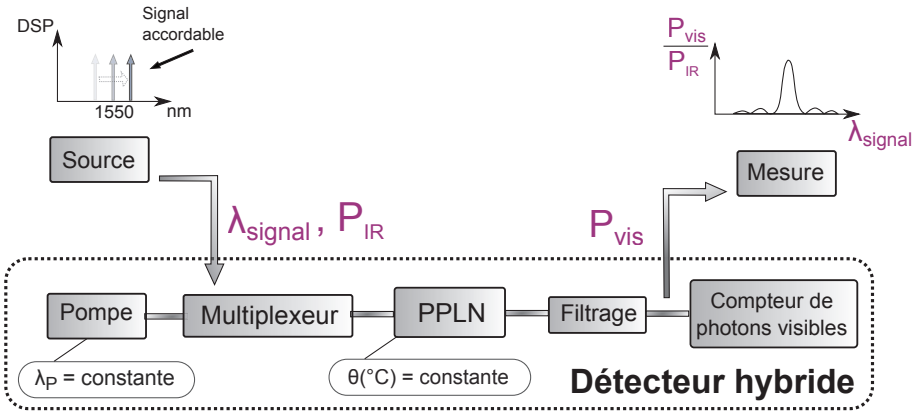

FIGURE 2.12 – Schéma de principe de mesure de la courbe d'efficacité de conversion des PPLN

La figure 2.13 est une simulation de la courbe d'efficacité de conversion de composants PPLN parfaits. Les paramètres importants sont :

- la période de poling Λ,
- la longueur L du PPLN,
- la température du PPLN,
- les longueurs d'onde signal et pompe.

Bien que cette courbe puisse évoluer en largeur selon les cristaux, son allure devrait être identique sur tous les cristaux de PPLN utilisés dans ce chapitre.

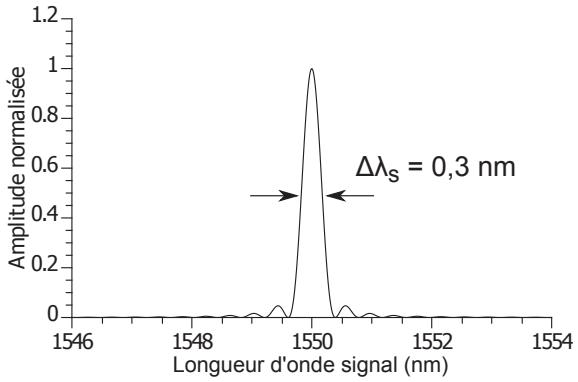

FIGURE 2.13 – Allure théorique de la courbe d'efficacité de conversion d'un PPLN. La longueur du guide vaut 4 cm, la température du PPLN est de 90°C pour un pas de 10,85 μm et la pompe est à 1064 nm. L'acceptance spectrale vaut $\Delta\lambda_s = 0,3nm$.

Ti :PPLN de l'université de Paderborn

Les courbes obtenues sur la figure 2.14 permettent de comparer deux courbes d'efficacité de conversion issues de deux composants de Paderborn différents. Les températures des PPLN influencent la longueur d'onde centrale (correspondant au pic de conversion maximum). En ajustant les températures, il est possible d'optimiser le recouvrement des deux courbes.

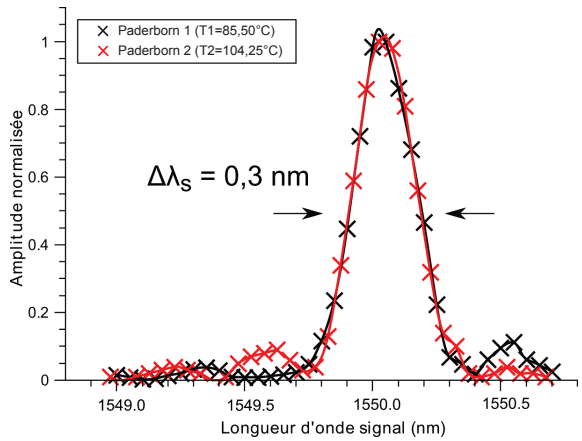

FIGURE 2.14 – Courbes d'efficacité de conversion de deux PPLN de Paderborn. La longueur d'onde de pompe est fixée à 1064 nm.

Nous observons qu'il est possible d'obtenir des courbes d'efficacité de conversion quasiment identiques sur deux cristaux différents. D'autre part on retrouve bien l'allure théorique en sinus cardinal au carré. L'acceptance spectrale (largeur à mi hauteur) vaut 0,3 nm conformément à la prédiction théorique.

PPLN ridge pigtailisé de la société NTT

Les fabricants de chez NTT garantissent la reproductibilité des courbes d'efficacité de conversion entre leurs composants (le réglage en température permettant la superposition des maxima de conversion). Les courbes expérimentales que j'ai obtenues avec deux de leur cristaux confirme cette bonne reproductibilité (figure 2.15). L'acceptance spectrale vaut 0,6 nm et l'allure des courbes est très proche de l'allure théorique de la figure 2.13.

En terme de longévité, NTT garantit des variations des caractéristiques inférieures à 5% sur 1300 heures de fonctionnement. En effet, nous n'avons pas observé de changement des courbes

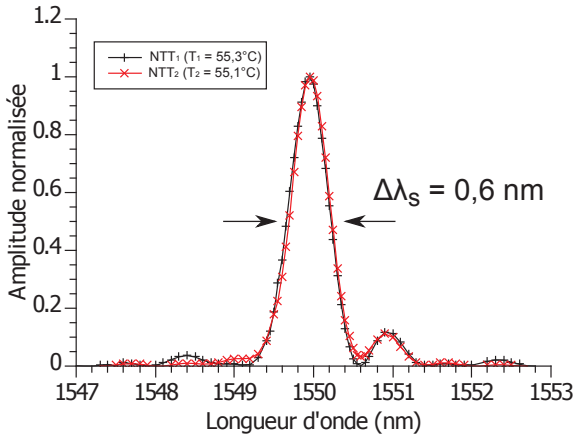

FIGURE 2.15 – Courbe d'efficacité de conversion de deux PPLN de NTT. La longueur d'onde de pompe est fixée à 1064 nm.

d'efficacité après environ 200 heures de fonctionnement.

RPE PPLN pigtailisé de la société HCP

Les courbes obtenues (figure 2.16) avec les PPLN HCP montrent des allures très différentes de l'allure théorique en sinus cardinal au carré (figure 2.13) et varient fortement d'un PPLN à l'autre.

Les fabricants ne garantissent pas la ressemblance de la courbe d'efficacité de conversion entre différents cristaux. Au cours d'échanges, celui ci incriminait la technologie d'inscription du guide par échange protonique. Elle serait responsable d'inhomogénéités le long du cristal et dégraderait les conditions de quasi accord de phase. Sur le pic central de conversion (le plus haut) l'acceptance spectrale vaut 0,6 nm. Cependant la conversion reste importante sur les pics latéraux.

D'autre part, nous avons observé que les courbes d'efficacité de conversion de ces PPLN évoluaient au cours du temps. La figure 2.17 montrent deux courbes d'efficacité de conversion mesurées dans les mêmes conditions expérimentales à un an d'intervalle. Nous remarquons une évolution de l'allure, ce qui démontre une mauvaise stabilité des caractéristiques dans le temps. L'utilisation de ces cristaux n'avait pas dépassé 200 heures de fonctionnement.

Les caractérisations décrites dans ce chapitre ont été faites en début de vie du composant.

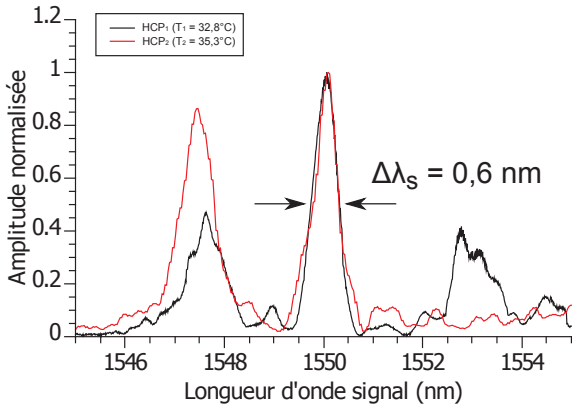

FIGURE 2.16 – Courbe d'efficacité de conversion de deux PPLN de HCP. La longueur d'onde de pompe est fixée à 1064 nm.

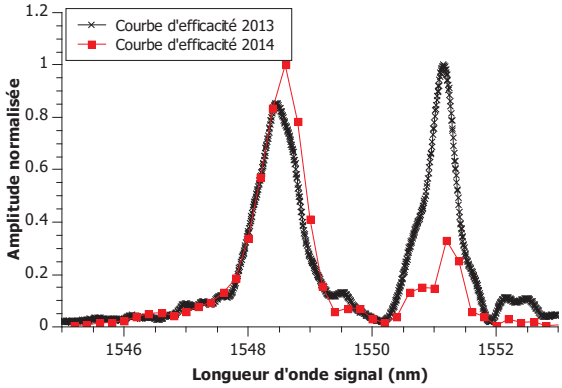

FIGURE 2.17 – Courbes d'efficacité de conversion d'un PPLN de HCP mesurées à un an d'intervalle.

Bilan

Les composants Ti :PPLN de Paderborn et les PPLN ridge de NTT semblent être de meilleure qualité en terme de courbe d'efficacité de conversion. L'allure des courbes étant proche de l'allure théorique, cela démontre un fonctionnement optimal des composants, et également une bonne maîtrise de la fabrication. De plus, il y a une reproductibilité des caractéristiques entre composants différents.

En comparaison, les RPE PPLN de chez HCP présentent d'importants défauts. Il n'y a pas la possibilité de prévoir l'allure de la courbe d'efficacité de conversion. De plus, les cristaux semblent vieillir assez rapidement.

2.3.2 Rendement de conversion

Dans cette partie, nous allons passer en revue les résultats obtenus concernant le rendement de conversion pour les trois bancs de mesure en fonction de la puissance de pompe.

Rendement global de conversion

Sur les bancs de détection hybride, il est difficile, voire impossible, d'obtenir directement les puissances optiques à l'entrée et à la sortie du cristal. C'est pourquoi, nous utilisons le rendement global de conversion en puissance η_P. Ce rendement tient compte à la fois des performances liées au PPLN, mais aussi des pertes de transmission des autres éléments. D'autre part, ce rendement global est très important pour l'utilisateur puisque c'est lui qui va permettre de comparer les bancs en terme de performances globales pour une application en détection hybride.

Le rendement global en puissance (η_P) est déterminé en comparant la puissance convertie à 630 nm (P_{vis}) en sortie de l'étage de filtrage, à la puissance signal à 1550 nm injectée à l'entrée du multiplexeur (P_{IR}) en fort flux (figure 2.18) :

$$\eta_P = \frac{P_{vis}}{P_{IR}} \tag{2.1}$$

L'efficacité quantique de détection du détecteur hybride pour une source quelconque s'écrit alors :

$$Ef_Q = \frac{1}{2} \cdot \frac{630}{1550} \cdot \eta_P \cdot Ef_{QSi} \tag{2.2}$$

avec :

- $\frac{1}{2}$ le rapport qui tient compte du fait que le détecteur hybride n'est efficace que sur un axe de polarisation, du fait de la conversion,
- $\frac{630}{1550}$ le rapport énergétique entre les photons, puisque la mesure de rendement est effectuée en puissance,
- Ef_{QSi} l'efficacité quantique de détection du module de comptage de photons utilisé (APD silicium).

Le rendement global de conversion a été mesuré à la longueur d'onde signal de 1550 nm et

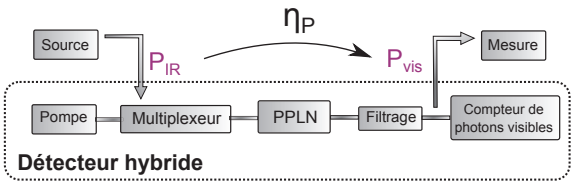

FIGURE 2.18 – Schéma de principe de la mesure du rendement global de conversion

en fonction de la puissance de pompe.

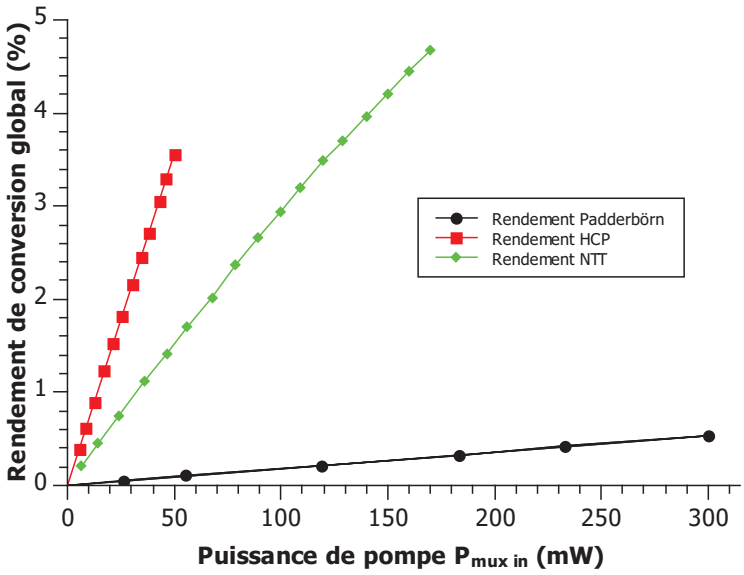

FIGURE 2.19 – Évolution du rendement de conversion pour chaque PPLN en fonction de la puissance de pompe couplée (mesurée à l'entrée du multiplexeur). Les courbes sont limitées par la puissance disponible ou par la puissance limite définie par le fabricant.

La figure 2.19 représente l'évolution du rendement de conversion en fonction de la puissance de pompe (à l'entrée du multiplexeur).

Il n'a pas été possible d'atteindre les niveaux de pompes nécessaires pour observer la saturation du rendement. En effet, nous avons respecté les conditions limites d'utilisation des fournisseurs de HCP et NTT, respectivement 50 mW et 200 mW. Pour le PPLN de Paderborn, c'est la puissance disponible de notre laser de pompe qui nous a limité. Il en résulte une dépendance quasi linéaire du rendement vis-à-vis de la puissance de pompe.

Le tableau 2.3 présente les rendements de conversion globaux maximums obtenus avec chacun des bancs.

Le rendement est également exprimé par rapport à la puissance de pompe couplée P_{IR} pour rendre compte de la consommation énergétique de la conversion. Il est alors exprimé en pourcent par watt de pompe ($\%/W$) et noté $\eta_{P/W}$. L'efficacité quantique de détection du détecteur hybride est également donnée dans le tableau.

Tableau 2.3 – Récapitulatif des rendements obtenus sur chaque banc

	Paderborn	HCP	NTT
η_P maximum possible (%)	0,53	3,56	4,67
η_P /pompe (%/W)	2	71	27
EfQ (%) sur source étroite non polarisée	0,075	0,5	0,66

Le meilleur rendement est obtenu avec le PPLN NTT bien qu'il nécessite plus d'énergie de pompe que le PPLN HCP. Le PPLN Paderborn ne permet pas une conversion efficace, et demande beaucoup d'énergie de pompe.

Afin de comparer les performances des PPLN indépendamment du montage, le tableau 2.4 regroupe le rendement de conversion maximal, ainsi que le rendement par watt de pompe qui seraient obtenus si les pertes de couplage différentielles en entrée étaient négligées.

Tableau 2.4 – Récapitulatif des rendements obtenus sur chaque banc en tenant compte des pertes de transmission différentielles

	Paderborn	HCP	NTT
η_P maximum atteint (%)	5,2	6,8	8,9 (estimé)
$\eta_{P/W}$ (%/W)	297	429	110 (estimé)

Bien que les pertes n'ont pas pu être mesurées sur le banc du PPLN NTT, nous remarquons que les performances, en terme de conversion maximum seraient du même ordre de grandeur. Cela démontre qu'il n'y a pas de grande différence entre les composants en terme de rendement de conversion. C'est donc surtout le mode de couplage (pigtail ou espace libre) qui crée les écarts de rendement.

Rendement de conversion en bande large

Le rendement de conversion global vient d'être caractérisé avec une source signal monochromatique tel qu'il est mesuré dans la littérature (lié à des applications laser).

Dans cette partie, nous avons aussi voulu rendre compte de la capacité des PPLN à travailler avec des sources infrarouges de spectres plus larges.

La figure 2.20 montre la différence entre le rendement de conversion global et ce que nous appellerons le rendement de conversion en bande large η_{LB} appliqué à une source plus large spectralement.

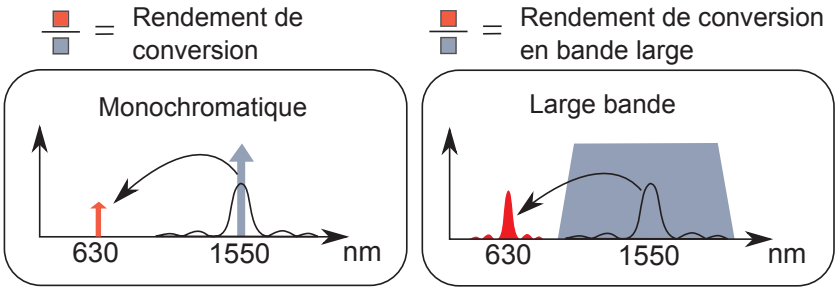

FIGURE 2.20 – Mesure du rendement de conversion avec une source à bande étroite η_P (à gauche) et une source à bande large η_{LB} (à droite)

Afin de comparer les rendements de conversion en large bande, prenons l'exemple d'une source signal (fictive) de spectre plat et normalisé, sur dix nanomètres autour de la longueur d'onde de conversion maximale (1550 nm).

Calculer le rendement de conversion en large bande revient à calculer l'aire de recouvrement entre la courbe d'efficacité de conversion normalisée[5] du PPLN et le spectre signal normalisé (représenté sur la figure 2.21).

Pour obtenir le rendement de conversion large bande relatif aux différents PPLN, il faut multiplier le recouvrement des aires par le rendement de conversion global[6]. Le rendement de conversion en large bande par watt de pompe $\eta_{LB/W}$ a également été calculé.

Les données sont regroupées dans le tableau 2.5 et permettent de comparer les cristaux pour une application large bande.

5. les courbes d'efficacité mesurées dans la partie 2.3.1
6. calculés dans la partie 2.3.2

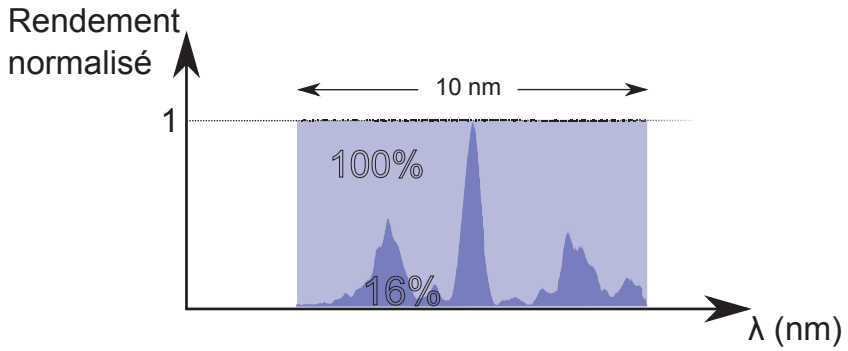

FIGURE 2.21 – Exemple du calcul du recouvrement des aires. En exemple, la courbe d'efficacité de conversion du PPLN HCP qui représente 16% du rectangle de 10nm de large.

Tableau 2.5 – Estimation d'un rendement de conversion en large bande sur une source signal fictive

	Paderborn	**HCP**	**NTT**
recouvrement des aires	0,034	0,16	0,07
η_{LB} max sur une bande de 10 nm (%)	0,017	0,57	0,32
$\eta_{LB/W}$ (%/W)	0,07	11,4	1,9

Ce petit calcul montre l'importance de la prise en compte de l'acceptance spectrale des PPLN pour l'observation de sources large bande. Les PPLN NTT et HCP permettraient de convertir bien plus de flux que le PPLN Paderborn.

2.3.3 Dark count optique

Dans le régime de comptage de photons, le dark count correspond au niveau moyen de coups enregistrés sans signal optique incident. C'est un des paramètres qui limite les performances des compteurs de photons en terme de rapport signal sur bruit. Cette partie traite du dark count observé sur les bancs de mesure en condition de détection hybride.

Dans le cas des photodiodes à avalanche, le dark count, dit électronique, est généré par des processus liés à des problèmes thermiques.

Dans le cas des détecteurs hybrides, il faut considérer deux sources de dark count. On retrouve

le dark count électronique (DC_{el}) de la photodiode utilisée qui ne correspond donc pas à de vrais photons. La deuxième est externe à la photodiode, et d'origine optique (DC_{opt}). Ce dark count optique correspond à des photons parasites issus du banc de mesure qui sont détectés par la photodiode. On appelera dark count électro-optique DC_{eo} la somme de ces deux sources de coups parasites.

$$DC_{eo} = DC_{opt} + DC_{el} \tag{2.3}$$

Protocole de mesure

Pour mesurer le dark count du détecteur hybride, les bancs de mesure utilisés précédemment, sont étudiés sans source signal (figure 2.22). L'étage de détection est assuré par un compteur de photons 100-COUNT-FC de chez Laser Component. Les impulsions électriques envoyées par le compteur sont enregistrées par le dateur (convertisseur temps-numérique) *ID quantique*. Le nombre de photons et leur date d'arrivée sont ensuite traités sur ordinateur, par un logiciel adapté.

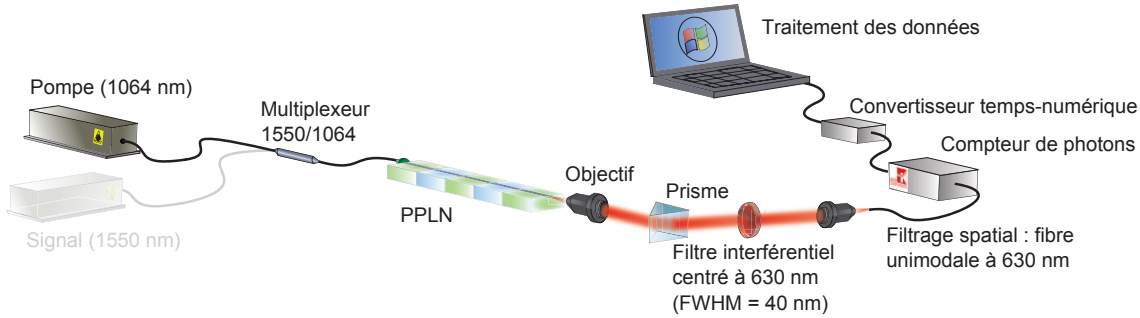

FIGURE 2.22 – Schéma du banc de mesure du dark count électro-optique. Le signal est éteint lors des mesures de dark count.

Dans cette configuration, seul le laser de pompe (censé être spectateur dans la détection) est couplé dans le cristal de PPLN. Grâce à une mesure préliminaire, le dark count électronique généré par le compteur de photons est évalué (70 cp/s pour le 100-COUNT-FC utilisé). Cela donnera directement accès au dark count optique généré par les photons parasites issus du montage.

Les photons parasites peuvent être issus de différentes sources. N'importe quel photon détecté

qui ne fait pas partie du signal utile sera comptabilisé comme du dark count optique. Le rôle de l'étage de filtrage est de supprimer les photons notamment de pompe à 1064 nm mais aussi ceux dus au processus de doublage de pompe à 532 nm. Ces longueurs d'onde sont faciles à filtrer avec des filtres interférentiels standard et un prisme (plus de 120 dB de taux d'extinction).

Cependant, des photons parasites sont détectés dans la même bande que le signal utile (centré autour de 630 nm). D'après la littérature, ces photons sont issus d'un processus paramétrique en cascade qui fait intervenir la fluorescence paramétrique. Si l'étage de filtrage est optimal, seuls les photons parasites issus de la fluorescence paramétrique peuvent générer du dark count optique. La figure 2.23 résume les différentes sources de dark count dans le détecteur hybride.

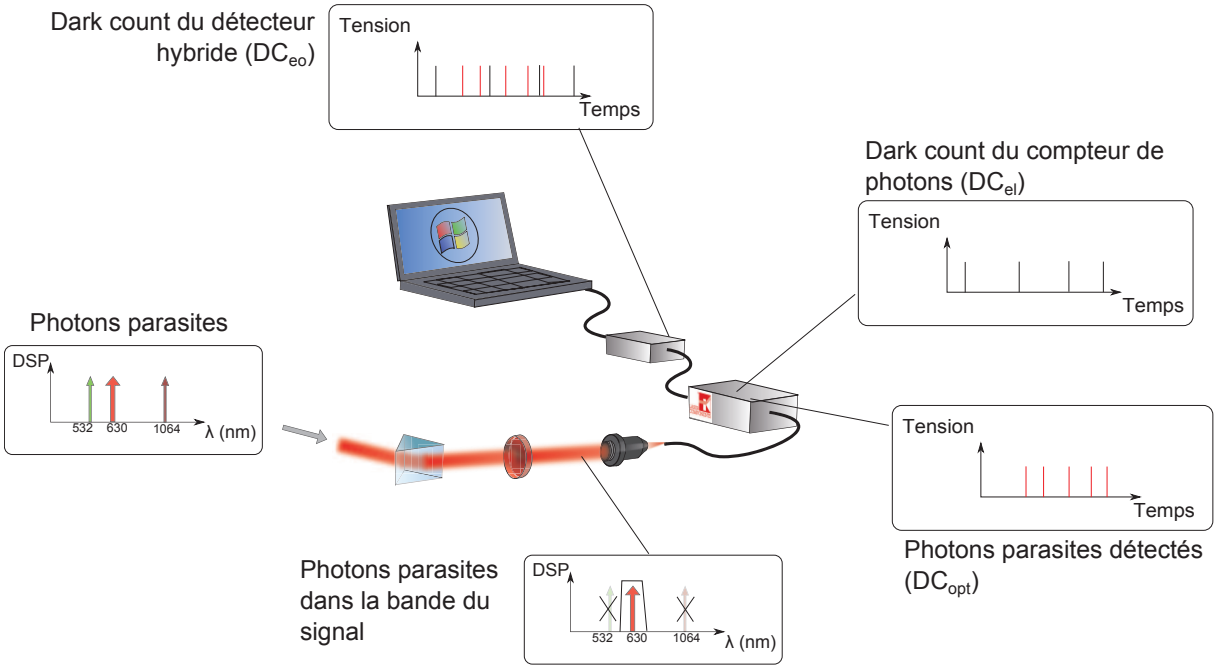

FIGURE 2.23 – Différentes sources de dark count possibles dans un détecteur hybride. Seule une partie des photons parasites du banc est détectée et s'additionne au dark count électronique du compteur de photons : il s'agit de photons parasites issus de la fluorescence paramétrique. En sortie, on mesure la somme des deux phénomènes distincts.

Résultats

Dans cette partie, nous allons présenter les résultats relatifs à ces photons parasites (à 630 nm) qui constituent le dark count optique du détecteur hybride. Ce dark count étant lié à la présence de la pompe, nous avons mesuré le dark count électro-optique en fonction de la puissance

de pompe couplée [7].

La figure 2.24 montre les mesures de ces photons parasites de fluorescence qui constituent la totalité du dark count optique.

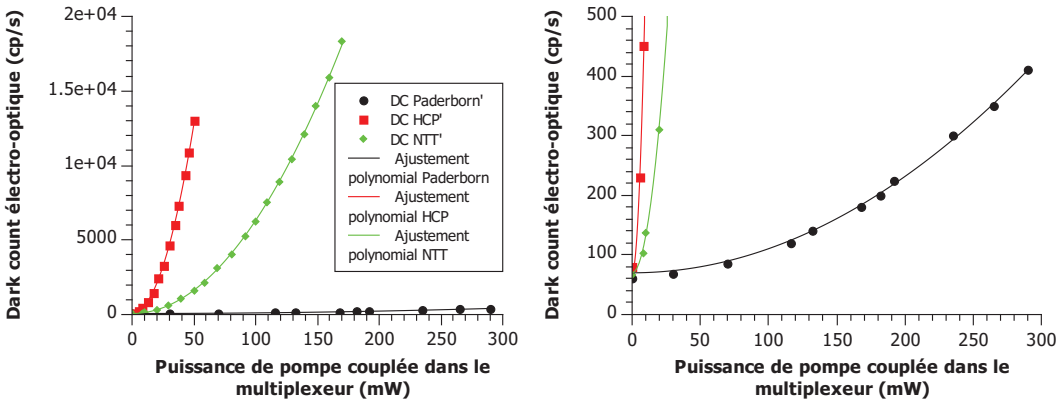

FIGURE 2.24 – Courbe de dark count optique en fonction de la puissance de pompe. Le graphique de droite permet d'observer la courbe à une échelle plus adaptée pour les mesures faites avec le PPLN de Paderborn. Les mesures sont ajustées selon une équation du second degré.

Le dark count optique observé est dû entièrement à la présence de la pompe dans le montage (sans pompe, il n'y a que le dark count électronique). Cette observation est commune au trois types de montage.

Les ajustements polynomiaux de chaque courbe de la figure 2.24 sont composés d'un terme constant qui correspond au dark count électronique (70 coups/seconde). Ils comportent également un terme d'ordre deux qui correspond au dark count optique. Le niveau de dark count optique évolue donc de manière strictement quadratique par rapport à la puissance de pompe couplée dans le PPLN.

$$DC_{opt} = f(P_{pompe}) = a \cdot P_{pompe}^2 \tag{2.4}$$

Cette évolution quadratique correspond au processus en cascade de fluorescence paramétrique convertie rapportée par exemple dans l'article [Langrock 05].

7. Notons que le dark count électronique (70 cp/s) est indépendant de la puissance de pompe, puisqu'il est issus du module de comptage de photons visibles

Interprétation des résultats

Afin d'interpréter plus facilement ces résultats vis à vis d'une application en détection hybride, la figure 2.25 présente le dark count électro-optique tracé en fonction du rendement de conversion global (résultats de la partie 2.3.2).

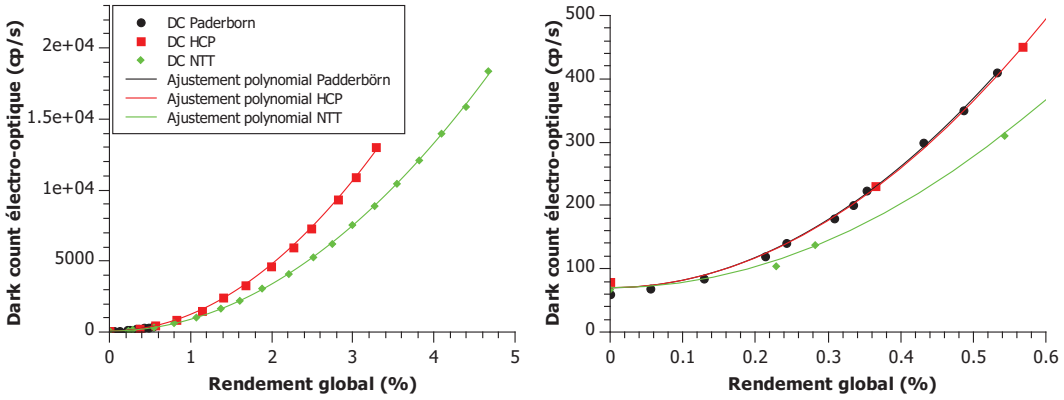

FIGURE 2.25 – Courbe de dark count optique en fonction du rendement global de conversion. Le graphique de droite permet d'observer la courbe à une échelle plus adaptée pour les mesures faites avec le PPLN de Paderborn. Les mesures sont ajustées selon une équation du second degré.

Dans ces conditions, le banc qui semble le plus avantageux est celui du PPLN ridge fourni par NTT. En effet, il permet un niveau de dark count électro-optique plus faible pour une même valeur de rendement.

Les trois bancs présentent des performances qui sont du même ordre de grandeur. Il semble donc qu'il n'y ait pas un composant ou une technologie "miracle" en terme de dark count optique.

D'autre part on remarque que le paramètre d'influence majeur de la détection hybride est la puissance de pompe. Elle détermine d'une part le rendement de conversion, mais aussi le niveau de dark count optique.

Les deux relations étant des fonctions différentes (respectivement linéaire et quadratique), l'évolution du rapport R entre le rendement de conversion global et le dark count électro-optique, en fonction de la puissance de pompe possède un maximum. Il est ainsi possible de définir un point de fonctionnement optimal, noté R_{max}.

Dans la littérature, un rapport proportionnel à R, appelé "signal to noise count ratio" noté

SNCR permet de comparer les performances de différents détecteurs hybrides [Kuo 13]. L'obtention du SNCR nécessite de convertir un signal infrarouge de référence. Le signal converti est alors comparé au dark count pour différents détecteurs hybrides observant cette même source.

$$R = \eta_P / DC_{eo} \tag{2.5}$$

$$SNCR = N_{ref} \cdot \eta_P / DC_{eo}$$

Les courbes de la figure 2.26 permettent d'observer l'évolution de ce rapport et son maximum en fonction du rendement [8]. Les courbes sont obtenues à partir d'ajustements des rendements et du dark count, ce qui permet d'avoir des courbes plus lisibles.

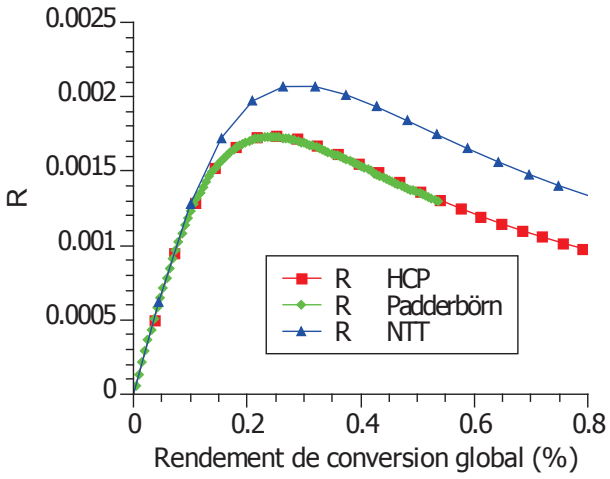

FIGURE 2.26 – Courbe d'évolution du rapport R des PPLN. Les courbes présentent un maximum R_{max} qui traduit un fonctionnement optimal comme compromis entre le rendement et le dark count.

D'après les courbes, le PPLN ridge de NTT possède le R_{max} le plus grand. Il semble donc être le plus performant.

Le tableau 2.6 récapitule les résultats obtenus pour les mesures et l'analyse du dark count du détecteur hybride.

8. La représentation en fonction du rendement plutôt que la puissance de pompe est plus intéressante pour l'utilisateur

Tableau 2.6 – Comparaison des trois bancs de mesure en terme de dark count optique

	Paderborn	HCP	NTT
$DC_{optique}$ maximum relevé (cp/s) @ η_P (%)	298 @ 0,53	14900 @ 3,56	18000 @ 4,67
$DC_{optique}$ avec $\eta_P = 0.5\%$	298 cp/s	294 cp/s	206 cp/s
DC_{global} et η_P à R_{max}	141 cp/s 0,24 %	141 cp/s 0,24 %	147 cp/s 0,31 %

Extrapolation et discussion

Les résultats en terme de dark count présentés jusqu'ici concernent un fonctionnement sur une source monochromatique.

Comme dans la partie 2.3.2, nous pouvons nous intéresser au cas où la source observée possède une plus large bande spectrale.

En utilisant les résultats de la partie 2.3.2, nous pouvons comparer les trois bancs dans le cas d'une détection sur une source plus large bande. Pour fixer un critère commun d'observation, la source observée (fictive) possède une bande spectrale plate sur 10 nm.

Le tableau 2.7 reporte le dark count prévisionnel pour un rendement de conversion en bande large, à partir des données des parties 2.3.2 et 2.3.3.

Tableau 2.7 – Dark count extrapolé dans le cas d'une étude de source large bande.

	Paderborn	HCP (2013)	NTT
Rapport des aires	0,034	0,16	0,07
$DC_{optique}$ (cp/s) avec η_{LB} (%)	298cp/s 0,017	294cp/s 0,08	206cp/s 0,035
$DC_{optique}$ (cp/s) avec η_{LB} =0,05 (%)	2577cp/s	114cp/s	420cp/s

Nous remarquons que les PPLN NTT et HCP sont plus avantageux en terme de dark count

à rendement égal.

En négligeant le PPLN HCP, qui semble avoir une durée de vie limitée, ces calculs montrent que le PPLN ridge fourni par NTT est bien plus performant que celui le Ti :PPLN de Paderborn.

Le PPLN ridge semble donc le meilleur aussi bien pour la détection en bande étroite qu'en large bande spectrale.

2.4 Synthèse générale

Les études menées dans ce chapitre ont permis de caractériser des bancs de mesure fonctionnant avec trois types de PPLN de technologies différentes (Ti :PPLN, RPE PPLN, et PPLN ridge).

Les paramètres de courbes d'efficacité, de rendement, et de dark count ont été mesurés. Il en ressort les éléments principaux suivants :

- **qualité générale des composants** : l'étude des courbes d'efficacité de conversion des PPLN a montré que les Ti :PPLN de Paderborn et les PPLN ridge de NTT permettaient d'obtenir une courbe d'efficacité de conversion avec une allure proche de la théorie (sinus cardinal). De plus, la reproductibilité de ces courbes entre différents cristaux démontre la fiabilité et la bonne qualité de ces composants.
  En revanche, les RPE PPLN (HCP) possèdent des courbes d'efficacité chaotiques, dont il est impossible de prévoir l'allure. D'autre part, ces caractéristiques évoluent aléatoirement au cours du temps. Il semble donc que ces PPLN soient peu fiables, et ne correspondent pas à une utilisation exigeante. En parallèle, il semble que la technologie ridge se développe chez des fournisseurs comme HCP, cela démontre bien un intérêt vis à vis de cette technologie.
- **«Packaging» de PPLN** : le gain apporté par la pigtailisation est frappant. La transmission est bien meilleure et le système d'injection considérablement simplifié. D'autre part, le contrôle en température des PPLN avec les packagings industriels s'est montré «sans faille» durant les tests. En comparaison avec le système issu du laboratoire, ces packagings apportent un gain en encombrement, en fiabilité, et en simplicité.

– **Rendement et dark count** : les trois technologies sont limitées par un même signal parasite qui génère un dark count optique important en comparaison au dark count intrinsèque de la photodiode à avalanche. Le comportement quadratique de ce signal parasite coïncide avec l'implication d'un processus de fluorescence paramétrique parasite.
  Le cristal qui a démontré les meilleures performances en terme de rendement et de dark count est le PPLN ridge. Celui-ci possède le meilleur rapport rendement sur dark count R_{max}. Ce PPLN permet également le meilleur rendement de conversion global maximal. Par rapport aux autres PPLN, il aura donc une plus grande plage d'accordabilité en terme de rendement et de dark count, via le contrôle de la puissance de pompe.

Compte tenu de ces observations, le composant PPLN qui me semble le plus adapté à la détection hybride est le PPLN ridge (proposé par NTT). Il devrait permettre un encombrement minimal associé à un fonctionnement simple, une bonne durée de vie, tout en étant plus performant que ses concurrents (Ti :PPLn et RPE PPLN).

Comparons maintenant les performances obtenues sur nos bancs de mesures avec une expérience similaire de la littérature.

En 2008, une équipe de l'université de Genève utilise un PPLN de l'entreprise HCP pour faire de la détection hybride à 1550 nm [Thew 08]. La pompe est à 980 nm pour un signal converti à 600 nm. Cette équipe rapporte un rendement global de conversion maximum de 12 % pour un dark count de 500 kHz environ. Dans cette expérience, il atteignent la saturation du rendement de conversion (la figure 2.27 est tirée de la publication).

Nous n'avons pas souhaité dépasser les limites de puissance de pompe imposées par le fabricant. Mais si l'on se place dans les mêmes conditions que nos résultats (puissance de pompe limité et rendement plus faible), le rendement obtenu est de 3,5 % avec un dark count de 14 kHz. Pour un rendement de 3,5 % avec le PPLN HCP, nous obtenons un dark count de 14,9 kHz. Les résultats sont très proches, nos bancs de détecteurs hybrides permettent des performances comparables et semblent donc limités par le même dark count optique. Nos résultats correspondent donc à l'état de l'art.

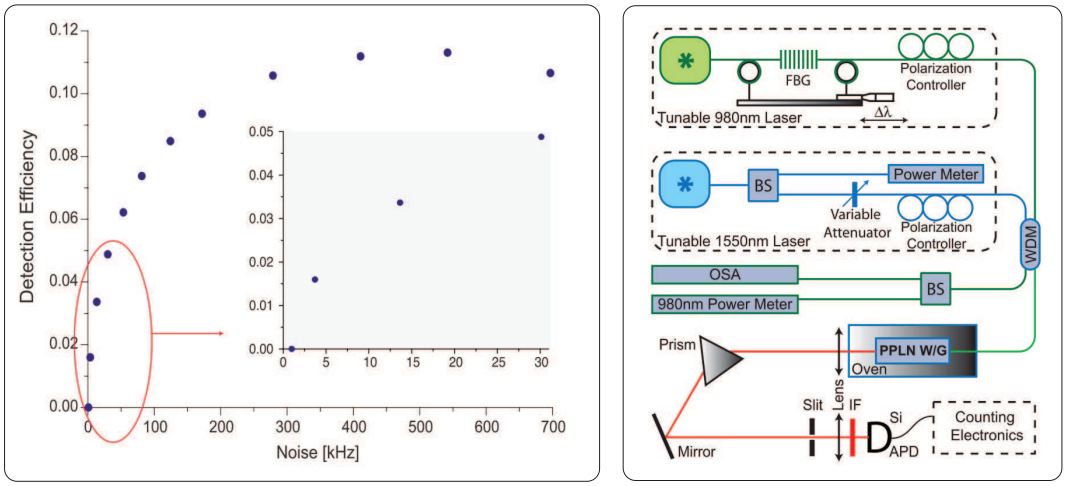

FIGURE 2.27 – Mesure de la littérature : rendement et dark count dans un PPLN HCP. Leur configuration est semblable à celle utilisée pour les caractérisations de ce chapitre. La pompe est à 980 nm et le signal à 1550 nm. (d'après [Thew 08])

2.5 Issues industrielles : positionnement par rapport au marché

Dans cette partie, nous allons discuter de l'intérêt et de l'avenir de détecteurs hybride à 1550 nm à partir des caractérisation de ce chapitre.

Pour cela j'ai choisi de comparer deux compteurs de photons parmi les plus performants du marché (ID230 de ID-Quantique et le modèle COUNT-Q de Laser Component), à un banc de détection hybride (PPLN ridge).

Les deux compteurs de photons choisis fonctionnent en régime de détection continu, qui est le plus polyvalent et celui utilisé par le détecteur hybride.

Les résultats de la comparaison sont donnés dans le tableau 2.8.

Ce tableau est indicatif et permet de se faire une idée en terme du positionnement du détecteur hybride. En effet, il est difficile d'obtenir les données des constructeurs de façon claire. Les données regroupées sont issues des feuilles de spécifications partagées par les constructeurs.

Les caractéristiques indiquées sont les meilleures prises indépendamment les unes des autres. Cependant, il n'est pas tenu compte de la dépendance entre chaque paramètre. Ainsi les valeurs données en rouge dans le tableau 2.8 sont dépendantes les unes des autres. A titre d'exemple, les données entre parenthèses pour Laser Component correspondent à une configuration avec des

Tableau 2.8 – Comparaison de notre détecteur hybride au module du commerce

	Xlim-Leukos (NTT)	IDQ	Laser C.
Domaine spectral (nm) Bande (FWHM)	1540-1560 0,6 nm	900-1700 800 nm	950-1600 650 nm
Efficacité quantique (%) maximum	0,66	25	10 (5)
Dark count (Hz)	18000	300	1000 (1000)
Dead time	45 ns	1-100 μs	0,1-5 μs (6 μs)
Afterpulsing (%)	0,2	-	1 (6)
Taux de détection maximum	12 MHz	1MHz - 1KHz	10 MHz (160 kHz)
Jitter (ps)	1000	200	350
NEP ($W.Hz^{-1/2}$)	$3,8.10^{-15}$	$1,25.10^{-17}$	$5,7.10^{-17}$ ($1,14.10^{-16}$)
Facteur de qualité de Hadfield	$3,66.10^{2}$	$3,3.10^{6}$	$2,8.10^{5}$ ($1,4.10^{5}$)

paramètres fixés (analyse détaillé de la feuille de spécification et discussion avec un commercial).

Les composants sont difficilement comparables puisqu'ils présentent des caractéristiques très hétérogènes. Cependant, nous pouvons remarquer un avantage évident pour le détecteur hybride. Il n'y a que deux paramètres qui sont dépendants (l'efficacité quantique et le dark count). En ce qui concerne le dead time et l'afterpulsing, les caractéristiques sont bien meilleures puisqu'elles correspondent à celles du compteur de photons visibles (naturellement plus performant que les compteurs infrarouges).

En revanche l'efficacité quantique de détection est le point faible du détecteur hybride. Le NEP est moins bon et le facteur de qualité de Hadfield [Hadfield 09] est plus bas que les deux autres détecteurs.

À titre de comparaison, le détecteur hybride possède un facteur de Hadfield équivalent à des PMT pour l'infrarouge. Le détecteur *ID quantique* possède un facteur de Hadfield supérieur d'un ordre de grandeur aux détecteurs équivalents de la littérature, ce qui est assez surprenant.

Il est donc nécessaire de valider concrètement l'intérêt du détecteur hybride par des mesures comparatives avec les détecteurs déjà existants sur un même banc de mesure.

En résumé, nous pouvons conclure que le détecteur hybride présente un intérêt pour des applications spécifiques. L'application type serait la détection d'une source monochromatique ou très étroite spectralement, qui nécessite une bonne dynamique. Ces remarques sont valables pour une longueur d'onde à 1550 nm où il y a beaucoup d'enjeux et de concurrence. Une étude détaillée des applications susceptibles d'être intéressées par le détecteur hybride devrait être envisagé pour des issues industrielles.

perspectives

Pour la suite, les travaux de J-S.Pelc montrent que le dark count optique pourrait être diminué tout en augmentant le rendement, si les erreurs cycliques de poling des PPLN étaient limitées lors de la fabrication [Pelc 12]. Cette observation semble être en accord avec les derniers échantillons de PPLN que nous avons acheté. Ils possèdent un meilleur rendement avec un dark count optique plus faible. Il faut donc surveiller et continuer à caractériser les composants les plus récents afin de détecter les gains des avancées technologiques.

D'autre part, l'utilisation d'autres configurations de pompage peuvent être envisagées pour réduire le dark count optique. Par exemple, comme nous avons pu le voir dans la partie 1.3.2, la littérature reporte des résultats très peu bruités en pompant avec une source à 1950 nm.

3

Analyse du dark count optique dans les bancs de détection hybride à 1550 nm

Dans le chapitre précédent, nous avons constaté la présence de dark count optique sur les bancs de détection hybride. Nous avons vu que le dark count optique était dû à la génération de photons parasites par la source de pompe.

L'objectif de ce chapitre est de montrer le cheminement de nos investigations sur les caractéristiques et l'origine de ces photons parasites.

Je montrerai dans un premier temps les résultats des caractérisations effectuées sur les photons parasites à 630 nm. Puis, je parlerai de l'influence de certains paramètres, tels que la température du PPLN ou la longueur d'onde de la pompe sur la génération de ces photons parasites. Enfin, je présenterai un banc expérimental spécifique permettant d'effectuer la mesure directe des photons parasites émis à 1550 nm par fluorescence, à l'étape intermédiaire du processus en cascade.

Les résultats présentés dans ce chapitre sont issus d'un travail mené sur plusieurs années auxquels ont participé Pascaline Darré et Jean-Thomas Gomes (dans le cadre de leur doctorat dans l'équipe photonique IRO).

3.1 Caractérisation des propriétés des photons parasites émis dans la bande convertie à 630 nm

Dans cette partie, nous allons décrire les mesures qui ont permis de caractériser les propriétés spectrales, la polarisation ainsi que les propriétés spatiales de propagation des photons parasites émis à 630 nm, à l'origine du dark count optique.

3.1.1 Caractéristiques spectrales

Dans cette partie, nous avons voulu mesurer le spectre des photons parasites présents dans la bande centrée à 630 nm. Les niveaux de flux étant trop faibles pour l'utilisation d'un spectromètre, j'ai eu recours à des mesures plus simples pour réduire la bande d'incertitude dans laquelle se situe le spectre de photons parasites. J'ai donc diminué la bande passante de l'étage de filtrage jusqu'à pouvoir déterminer la largeur du spectre des photons parasites.

En plus de l'étage de filtrage standard (FWHM = 40 nm), j'ai utilisé deux autres filtres interférentiels de bandes passantes plus étroites. Les deux filtres en question sont centrés autour de 630 nm avec des FWHM respectives de 10 nm et 2 nm. Nous les avons disposés dans le montage sur des supports mobiles de manière à pouvoir comparer l'impact des trois bandes passantes (la bande standard à 40, puis 10 et 2 nm) sur le niveau de photons parasites. Le filtrage de 40 nm de bande est fixe, seuls les filtres de 2 et 10 nm ont été positionnés, en plus, alternativement sur le trajet du faisceau pour la mesure.

La figure 3.1 montre le banc utilisé pour ces mesures. Le banc est identique à ceux utilisé dans le chapitre 2 et dans ce cas, nous avons effectué les mesures avec un RPE PPLN.

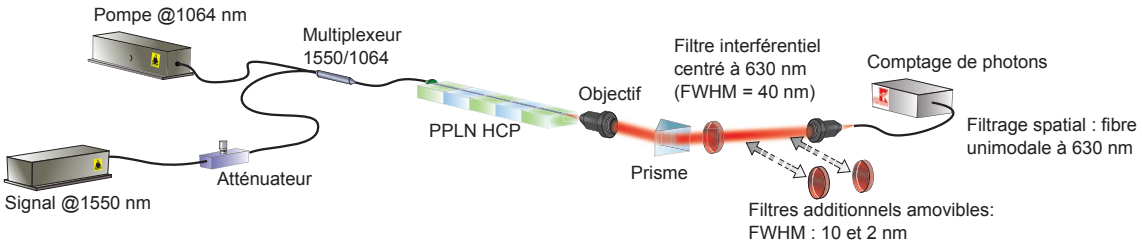

FIGURE 3.1 – Schéma du banc expérimental de caractérisation du spectre des photons parasites.

Le protocole expérimental a permis d'utiliser un signal référence à 1550 nm en régime de comptage de photons. Celui ci va permettre de mesurer le «signal to noise count ratio» SNCR [9] afin de comparer l'impact de chaque filtre sur les performances du détecteur hybride (méthode utilisée dans la littérature [Kuo 13]). En effet, le changement de filtre influence la transmission de l'étage de filtrage, il est donc nécessaire d'avoir une référence pour éviter de biaiser les mesures avec des problèmes de désinjections.

Le tableau 3.1 montre la comparaison faite entre le filtrage à 2 nm, 10 nm et à 40 nm. Les temps d'intégration de comptage de photons sont de 10 secondes et ramenés ensuite à 1 seconde dans le tableau. On observe que le SNCR reste quasiment identique (variation de 10%) en comparaison à la diminution de la bande passante (d'un facteur 20 avec le filtre le plus étroit). Nous en avons conclu que le spectre des photons parasites était donc plus étroit que 2 nm, et semblait centré sur la même bande que le signal converti.

Tableau 3.1 – Comparaison des différentes bandes de filtrage sur le dark count optique.

	Signal de référence converti (cp/s)	Photons parasites (cp/s)	SNCR
Filtrage 40 nm	50430	9870	5,1
Filtrage 10 nm	25350	5210	4,9
Filtrage 2 nm	48550	8670	5,6

La suite de l'expérimentation prévoyait de poursuivre cette étude avec des moyens de filtrage de plus en plus sélectifs. Mais nous n'avons pas poursuivi dans cette voie, puisqu'un article d'une autre équipe est paru à ce sujet au même moment. En effet, l'équipe de Martin Fejer de l'université de Stanford a montré l'avantage de diminuer la bande spectrale en sortie du PPLN pour réduire le SNCR d'un détecteur hybride dans la référence [Kuo 13].

Je vais donc expliquer ce résultat. Considérons le processus en cascade : la pompe génère un spectre large à 1550 nm via un processus de fluorescence paramétrique. Les photons de ce spectre sont ensuite convertis par SFG à 630 nm. Le résultat est une densité spectrale de photons parasites à 630 nm qui dépend de la courbe d'efficacité de conversion du PPLN, comme le montre

9. rappelons que le SNCR est le rapport entre le nombre de photons convertis d'un signal infrarouge de référence et le dark count électro-optique (défini dans la partie 2.3.3)

la figure 3.2.

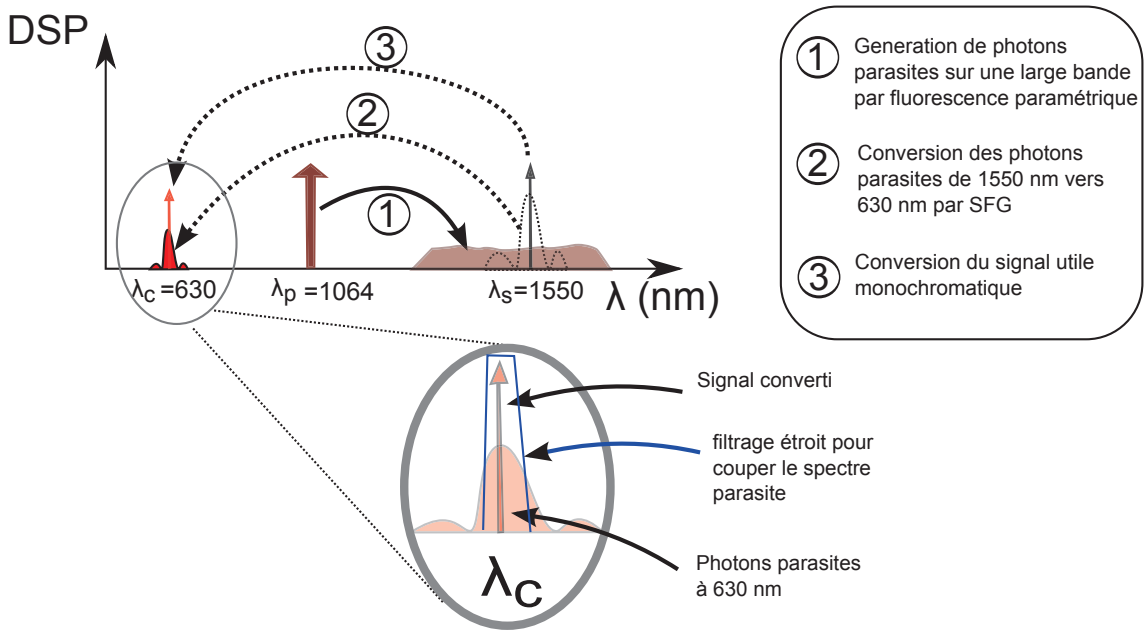

FIGURE 3.2 – Principe de génération du dark count optique par un processus en cascade. En effectuant un filtrage étroit, il est possible de diminuer le spectre et donc le nombre de photons parasites.

Dans le cas où le signal observé possède une bande étroite (monochromatique), il est possible de différencier la densité spectrale du signal converti d'une partie de la densité spectrale des photons parasites à 630 nm, grâce à un filtrage très sélectif. Le SNCR peut ainsi être amélioré. Cependant cette amélioration est limitée par les technologies de filtrage actuelles.

Prenons l'exemple du PPLN ridge précédemment utilisé. Il possède une acceptance spectrale de 0,6 nm. La bande spectrale convertie est réduite à 0,1 nm. Or les filtres les plus sélectifs disponibles, tels que les réseaux de Bragg, ont une bande passante de l'ordre de 0,05 nm de large à 630 nm. Le spectre des photons parasites à 630 serait donc réduit d'un facteur deux environ, le SNCR pourrait alors être amélioré d'un facteur 2 également dans le meilleurs des cas.

3.1.2 Polarisation des photons parasites

Dans un deuxième temps, nous avons voulu mesurer la polarisation des photons parasites à 630 nm. Pour cela, nous avons agi de la même manière que dans la partie 3.1.1, en ajoutant un polariseur amovible dans l'étage de filtrage (schéma figure 3.3).

Un signal de référence a également été utilisé pour quantifier un SNCR [10].

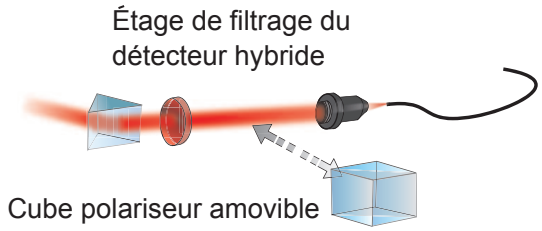

FIGURE 3.3 – Mise en place d'un polariseur dans l'étage de filtrage

Tableau 3.2 – Mesure de la polarisation des photons parasites à l'origine du dark count optique

	Signal de référence converti (cp/s)	Photons parasites (cp/s)	SNCR
Avec polariseur	169000	8300	19,2
Sans polariseur	151000	7900	20,4

Le tableau 3.2 rapporte les valeurs du nombre de photons de références ainsi que le nombre de photons parasites avec et sans polariseur sur l'axe passant du signal référence. On trouve un SNCR quasiment identique (à 6% près), ce qui signifie que les photons parasites sont polarisés rectilignement sur le même axe que les photons de référence convertis à 630 nm. Ils ne sont donc pas discernables en terme de polarisation.

3.1.3 Mode de propagation spatial des photons parasites

Nous avons réalisé des mesures comparatives concernant le mode de propagation des photons parasites à 630 nm. Pour cela, nous avons utilisé deux types de fibres optiques pour réaliser le

10. le SNCR n'est pas comparable entre des expériences différentes puisqu'il dépend du flux de référence utilisé.

filtrage spatial : une fibre unimodale à 630 nm et une fibre multimodale en sortie de l'étage de filtrage spectral.

La procédure de mesure était la même que dans les parties précédentes 3.1.1 et 3.1.2. Ces mesures ont également été effectuées sur un RPE PPLN. Les contraintes d'alignement nous ont encouragé à faire plusieurs séries de 10 mesures afin d'avoir un résultat représentatif.

Le tableau 3.3 montre la comparaison des résultats entre la fibre multimode et unimodale. Ce tableau donne les moyennes et les erreurs types du flux de référence, du flux de photons parasites, ainsi que le SNCR.

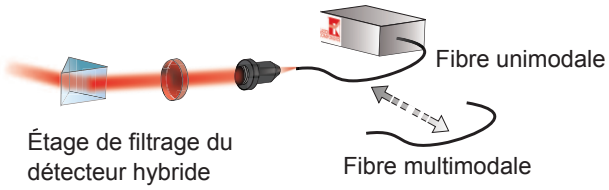

FIGURE 3.4 – Comparaison entre l'usage d'une fibre unimodale et une fibre multimode dans l'étage de filtrage

Tableau 3.3 – Comparaison de filtrage modal sur les photons parasites à l'origine du dark count optique

	Signal de référence converti (kcp/s)	Photons parasites (kcp/s)	Rapport SNCR
Filtrage multimode (moyenne)	**280**	**8,8**	**31,5**
Erreur type	7	0,1	0,7
Filtrage unimodal (moyenne)	**220**	**6,5**	**34,4**
Erreur type	7	0,1	0,7

Nous remarquons que l'utilisation de la fibre unimodale conduit à un léger avantage, et permettrait d'avoir un SNCR plus grand de 9%).

Cependant, la différence des diamètres de cœur entre les fibres (5 et 50 μm) ajoute un filtrage spectral différentiel du fait de l'utilisation du prisme. Il semble donc que la quasi-totalité des photons parasites générés par la pompe se propagent, comme les photons convertis issus du

signal, sur le mode fondamental.

3.2 Analyse des paramètres d'influences sur le dark count optique

Le dark count optique étant un facteur limitant, nous avons essayé de faire varier des paramètres expérimentaux et d'en mesurer l'impact sur la génération de photons parasites dans la bande convertie à 630 nm. Les paramètres étudiés ont été la température du PPLN ainsi que la longueur d'onde de la pompe.

3.2.1 Influence de la température du PPLN

La température du PPLN joue un rôle essentiel dans le processus de conversion de fréquence. En effet, les conditions d'accord de phase en dépendent. Nous avons donc voulu quantifier son impact sur la génération des photons parasites.

Pour cela, nous avons utilisé le banc de mesure d'un RPE PPLN [11] dans les conditions de la détection hybride. Le banc de mesure utilisé est celui présenté en figure 3.5.

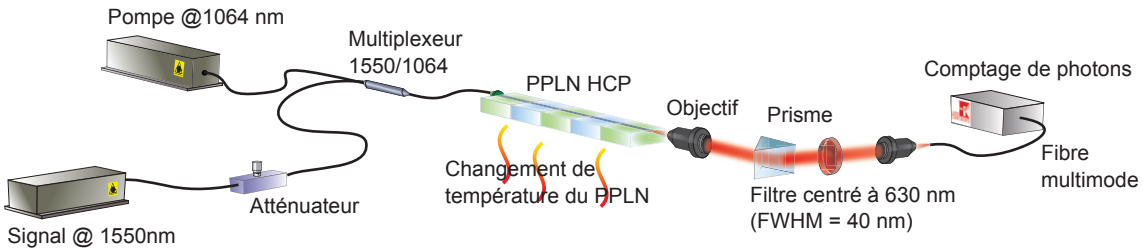

FIGURE 3.5 – Banc de mesure pour l'étude du dark count optique en fonction de la température du PPLN

Nous avons fait varier la température de 15°C à 50°C (limite de fonctionnement) par pas de 2°C. Pour chaque température, le niveau de dark count optique généré par les photons parasites a été mesuré. Les changements de température entrainant des désinjections de la fibre de sortie, nous avons utilisé une fibre multimode en sortie pour ces mesures.

Un flux de référence de photons signal à 1550 nm (laser atténué) a été utilisé pour calculer le SNCR. La position du pic de conversion maximum étant dépendante de la température, il

11. Les études on été réalisées avec ce cristal pour des raisons de disponibilité

a fallu ajuster la longueur d'onde du flux référence de photons signal infrarouge pour chaque température.

La figure 3.6 montre les mesures de dark count, du flux signal de référence converti, et le calcul du SNCR en fonction de chaque température. Les mesures ont été effectuées en intégrant le nombre de coups reçus (avec et sans signal) sur une période de 10 secondes, puis ramenées en coups par seconde.

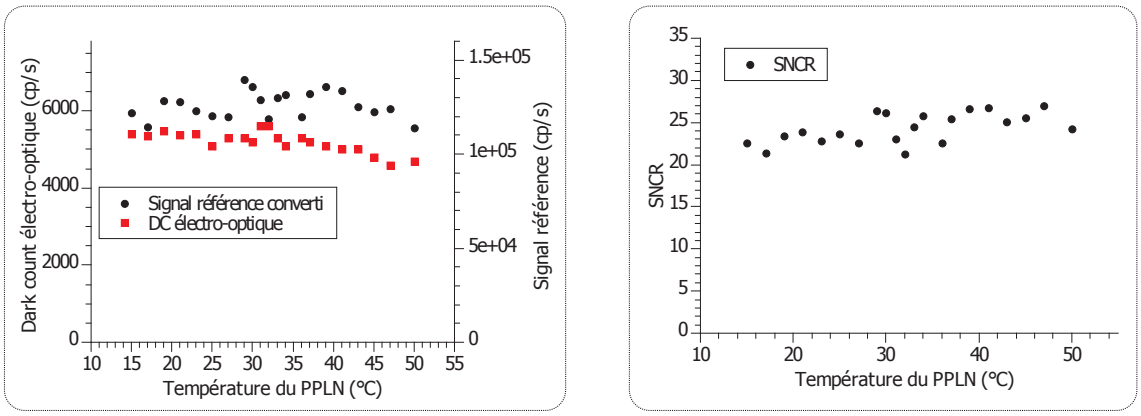

FIGURE 3.6 – Mesures de l'effet de la température sur le dark count optique. Le dark count est comparé à un signal référence pour chaque point de mesure.

Les variations de température influent sur plusieurs paramètres simultanément, le dark count, le rendement et la longueur d'onde du converti. Il en résulte une évolution chaotique du SNCR en fonction de la température. Bien que certaines températures semblent présenter un avantage, il serait nécessaire d'effectuer des mesures de répétabilité de ces résultats pour valider un quelconque intérêt à travailler à une température donnée. Cependant le faible gain envisagé ne semble pas mériter de telles études.

3.2.2 Influence du choix de la longueur d'onde de la pompe

Dans cette partie, nous allons étudier l'impact de la longueur d'onde de pompe sur le dark count optique.

Le banc utilisé est identique à la partie 3.2.1. Nous avons fait varier la longueur d'onde de pompe sur 2 nm à 1064 nm par pas de 0,1 nm. La température est restée constante pour ces mesures (32,8°C).

Nous avons également utilisé un flux de photons référence pour quantifier le SNCR de la même manière que dans la partie 3.2.1. La figure 3.7 montre les mesures de dark count optique ainsi que les photons références convertis et le SNCR en fonction de la longueur d'onde de pompe.

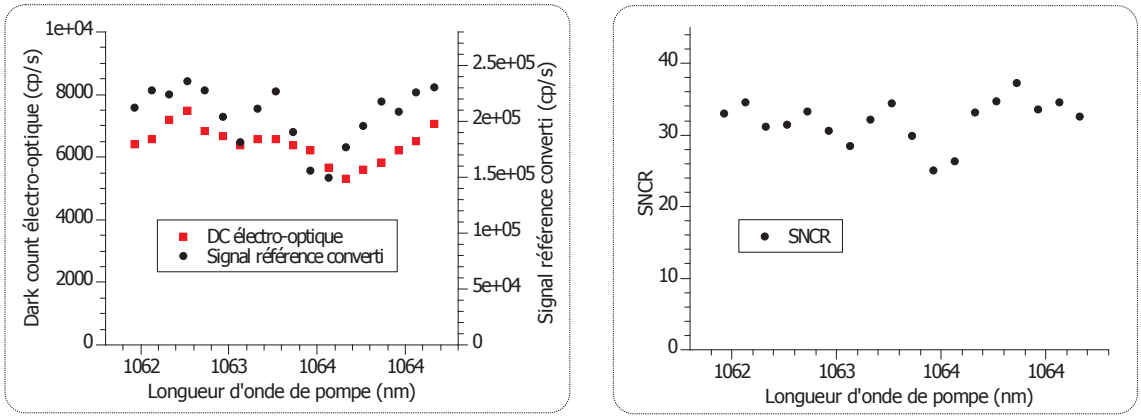

FIGURE 3.7 – Mesures de l'influence de la longueur d'onde de pompe sur le dark count optique. Cela permet de déterminer le SNCR.

De la même manière que pour la température, l'influence de la longueur d'onde sur le SNCR est chaotique et aucune tendance n'apparait distinctement.

3.2.3 Bilan des observations

Les résultats obtenus jusqu'ici semblent montrer qu'il n'y a pas la possibilité de réduire significativement le niveau de dark count optique, et d'améliorer les performances des bancs de détection hybride à 1550 nm.

Bien que l'utilisation d'un filtre spectral très sélectif permette de réduire la DSP de photons parasites à 630 nm [Kuo 13], les technologies actuelles de filtrage ne permettent pas d'apporter un gain satisfaisant (facteur 2 au maximum).

De plus, nous avons pu observer que les variations de température et de longueur d'onde de pompe avaient très peu d'impact. Or ces variations ont pour effet de changer les conditions d'accord de phase et de permettre un glissement de la courbe d'efficacité de conversion. Cela tend à montrer que le processus de fluorescence est émis sur une bande spectrale de plusieurs nanomètres au minimum.

Les résultats de nos différentes études tendent à montrer qu'il y a bien génération de photons parasites en cascade. Les caractéristiques des photons parasites à 630 nm (spectre, polarisation et mode de propagation) montrent que ces photons possèdent les mêmes caractéristiques que les photons convertis par SFG dans le PPLN, aux incertitudes de mesure près. Il semble donc que les photons parasites à 630 nm soient bien issus de photons parasites à 1550 nm. Ces photons à 1550 nm seraient émis par la source de pompe via un processus de fluorescence paramétrique.

3.3 Analyse séquentielle du processus de cascade responsable du dark count optique

Dans cette partie, nous allons montrer expérimentalement que les photons parasites à l'origine du dark count optique dans les bancs de détection hybride sont issus d'un processus en cascade. Pour cela nous allons montrer la présence de photons parasites à la longueur d'onde signal, à 1550 nm, à la sortie d'un PPLN alimenté uniquement par une pompe à 1064 nm.

3.3.1 Principe de la mesure

Le principe de cette expérience repose sur l'utilisation de deux PPLN :

- premièrement, nous utilisons un PPLN comme générateur de bruit. Celui-ci sera alimenté par une source de pompe à 1064 nm. Dans ces conditions, le processus de fluorescence paramétrique génère un faible flux de photons parasites sur une large bande autour de 1550 nm.
- Deuxièmement, la détection de ce faible flux à 1550 nm, nécessite l'utilisation d'un compteur de photons. Pour cela, nous utilisons un détecteur hybride à 1550 nm. Ce détecteur hybride nécessite donc l'utilisation d'un second PPLN.

Le principe de la mesure est schématisé sur la figure 3.8. Sur ce schéma est détaillé l'ensemble du spectre à la sortie du PPLN générateur de bruit (RPE), puis seul le spectre à 1550 nm va être mesuré par le détecteur hybride (PPLN ridge).

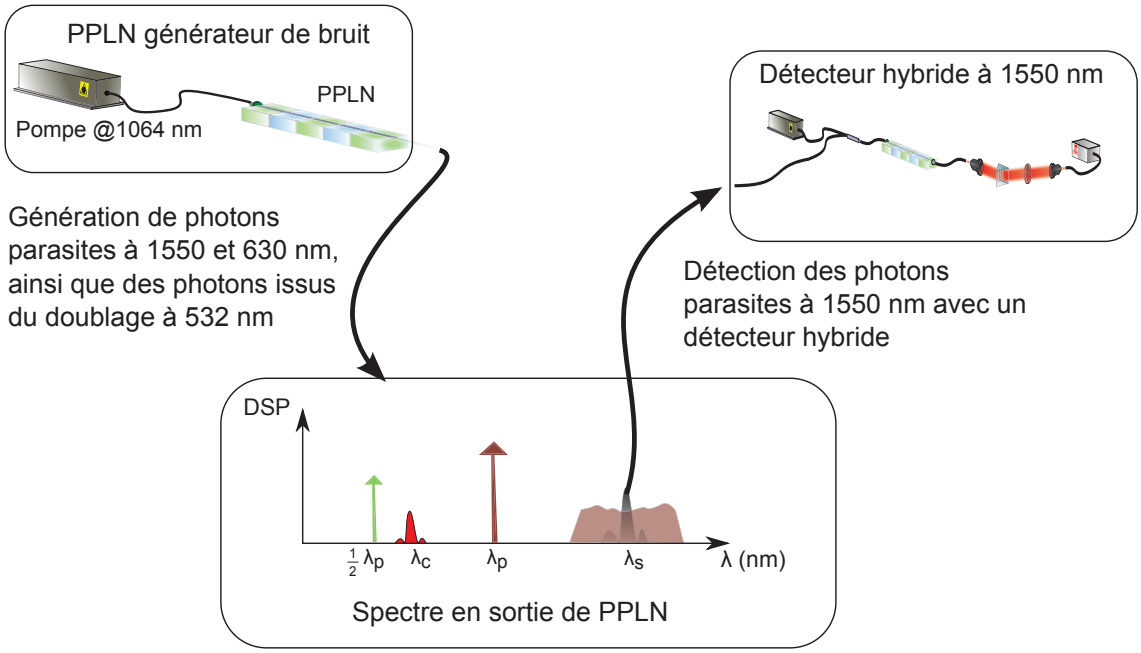

FIGURE 3.8 – Principe de la mesure des photons parasites à 1550 nm. Cette mesure est effectuée sur l'étape intermédiaire du processus de génération de photons parasites à 630 nm.

3.3.2 Montage expérimental

Lors de cette expérience, il est important de noter que le flux de photons parasites à 1550 nm généré par la fluorescence paramétrique est très faible. De l'autre côté, le détecteur hybride que nous allons utiliser possède un dark count électro-optique important. Afin d'être capable de mesurer les photons parasites à 1550 nm malgré le dark count électro-optique, nous avons utilisé une méthode de mesure faisant appel au traitement du signal.

Cette méthode repose sur la modulation temporelle de l'amplitude du signal, puis d'un traitement par transformée de Fourier. Le signal occupant un canal spectral bien défini, il est ainsi plus aisément détectable dans le domaine fréquentiel, où le bruit n'est pas modulé. Nous avons donc mis en place le banc expérimental de la figure 3.9.

Ce banc est composé de :

- un RPE PPLN générateur de bruit, pompé par une source laser à 1064 nm d'une puissance de 30 mW ;
- un filtre interférentiel qui permet de filtrer toute les composantes spectrales issues du générateur de bruit, autres que les photons parasites à 1550 nm ;

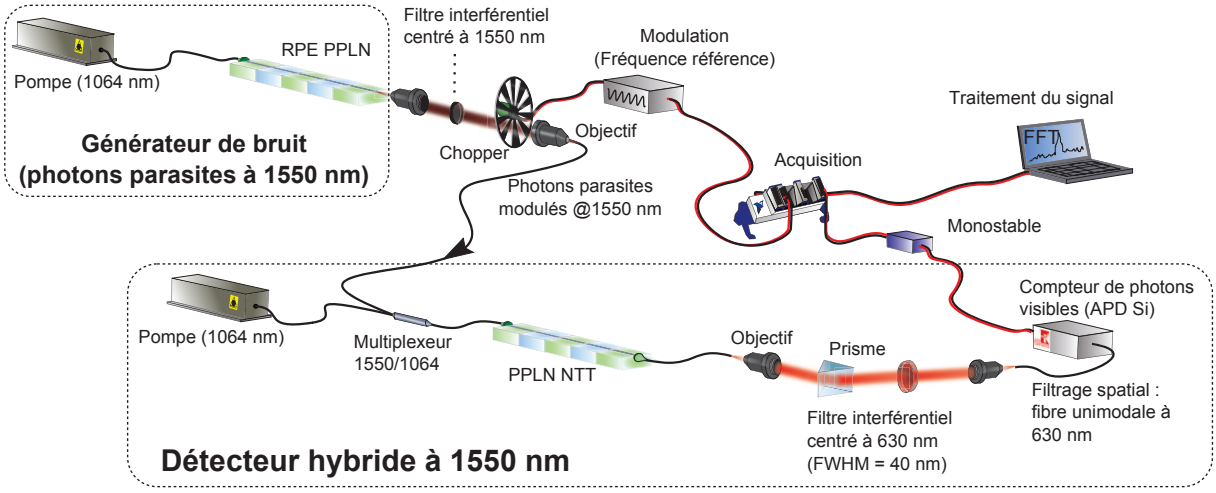

FIGURE 3.9 – Banc expérimental pour la détection directe des photons parasites à 1550 nm.

- un chopper mécanique qui permet de moduler temporellement l'amplitude de ce photons parasites à $\nu_{mod} = 200$ Hz ;
- un détecteur hybride à 1550 nm avec une efficacité quantique globale de 0,1 % et un dark count de 450 coups par seconde. Il est composé d'un PPLN ridge pompé par une source laser à 1064 nm de 30 mW. Le compteur de photons visibles utilisé est un 100-COUNT-FC de Laser Component ;
- un système d'acquisition composé d'un générateur monostable, et d'un convertisseur analogique numérique (DAQ National Instrument). Le générateur monostable permet d'élargir les durées d'impulsion du module de comptage de photons (de 15 ns à quelques microsecondes). Les nouvelles impulsions sont ainsi adaptées à la fréquence d'échantillonnage du convertisseur analogique-numérique. Le système d'acquisition est synchronisé au modulateur d'amplitude. Nous parlerons d'analyse synchrone.

Lors de l'acquisition, les impulsions envoyées par le module de comptage de photons sont enregistrées par le convertisseur analogique-numérique. La période d'une mesure est appelée trame. Le programme effectue la transformée de Fourier $\tilde{X}(\nu)$ de cette trame de mesure $X(t)$ afin d'observer le signal dans le domaine spectral.

Afin d'augmenter la sensibilité de détection, les spectres de plusieurs trames sont sommés, sur un temps appelé temps d'intégration. Grâce à la synchronisation de l'acquisition et de la modulation d'amplitude, les spectres $\tilde{X}(\nu)$ conservent une relation de phase constante entre

différentes trames. Cette synchronisation permet donc de favoriser la sommation en phase de la fréquence modulée ν_{mod}, au détriment des autres composantes spectrales liées au bruit, d'où le nom d'analyse synchrone.

À la fin de la mesure, le programme détermine le module de la moyenne de la somme des spectres. Il est alors possible de quantifier la qualité de la mesure grâce au rapport signal sur bruit (RSB) entre le pic à la fréquence modulée ν_{mod} et l'écart type des pics des fréquences parasites voisines. Un RSB supérieur à trois, valide l'observation d'un signal modulé.

Notons que le bruit présent à toutes les fréquences du spectre est le bruit de photons. Ce bruit découle de la nature quantique de la lumière et de la statistique d'arrivée des photons sur le détecteur.

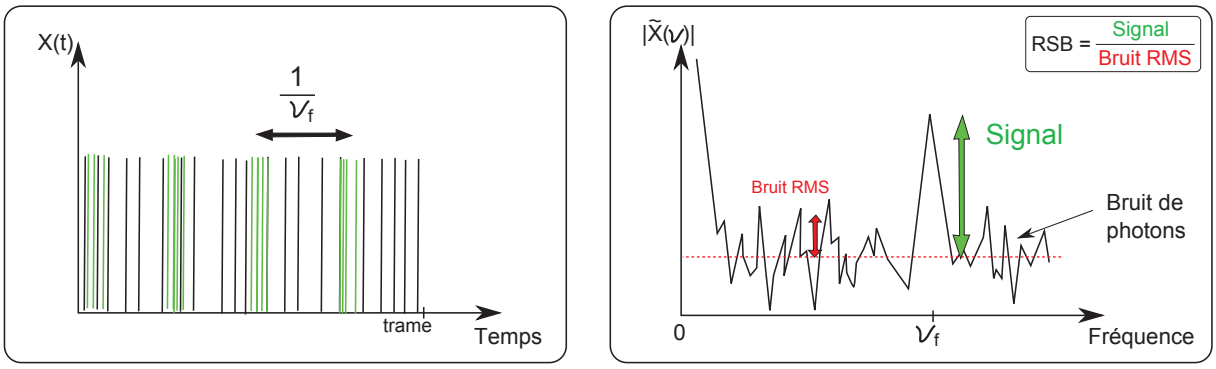

FIGURE 3.10 – Représentation d'une trame de mesure $X(t)$ avec un flux de photons signal modulé (à gauche), et le module de sa transformée de Fourier $|\tilde{X}(\nu)|$. Le RSB est défini comme la hauteur du pic modulé divisée par l'écart-type du module du spectre des fréquences voisines bruités.

3.3.3 Résultats

Mesure des photons parasites à 1550 nm

Afin de mettre en évidence la détection d'un flux parasite à 1550 nm à la sortie du générateur de bruit, nous avons procédé à une séquence de quatre mesures différentes de RSB sur des temps d'intégration de 6 minutes avec des trames de 100 ms (soit 3600 trames).

Les courbes de RSB et le module de la moyenne des spectres obtenus à chaque étape sont donnés en figure 3.11.

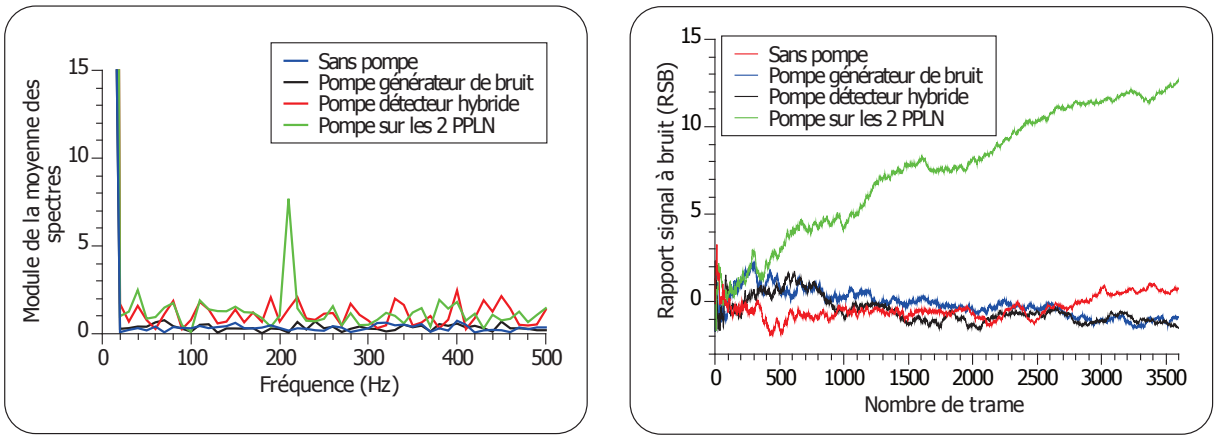

FIGURE 3.11 – Mesure du module de la somme des spectres (à droite) et de RSB (à gauche), dans les quatre configurations de mesure pour mettre en évidence l'émission de photons parasites à 1550 nm à la sortie du PPLN générateur de bruit. La présence d'un pic à la fréquence modulée de 200 Hz dans l'étape 4 de la mesure démontre la présence d'un flux de photons à 1550 nm à la sortie du PPLN générateur de bruit.

Analysons ces quatre mesures :

- **Étape 1, sans pompe** : les pompes des deux PPLN sont éteintes. Il fallait vérifier qu'il n'y avait pas de source de bruit dans le banc. Dans ce cas, seul le dark count électronique du module de comptage silicium était présent (50 coups/s environ) et le RSB observé était de zéro (pas de pic modulé).
- **Étape 2, pompe générateur de bruit** : seule la pompe du PPLN générateur de bruit est allumée (30 mW). Il fallait vérifier qu'aucun photon parasite visible modulé issu du PPLN générateur de bruit ne pouvait arriver jusqu'au compteur visible. Dans ce cas, nous avons également observé uniquement le dark count du compteur visible et un RSB nul à l'issu du temps d'intégration de 3600 trames. Notons dans ce cas que les photons parasites à 1550 nm ne peuvent pas être détectés par le compteur de photons visibles.
- **Étape 3, pompe détecteur hybride** : seule la pompe du PPLN du détecteur hybride était allumée (30 mW). Dans ce cas, le dark count électro-optique du banc de détection hybride est de 456 coups par seconde. Le RSB observé est toujours nul à la fin du temps d'intégration. Cela garantit qu'aucun photon modulé n'est présent à la longueur d'onde de 1550 nm en l'absence de pompe à la sortie du PPLN générateur de bruit.
- **Étape 3, pompe sur les deux PPLN** : enfin, les pompes des deux PPLN allumées (30 mW dans les deux). Dans cette configuration, seuls les photons modulés à 1550 nm peuvent

être observés dans le spectre des mesures. Le nombre moyen de photons était d'environ 470 coups par seconde, et le RSB a dépassé une valeur de 12 après 3600 trames (soit 6 minutes de mesure). Cela signifie que le terme spectral à la fréquence modulée $\nu_{mod} = 200$ Hz est bien significatif par rapport au bruit du spectre des mesures. Ce pic de fréquence modulée est montré sur la figure 3.11.

Compte tenu de ces quatre étapes, nous pouvons conclure que nous avons bien observé un flux de l'ordre de 14 photons parasites à 1550 nm par seconde à la sortie du PPLN générateur de bruit. De plus, c'est bien la présence de la pompe dans ce PPLN qui génère ce flux de photons parasites.

La figure 3.12 montre les niveaux moyens de photons par trames obtenus lors des quatre étapes de mesures. Il est très difficile, voire impossible, de faire la différence entre le dark count électro-optqiue du détecteur hybride (étape 3) et le flux de photons parasites (étape 4). En revanche, nous avons pu voir que l'observation dans le domaine fréquentiel, grâce au traitement de signal et l'analyse synchrone, est très significative. Grâce à des méthodes de traitement de signal performantes, il est possible de détecter un flux d'une dizaine de photons par seconde noyé dans un dark count de quelques centaines de coups par seconde.

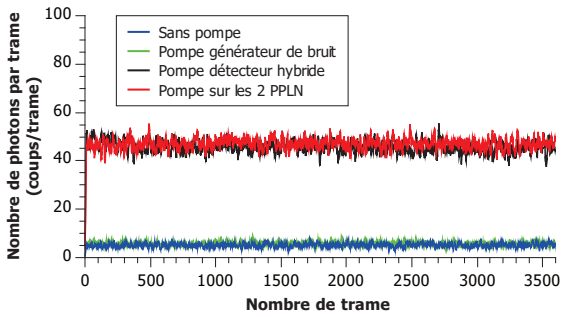

FIGURE 3.12 – Mesure du nombre de photons moyen par trame lors des quatre étapes de mesure

Dépendance linéaire avec la puissance de pompe

Nous avons également mesuré la dépendance entre la puissance de pompe du PPLN générateur de bruit et le flux observé à 1550 nm à sa sortie. Les courbes de la figure 3.13 montrent les RSB obtenus pour différentes puissances de pompe dans le PPLN générateur de bruit au cours de l'intégration. Précisons que la puissance de la pompe du PPLN du détecteur hybride est restée constante durant les mesures (30 mW).

La courbe 3.14 montre l'évolution linéaire du RSB en fonction de la puissance de pompe. La dépendance linéaire indique que le processus de génération de photons parasites à 1550 nm est bien compatible avec un processus de fluorescence paramétrique.

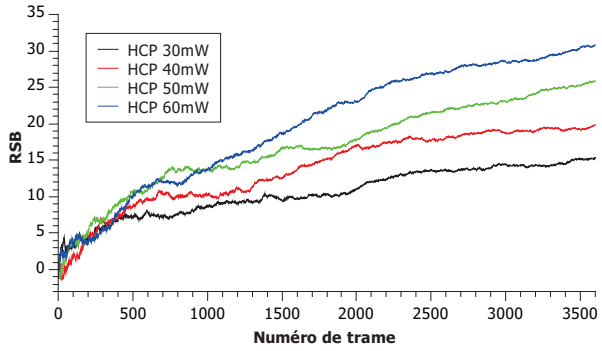

FIGURE 3.13 – Courbes de RSB en fonction de la puissance de pompe du générateur de bruit

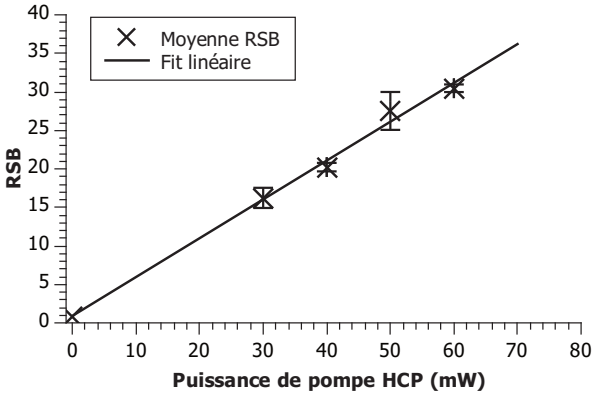

FIGURE 3.14 – Évolution linéaire du nombre de photons parasites à 1550 nm en fonction de la puissance de pompe du générateur de bruit

3.4 Conclusion générale du chapitre

Au cours de ce chapitre, j'ai présenté plusieurs types de mesures. Elles ont permis de caractériser l'origine et les propriétés du dark count optique des détecteurs hybrides. Suffisamment d'éléments ont été apportés expérimentalement pour montrer que les photons parasites observés à 630 nm sont issus d'un processus de génération en cascade lié à la source de pompe. Nos mesures sont donc en accord avec la littérature.

Deux points importants ressortent de ce chapitre :

- il est possible de diminuer le nombre de dark count optique d'un détecteur hybride en utilisant un filtrage spectral très sélectif. Cependant, cette méthode est limitée à l'étude de signaux quasi monochromatiques. De plus, les technologies actuelles de filtrage semblent insuffisantes pour obtenir un gain significatif ;
- d'autre part, le détecteur hybride peut bénéficier de méthodes performantes de traitement du signal pour augmenter sa sensibilité.

4

Étude de bruit en configuration multi-pompes

Un des sujets de recherche de l'équipe de recherche IRO s'appuie sur l'utilisation de sources de pompe à peigne de fréquences dans les PPLN pour élargir la bande spectrale convertie. Dans ce chapitre, je parlerai donc de l'étude du dark count optique dans ce contexte de pompage spécifique des PPLN.

4.1 Principe d'élargissement spectral de la conversion de fréquence

Dans son utilisation classique, avec une seule pompe, la conversion de fréquence est limitée à une bande spectrale très étroite (l'acceptance spectrale), liée aux conditions de quasi-accord de phase (poling, température...) et au pompage par une source monochromatique. Cette faible largeur de bande de fonctionnement peut être un point faible lorsqu'il s'agit de convertir et détecter des sources qui ont une large bande spectrale. C'est notamment le cas dans le cadre de la détection en astronomie, où les sources généralement de type thermique sont très étendues spectralement (plusieurs centaines de nanomètres).

Plusieurs méthodes permettent d'élargir la bande spectrale sur laquelle la conversion est

efficace. Il est ainsi possible de réduire la longueur du PPLN, adapter les poling, ou encore jouer sur l'inhomogénéité de la température du PPLN pour élargir la bande de la courbe d'efficacité de conversion. Cependant ces méthodes améliorent la largeur de bande de conversion au détriment du rendement de conversion. En utilisant une source de pompe en peigne de fréquences, il est possible de convertir une bande spectrale de signal plus large en sollicitant une multitude de quasi-accords de phase différents (figure 4.1), tout en conservant un bon rendement de conversion.

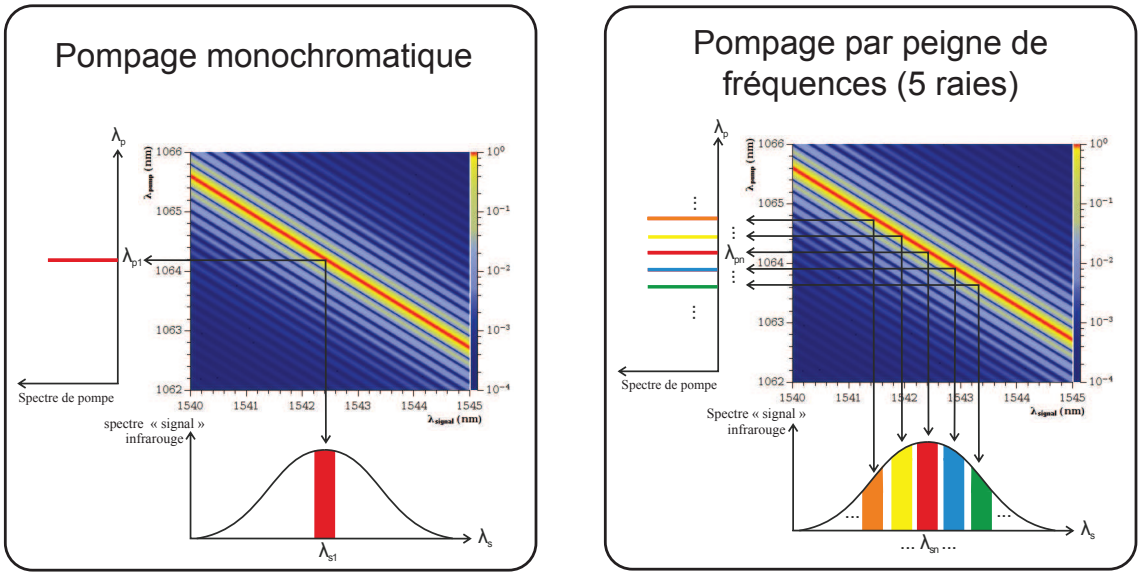

FIGURE 4.1 – Graphique des conditions d'accord de phase d'un PPLN pour un poling et une température donnés. Principe de conversion de fréquence dans le cas d'un pompage à une raie monochromatique ou à quatre raies. Chaque pompe peut convertir une bande spectrale donnée liée aux conditions d'accord de phase.

Il a été démontré, durant la thèse de Jean-Thomas Gomes [Gomes 13a] que cette méthode permettait d'augmenter la bande spectrale sur laquelle la conversion était efficace, mais aussi de conserver les propriétés de cohérence du signal (essentielles dans le cadre de l'imagerie par analyse de cohérence spatiale en astronomie). De plus, cette méthode génère des effets de compression du spectre signal, et se révèle être un avantage pour l'usage en interférométrie [Gomes 13b].

En revanche, les travaux de Jean-Thomas Gomes ont été faits dans une configuration expérimentale spécifique qui ne nécessitait pas, et ne permettait pas d'utiliser des puissances de pompe relativement fortes. Sans rentrer dans le détail de ces travaux, il en résulte que les rendements de conversion étaient moins importants (en comparaison à ceux observés au cours de ma thèse). Par conséquent, la génération de dark count optique n'a pas pu être observée.

Les bancs que j'ai utilisés par la suite (détaillés dans le chapitre 2) ont permis de telles observations.

4.2 Comportement du bruit en configuration multi-pompes

Je propose dans cette partie de présenter les éléments qui vont permettre de comprendre le comportement du dark count optique dans le cas d'un pompage par peigne de fréquences. Les résultats expérimentaux seront présentés dans la partie suivante.

4.2.1 Cas des pompes incohérentes : raisonnement par superposition

Afin de mieux appréhender le phénomène qui génère le dark count optique dans une configuration multi-pompes, nous pouvons commencer par faire des remarques simples en prenant en considération les caractéristiques observées dans le chapitre précédent, et en s'appuyant sur la littérature.

D'après ce que nous avons démontré dans le chapitre 3, la pompe à λ_p (1064 nm) génère des photons à la même longueur d'onde que le signal utile à λ_s (1550 nm) dans le PPLN. Ces photons parasites générés par un processus de fluorescence paramétrique sont émis sur une bande spectrale large centrée autour de λ_s. Ils sont ensuite convertis à λ_c par le processus de somme de fréquences. Cela génère le dark count optique.

À partir de ces données, nous pouvons imaginer quelle influence aurait un pompage à plusieurs raies lasers en terme de dark count optique. Supposons le cas particulier où les raies de pompes sont bien discernables spectralement et incohérentes (issues de différentes sources). La figure 4.2 suggère le phénomène de génération de dark count optique dans le cas d'un pompage à une raie de pompe autour de 1064 nm comparé à un pompage à deux raies de pompe à puissance totale égale.

En utilisant plusieurs raies de pompe (deux raies pour la figure 4.2), chacune d'elle génère un spectre large de photons parasites autour de λ_s. L'ensemble de ces photons parasites est ensuite converti par chaque pompe (en respectant les quasi-accords de phase respectifs de chacune des

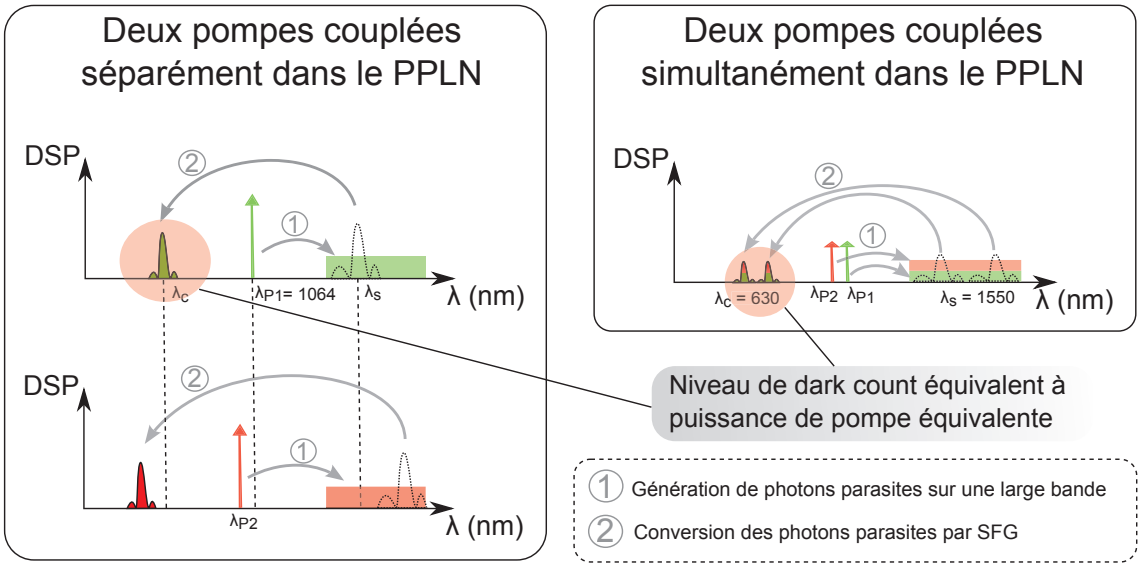

FIGURE 4.2 – Principe de génération de dark count optique. En comparant le dark count généré par deux pompes séparément à celui généré par deux pompes couplées simultanément dans le PPLN, nous remarquons que la quantité de photons parasites générée est la même dans les deux cas. Cela signifie que le dark count serait uniquement sensible à la puissance totale couplée. Notons que les photons parasites sont repartis sur une bande spectrale différente.

pompes). Une pompe convertit donc les photons parasites qu'elle a généré ainsi que ceux générés par les autres pompes.

Peu importe le nombre de raies de pompe, c'est la puissance de pompe totale qui fixe le niveau de dark count optique généré. Cela reste vrai à condition que le spectre de fluorescence paramétrique généré à λ_s soit considéré plat, et qu'il y ait une superposition incohérente des deux bruits. En généralisant à n'importe quelle puissance de pompe, la relation quadratique entre la puissance de pompe P_0 et le dark count optique est conservée :

$$DC_{opt} \propto P_0^2 \tag{4.1}$$

Avec le même raisonnement, nous pouvons prévoir le comportement en terme de rendement de conversion. L'intégrale de la courbe d'efficacité de conversion (ou le rendement) est proportionnelle à la puissance de pompe totale, quel que soit le nombre de raies de pompe.

4.2.2 Cas des pompes cohérentes : comportement du dark count optique en tenant compte de l'interaction entre les raies de pompe

Bien que cette analyse permette de comprendre l'essentiel du processus de génération de dark count optique, elle ne tient pas compte de l'interaction possible entre les champs associés à chaque raie de pompes. Nous allons voir qu'il est possible que le comportement du dark count évolue différemment de ce qui a été décrit dans la partie 4.2.1. En effet, le couplage de plusieurs raies monochromatiques dans le PPLN change le champ électrique total au sein du PPLN. La puissance instantanée peut alors être fortement modulée. Le dark count optique étant sensible au carré de la puissance instantanée, il est logique que son comportement puisse en être impacté.

Expression de la puissance instantanée dans le PPLN et conséquences

Nous allons quantifier par le calcul, l'impact de l'utilisation de plusieurs raies de pompes couplées dans le même PPLN en terme de puissance instantanée, puis de dark count optique. Dans un premier temps, nous pouvons exprimer le champ scalaire total E_{tot} au sein du PPLN en fonction du champ scalaire de chaque raie monochromatique.

$$E_{tot}(t) = \sum_{i}^{N} E_i(t) \tag{4.2}$$

$$\text{avec } E_i(t) = E_i \cdot exp^{j(2\pi \cdot \nu_i \cdot t + \varphi_i)} \tag{4.3}$$

Où $E_i(t)$ est la norme du champ électrique d'une pompe d'indice i. E_i est l'amplitude du champ, ν_i sa fréquence, et φ_i son terme de phase. À partir de la somme de ces champs, on peut exprimer la puissance instantanée $P(t)$ dans le PPLN :

$$P(t) \propto \frac{|E_{tot}|^2}{2} \tag{4.4}$$

$$= \frac{1}{2}\left[\sum_{i=1}^{N} E_i \cdot exp^{j(2\pi \cdot \nu_i \cdot t + \varphi_i)}\right] \cdot \left[\sum_{i=1}^{N} E_i \cdot exp^{-j(2\pi \cdot \nu_i \cdot t + \varphi_i)}\right] \tag{4.5}$$

$$= \sum_{i=1}^{N} \frac{E_i^2}{2} + \sum_{\substack{i>j \\ i\in[1;N] \\ j\in[1;N]}} E_i E_j \left[exp^{j(2\pi \cdot \nu_i \cdot t + \varphi_i)} + exp^{-j(\cdot\, 2\pi \cdot \nu_j \cdot t + \varphi_j)}\right] \tag{4.6}$$

$$= \sum P_i + \sum_{i>j} 2\sqrt{P_i P_j}\cos(2\pi \Delta\nu_{i,j} t + \Delta\varphi_{i,j}) \tag{4.7}$$

avec

$$P_i \quad \propto \quad \frac{|E_i|^2}{2} \tag{4.8}$$

$$\Delta\nu_{i,j} = \nu_i - \nu_j \tag{4.9}$$

$$\Delta\varphi_{i,j} = \varphi_i - \varphi_j \tag{4.10}$$

Dans l'expression de la puissance instantannée 4.7, $\varphi_{i,j}$ est le déphasage entre les deux pompes respectives i et j. $\Delta\nu_{i,j}$ est la fréquence différence entre ν_i et ν_j. L'expression de la puissance contient un terme constant et des termes de modulation aux fréquences $\Delta\nu_{i,j}$.

Intéressons nous aux conséquences de ces termes de modulation en terme de dark count optique. Étant donnée la relation quadratique entre la puissance de pompe et le dark count optique, les modulations en puissance au sein du PPLN peuvent être responsables d'une augmentation du nombre moyen de photons parasites. Cela est suggéré sur la figure 4.3 avec deux raies de pompe de même amplitude ($P_i = P_j$).

Cas particulier d'un pompage avec des raies d'amplitudes égales

Dans cette partie, nous allons quantifier l'évolution du dark count optique dans le cas d'une configuration de pompage particulier. Prenons le cas de pompes de même amplitude ($E_i = E_j$). Cela simplifie les équations et rendra la démonstration expérimentale plus évidente. Dans ce cas,

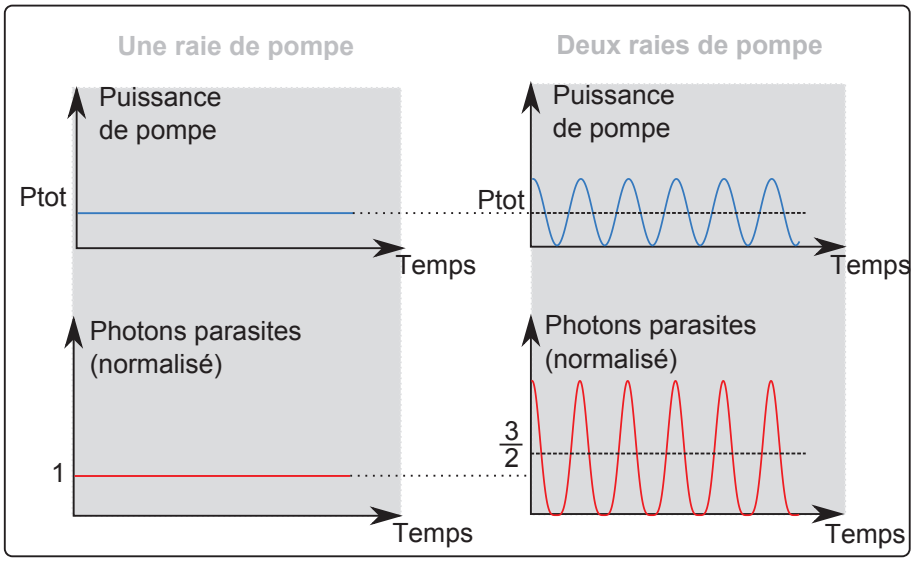

FIGURE 4.3 – Conséquence des oscillations de la puissance de pompe dans le PPLN sur la génération de dark count optique. La dépendance quadratique du dark count optique, vis à vis de la puissance de pompe, est à l'origine d'une augmentation moyenne de celui-ci.

nous appellerons P_0 le terme de puissance moyenne totale continue. Il correspond au terme :

$$\sum_{i=1}^{N} \frac{E_i^2}{2}$$

En développant le carré de la puissance $P(t)$, nous obtenons une expression proportionnelle au nombre de photons parasites générés à 630 nm, au facteur K près. Cette écriture suppose que les écarts de vitesses de groupe entre la pompe à 1064 nm et les photons de fluorescence à 1550 nm sont négligeables.

$$DC_{opt} = K \cdot P(t)^2 = K \cdot \left(P_0 + \sum_{i>j} 2\frac{P_0}{N} \cdot cos\left(2\pi\Delta\nu_{i,j}t\right) \right)^2 \tag{4.11}$$

$$= K\frac{P_0^2}{N^2} \cdot \left[N^2 + 2N \sum_{i<j} 2 \cdot cos(2\pi\Delta\nu_{i,j}t) \right. \tag{4.12}$$

$$+ \sum_{\substack{i<j \text{ et } k<l \\ k\neq i \text{ ōu } l\neq j}} 8 \cdot cos(2\pi\Delta\upsilon_{i,j}t) \cdot cos(2\pi\Delta\upsilon_{k,l}t) \tag{4.13}$$

$$\left. + \sum_{i<j} 4 \cdot cos^2(2\pi\Delta\upsilon_{i,j}t) \right] \tag{4.14}$$

L'expression du dark count optique 4.14 contient plusieurs termes de fréquences différentes. L'ordre de grandeur de ces termes dépend de la différence de fréquence entre deux raies de pompes ($\Delta\upsilon_{i,j}$).

Lors de la détection hybride, les signaux sont mesurés avec des compteurs de photons qui possèdent une fréquence maximum de détection de l'ordre de la dizaine de mégahertz. En pratique, il est très difficile de pouvoir rapprocher deux spectres de sources laser de moins de la centaine de mégahertz. Nous pouvons donc admettre que le compteur de photons possède un temps de réponse trop lent pour observer les modulations du flux de photons parasites à 630 nm.

Dans ces conditions, le nombre de photons parasites moyen détecté par le compteur de photons visibles en fonction du nombre de pompe N s'écrit :

$$\langle DC_{opt} \rangle_{\tau_{detector}} = K\frac{P_0^2}{N^2} \cdot \left[N^2 + \sum_{i>j} 4 \cdot \frac{1}{2} \right] \tag{4.15}$$

$$\text{avec } \sum_{i>j} 2 = N^2 - N \tag{4.16}$$

$$\text{on obtient } \langle DC_{opt} \rangle_{\tau_{detector}} = KP_0^2(2 - \frac{1}{N}) \tag{4.17}$$

Le terme $K \cdot P_0^2$ représente le dark count optique qui serait généré par une seule pompe de puissance P_0 couplée dans le PPLN (cas où $N = 1$). Le deuxième terme représente le dark count optique additionnel qui serait généré par la présence de plusieurs raies de pompe dans le PPLN.

Avec une puissance moyenne de pompe P_0 constante, le niveau de dark count moyen augmente donc avec le nombre de raies de pompe. Notons que la puissance moyenne P_0 serait celle mesurée avec un détecteur standard (leur temps de réponse étant très long en comparaison avec les oscillations de puissance liées à la somme des champs).

Nous avons donc montré théoriquement comment la mise en place de plusieurs pompes est susceptible de faire augmenter le dark count optique à puissance moyenne totale constante couplée dans le PPLN.

4.3 Architecture du banc en configuration multi pompe et mesures

Nous avons souhaité vérifier expérimentalement la validité des résultats obtenus dans la partie théorique précédente. Nous avons cherché à mesurer le dark count optique en fonction du nombre de raies de pompe couplées dans le PPLN.

Dans les parties expérimentales suivantes, nous nous intéresserons uniquement à un banc de mesure comportant un RPE PPLN.

4.3.1 Banc de conversion multi-pompe

Le banc utilisé est très semblable à ceux du chapitre 2. Il permet la détection d'un signal à $\lambda_s = 1550$ nm converti à $\lambda_c = 630$ nm par l'intermédiaire d'une pompe à $\lambda_p = 1064$ nm. La figure 4.4 montre le schéma du banc de mesure utilisé.

Dans cette nouvelle expérience, nous avons utilisé une source de pompe qui possède plusieurs raies lasers dans son spectre. Cette source (Amonix) est composée de quatre diodes lasers DFB indépendantes, polarisées rectilignement, contrôlées en puissance et accordables en longueur d'onde (sur environ 2 nm). Ces quatre DFB sont couplées puis amplifiées par un YDFA (Ytterbium doped fiber amplifier) pour atteindre les puissances nécessaires (50 mW). Un spectromètre en sortie permet de contrôler les longueurs d'onde et la puissance de chaque raie.

La source signal à 1550nm (ECL) est atténuée de manière à pouvoir quantifier le rendement

de conversion en régime de comptage de photons via un flux de référence.

En sortie, le module de comptage de photons visibles (100-COUNT-FC) est couplé au convertisseur numérique des temps d'arrivée. Il permet d'intégrer le nombre de photons détectés et d'en faire une moyenne par seconde (temps d'intégration de l'ordre de la dizaine de secondes). Dans la suite, les seuls paramètres variables dans les mesures seront liés à la pompe, c'est à dire le nombre de raies, la puissance et le spectre de pompe.

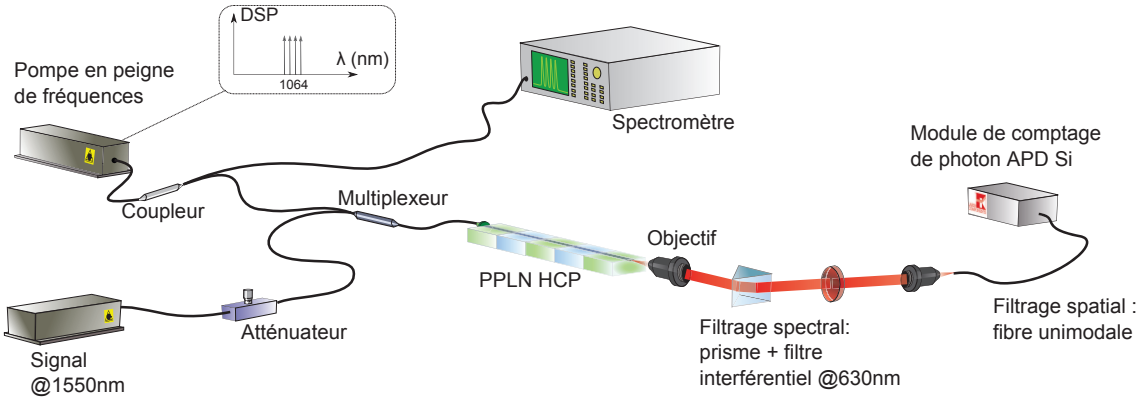

FIGURE 4.4 – Schéma du banc de mesure utilisé pour les configurations de pompage à plusieurs raies monochromatiques.

4.3.2 Résultats expérimentaux

Protocole de mesure

La source de pompe utilisée permet d'obtenir des configurations de une à quatre raies de pompe couplées dans le PPLN, en comptant au total 16 combinaisons différentes (plusieurs combinaisons possibles dans une configuration). Afin de se placer dans les conditions du calcul théorique, l'amplitude de chaque raie était égale et la puissance moyenne totale P_0 est restée constante au cours de l'expérience (50 mW), quelle que soit la configuration.

Les longueurs d'onde des raies de pompe sont toutes ajustées de manière à convertir la même longueur d'onde signal (à 1550 nm) pour une température donnée (32°C). Cela permettra par la suite de mesurer le rendement de conversion de toutes les pompes confondues avec une seule longueur d'onde signal.

Les mesures sont effectuées en régime de comptage de photons avec des temps d'intégration

de 10 s. Lors des mesures de dark count optique, les pompes sont allumées et le signal est éteint. Le dark count électro-optique est mesuré dans toutes les combinaisons de pompage possibles (figure 4.5). Le rendement de conversion est mesuré relativement à la quantité du flux référence à 1550 nm converti. Il est donc représenté par le nombre de photons références convertis.

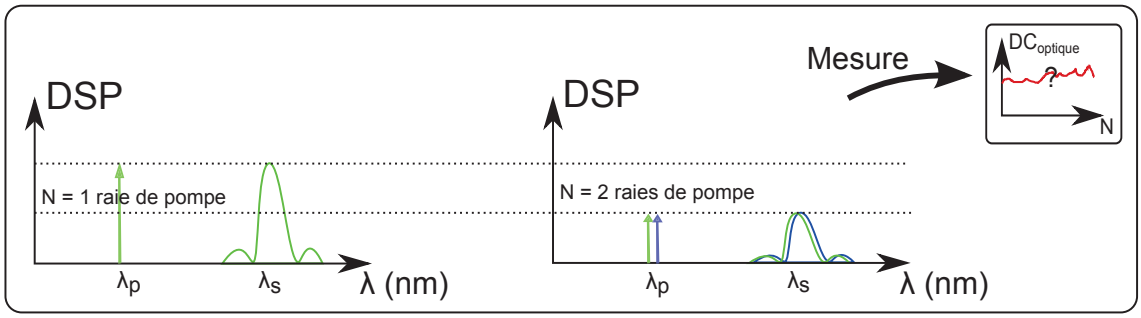

FIGURE 4.5 – Principe de la mesure du dark count en fonction du nombre de raies de pompe. La puissance moyenne totale couplée est constante quel que soit le nombre de raies N

Résultats

La courbe de la figure 4.6 montre les moyennes et les écart types des résultats obtenus dans chaque configuration (de une à quatre pompes). La courbe d'ajustement est tracée à partir du modèle de l'équation 4.17.

La courbe de la figure 4.7 permet de contrôler la stabilité du rendement de conversion lors de chaque mesure de dark count optique.

La figure 4.6 montre un excellent accord entre la formule établie précédemment (4.17) et l'expérience. Nous observons une évolution croissante du dark count optique en fonction du nombre N de raies couplées dans le PPLN à puissance moyenne totale P_0 constante.

De plus, il n'y a pas d'évolution du signal converti en fonction du nombre de raies. Ce résultat est normal du fait du comportement linéaire du rendement de conversion vis à vis de la puissance de pompe totale (chapitre 2) et P_0 ne varie pas. L'expérience valide donc le modèle déterminé dans le partie précédente 4.2.2.

Il semble donc que l'approche incohérente de la partie (4.2.1) soit insuffisante pour prévoir le comportement du dark count. L'utilisation de plusieurs raies de pompe peut générer plus de

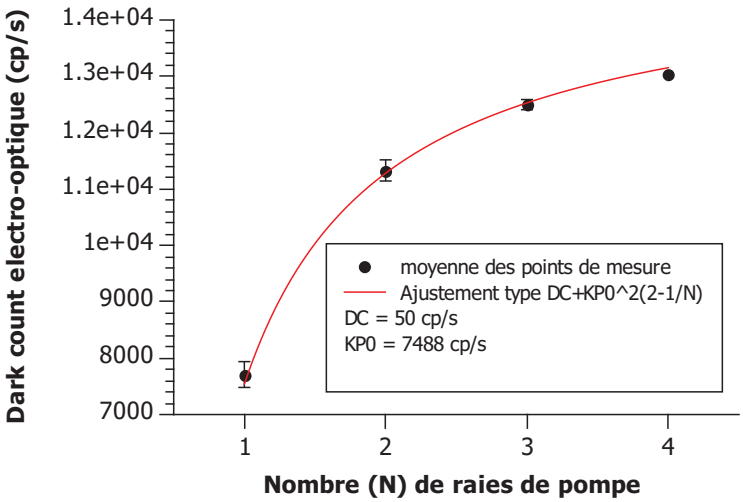

FIGURE 4.6 – Évolution du dark count optique en fonction du nombre de raies de pompe. La courbe tracée est un ajustement réalisé à partir de l'équation obtenue dans la partie 4.2.2. Les 16 combinaisons possibles avec les 4 raies lasers sont représentées.

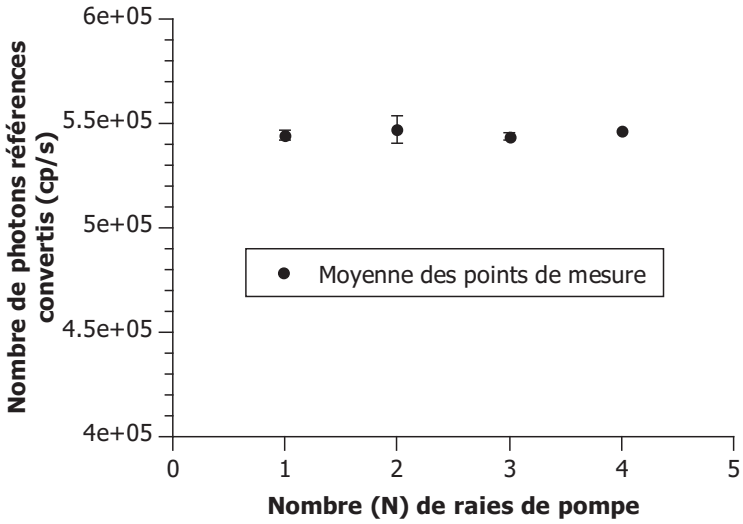

FIGURE 4.7 – Évolution du nombre de photons convertis de la source signal de référence en fonction du nombre de raies de pompe. Les 16 combinaisons possibles avec les 4 raies lasers sont représentées.

dark count optique que si une seule raie était utilisée (à puissance moyenne totale constante).

Notons que dans les conditions de cette expérience chacune des raies peut convertir le même spectre de signal à λ_s. Ce cas de figure ne représente donc pas d'intérêt direct pour une application de conversion de large bande spectrale. Il est nécessaire d'effectuer des mesures lorsque les raies

de pompe sont suffisamment espacées pour convertir une plus large bande spectrale.

4.4 Évolution du dark count optique à deux pompes avec un écart spectral variable

L'objectif de cette partie est de caractériser le comportement du dark count optique lorsque le pompage du PPLN est effectué par deux raies lasers suffisamment espacées pour faire de la conversion large bande. Dans ce cas, il sera nécessaire de prendre en compte l'effet de la différence de vitesse de groupe entre les longueurs d'onde de 1064 nm et 1550 nm, pour comprendre le comportement du dark count optique.

4.4.1 Différence de vitesse de groupe

Nous allons illustrer ici l'importance de la vitesse de groupe dans le phénomène que nous avons observé via le pompage par peigne de fréquences. Considérons la propagation de deux ondes de pompes monochromatiques $E_1(z,t)$ et $E_2(z,t)$ de pulsation ω_1 et ω_2, d'amplitude égales dans le PPLN. Il est possible d'écrire la somme des champs comme un champ moyen à ω_0 modulé par une enveloppe à basse fréquence $\Delta\omega_{1,2}$:

$$E_{tot}(z,t) = E_1(z,t) + E_2(z,t) \tag{4.18}$$

$$= E_1 \cdot \cos(\omega_1 t - k_1 z) + E_2 \cdot \cos(\omega_2 t - k_2 z) \tag{4.19}$$

$$= 2 \cdot E_1 \cdot \cos \cdot (\omega_0 t - k_0 z) \cdot \cos(\Delta\omega_{1,2} t - \Delta k_{1,2} z) \tag{4.20}$$

avec

$$\omega_0 = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2} \tag{4.21}$$

$$k_0 = \frac{k_1 + k_2}{2} \tag{4.22}$$

$$\Delta\omega_{1,2} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} \tag{4.23}$$

$$\Delta k_{1,2} = \frac{k_2 - k_1}{2} \tag{4.24}$$

où k_i est la constante de propagation des ondes de pulsation ω_i. Dans ce cas, l'enveloppe de pulsation $\omega_{1,2}$ se propage à la vitesse de groupe V_G alors que la porteuse ω_0 se propage à la vitesse de phase V_ϕ :

$$V_G = \frac{\partial \omega}{\partial k} \tag{4.25}$$

$$V_\phi = \frac{\omega_0}{k_0} \tag{4.26}$$

Lorsque deux raies de pompe sont utilisées, le battement entre les deux champs (l'énergie de pompe) se propage à la vitesse de groupe. Cela a une grande importance vis à vis du processus de génération en cascade de photons parasites.

En effet, les photons générés par fluorescence paramétrique à 1550 nm, via la pompe, ne peuvent être convertis à la longueur d'onde de 630 nm que s'ils sont en présence de la pompe dans le PPLN. Or, la vitesse de groupe à 1550 nm est différente de celle à 1064 nm.

Selon la longueur du battement et la distance de propagation dans le PPLN, deux cas sont alors envisageables et sont illustrés sur la figure 4.8 :

- **premier cas** : la différence de vitesse de groupe ΔV_G entre la pompe à 1064 nm et la fluorescence à 1550 nm est négligeable. L'enveloppe d'énergie de fluorescence ne se déplace pas par rapport à l'enveloppe d'énergie de la pompe. La conversion est optimale. Il y aura un nombre maximum de photons parasites convertis à 630 nm (c'était le cas dans la partie précédente 4.3) ;
- **deuxième cas** : la différence de vitesse de groupe ΔV_G n'est pas négligeable. Cela conduit à un glissement significatif entre l'enveloppe de fluorescence et l'enveloppe de pompe. Du fait d'un mauvais recouvrement des enveloppes d'énergie, la conversion des photons parasites de fluorescence n'est pas optimale tout au long de la propagation dans le PPLN.

En pratique, la longueur du PPLN est fixée, c'est donc la longueur d'onde du battement (écart spectral entre les pompes) qui déterminera si la différence de vitesse de groupe est négligeable.

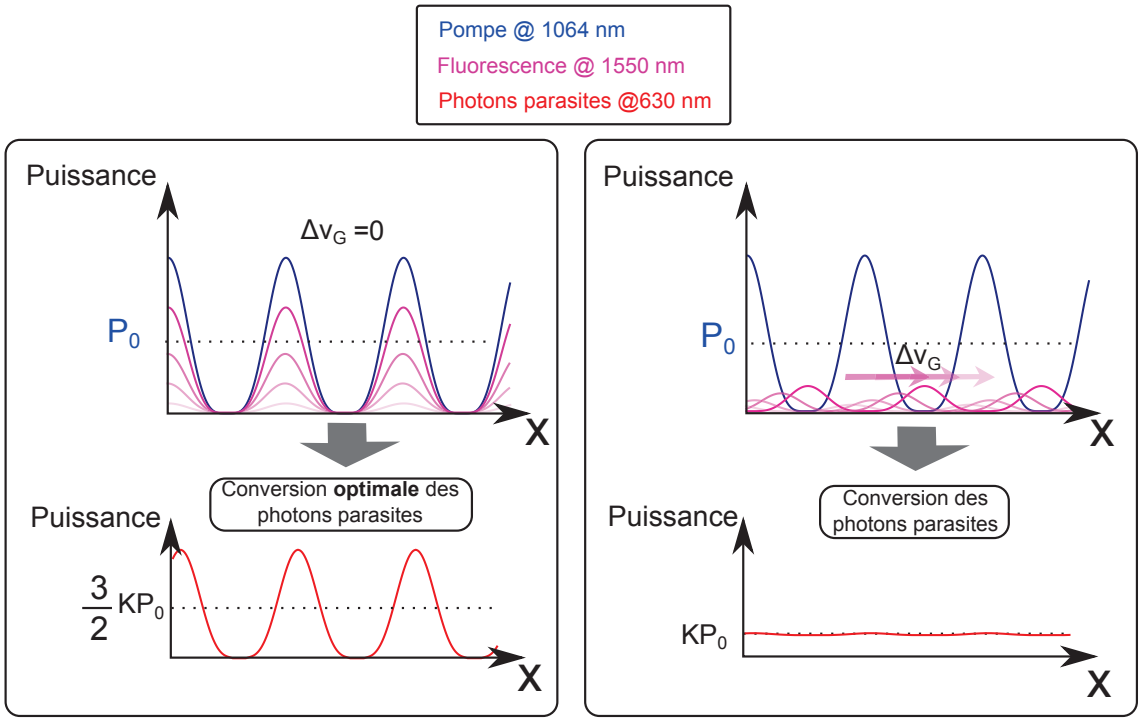

FIGURE 4.8 – Incidence de la différence de vitesse de groupe sur la génération de dark count optique. À droite, la différence de vitesse de groupe entre l'enveloppe de fluorescence et de pompe est négligeable au cours de la propagation, le dark count généré est donc maximum. Á gauche, la différence de vitesse de groupe provoque un glissement significatif d'une enveloppe par rapport à l'autre, et les photons parasites ne sont pas convertis de manière optimale.

4.4.2 Principe de la mesure

Nous avons mesuré le dark count optique pour plusieurs écarts spectraux entre deux raies de pompe. Au cours des mesures, nous avons fixé la longueur d'onde d'une des raies de pompe (figure 4.9). Ensuite, nous avons fait varier la longueur d'onde de l'autre raie de pompe en maintenant les deux raies à la même puissance dans le cristal. Avec des puissances égales, les battements sont plus importants. De plus, la puissance moyenne totale reste constante.

L'écart spectral entre les deux raies de pompes est mesuré par l'intermédiaire d'un spectromètre avec une résolution de 0,1 nm. Pour chaque valeur d'écart spectral entre les raies de pompe, nous avons mesuré le niveau moyen de dark count optique à la sortie du banc en intégrant sur des périodes de 10 s.

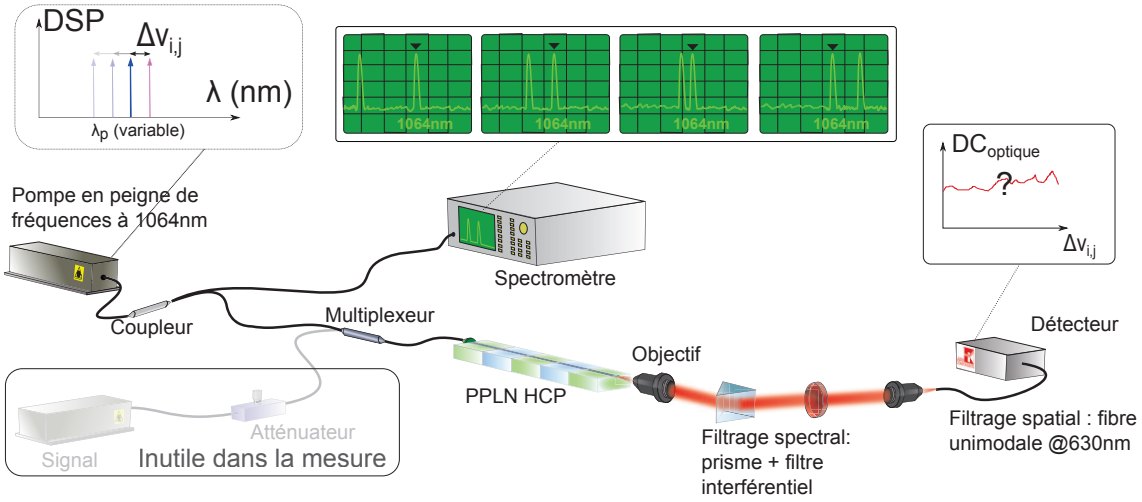

FIGURE 4.9 – Principe de la mesure du dark count optique en fonction de l'écart spectral entre deux raies de pompe à 1064 nm. Entre chaque mesure de dark count, la longueur d'onde d'une des deux pompes est décalée par pas de 0,2 nm sur un intervalle de 2 nm.

4.4.3 Résultats

Les résultats obtenus avec l'aide de Pascaline Darré lors de son début de thèse, sont montrés sur la figure 4.10. La raie de pompe centrale était centré à 1063 nm.

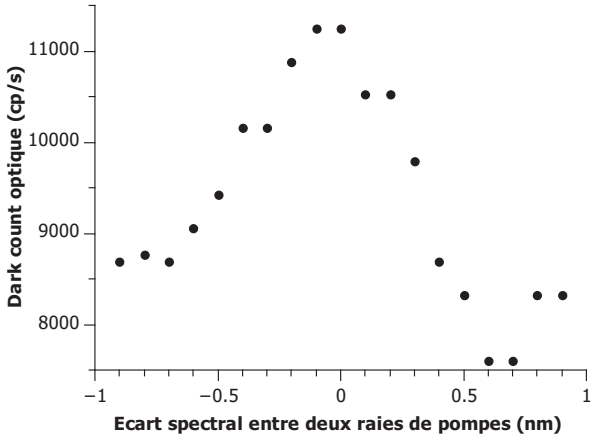

FIGURE 4.10 – Courbes de dark count optique en fonction de l'écart spectral entre les deux raies de pompes couplées dans le PPLN. La raie de pompe fixe était centrée à 1063 nm.

Une décroissance du dark count optique au fur et à mesure que l'écart spectral augmente peut être observée. Le niveau de dark count le plus élevé correspond à l'écart spectral le plus petit. D'après ce qui a été observé dans la partie 4.3.2, le niveau de dark count à deux pompes est près de 1,5 fois plus élevé qu'avec un pompage à une raie à puissance constante. Nous retrouvons ce

facteur sur la courbe entre le niveau le plus haut de dark count et le niveau le plus bas lorsque les pompes sont suffisamment séparées en longueur d'onde.

Plus simplement, on aurait donc le même dark count optique avec une seule raie qu'avec deux raies de pompe suffisamment espacées spectralement, à puissance moyenne totale identique.

En complément de cet aspect expérimental, nous avons voulu comparer les mesures obtenues à une simulation prenant en compte la différence de vitesse de groupe entre les deux enveloppes de pompe 1064 nm et de fluorescence à 1550 nm. La simulation réalisée par Ludovic Grossard utilise les paramètres suivants :

- la différence de vitesse de groupeΔV_G calculée à partir des équations de Sellmeier,
- la longueur du PPLN,
- et l'écart spectral entre les pompes $2\Delta\omega_{1,2}$, lié au battement des enveloppes basses fréquences.

En calculant le recouvrement des enveloppes de pompes et de fluorescence au cours de la propagation, nous obtenons l'allure du dark count optique théorique. Les résultats normalisés de cette simulation sont comparés aux mesures dans la figure 4.11.

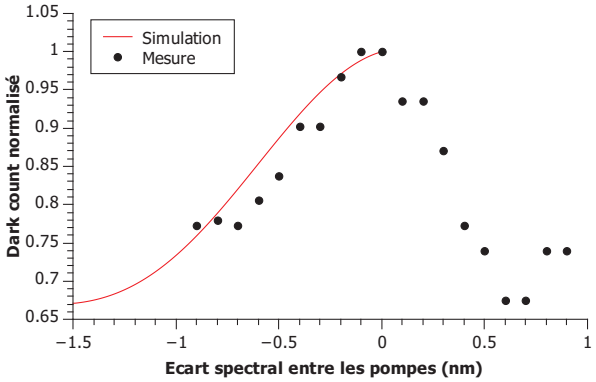

FIGURE 4.11 – Évolution du dark count optique en fonction de l'écart spectral entre les deux raies de pompe.

Bien que les courbes ne soient pas parfaitement superposées, l'ordre de grandeur est bien respecté, ce qui tend à montrer que la différence des vitesses de groupe est bien un facteur limitant de la génération du dark count optique lorsque l'écart entre les raies de pompe est suffisant.

Lorsque plusieurs raies lasers sont utilisées pour pomper le PPLN, le dark count optique est au moins aussi élevé qu'avec une seule raie à puissance totale égale. Lorsque les deux raies de pompe sont très proches spectralement, du dark count additionnel apparait du fait des battements générés par la somme des champs de pompe (50% en plus à deux raies). En revanche, lorsque l'on augmente suffisamment l'écart spectral entre les pompes, la différence de vitesse de groupe, entre les enveloppes de pompe et de fluorescence, limite l'apparition d'un dark count additionnel.

4.5 Conclusion du chapitre

Les études menées dans ce chapitre avaient pour objectif de déterminer le comportement du dark count optique dans le cas d'un pompage par plusieurs raies lasers pour des applications en conversion large bande. Cette étude prend son sens du fait de l'importance du dark count dans la détection en régime de comptage de photons. Bien que non exhaustive, elle permet de tirer des premières conclusions sur l'apport et l'utilisation de cette méthode de pompage en terme de fonctionnement global (efficacité de conversion et dark count).

Nous avons mis en évidence l'apparition d'un dark count additionnel, du fait de la présence de plusieurs pompes. Ainsi, nous avons démontré une augmentation du dark count optique d'un facteur 1,8 en passant d'un pompage à une seule raie à un pompage à quatre raies lasers. Cette augmentation de dark count optique est liée à l'oscillation de l'enveloppe de la puissance instantanée de la pompe dans le PPLN. D'autre part, nous avons montré que le rendement de conversion n'était pas impacté par le nombre de raies de pompe pour une puissance moyenne constante.

Nous avons montré comment la différence des vitesses de groupe entre les enveloppes de pompe et de fluorescence pouvait permettre de réduire le dark count optique lors d'un pompage par plusieurs raies lasers. En revanche, le dark count minimal est imposé par la puissance de pompe totale couplée dans le PPLN.

Pour une puissance de pompe donnée, la configuration multi pompe permettra de répartir la conversion sur une plus large bande. En revanche, il ne sera pas possible de réduire les effets du dark count.

5

Applications et perspectives de la détection hybride

La caractérisation des cristaux de PPLN dans les détecteurs hybrides m'a permis d'acquérir un savoir-faire dans le domaine de la détection en régime de comptage de photons. J'ai pu utiliser ces compétences dans la mise en place de deux détecteurs hybrides pour deux applications différentes. La première concerne une application en imagerie haute résolution et haute dynamique pour l'astronomie, et la seconde, la détection de l'oxygène singulet dans des applications de microscopie à deux photons.

5.1 Application à l'imagerie en astronomie : l'hypertélescope temporel

Nous avons utilisé un des bancs de détection hybride pour les besoins d'une expérience au laboratoire. En effet, un nouvel instrument imageur appelé « hypertélescope temporel » nécessitait un fonctionnement en régime de comptage de photons à la longueur d'onde de 1550 nm, lors de la thèse de Laurent Bouyeron.

5.1.1 Principe de l'instrument, et intérêt de la détection hybride

Sans entrer dans le détail, je vais présenter le concept de l'hypertélescope temporel, puis les enjeux liés au régime de comptage de photons. Proposé en 1996 par Antoine Labeyrie [Labeyrie 96], ce dispositif de synthèse d'ouverture est composé d'un réseau de télescopes fortement espacés. Ceux-ci doivent permettre de faire de l'imagerie directe à très haute résolution et haute dynamique d'un objet non résolu par les télescopes élémentaires du réseau.

Le fonctionnement de cet interféromètre repose sur la nécessité d'égaliser les chemins optiques issus de chaque télescope individuel jusqu'au recombinateur à la dizaine de nanomètre près, pour satisfaire aux conditions de stigmatisme rigoureux. Cette condition est aussi appelée le cophasage. Celui-ci constitue la principale difficulté expérimentale de cet instrument. En 2007, notre équipe de recherche propose une version temporelle de ce dispositif [Reynaud 07]. L'avantage de cette proposition tient dans la méthode de recombinaison, jusque là spatiale. Elle permet d'effectuer la recombinaison interférométrique dans une configuration coaxiale, c'est-à-dire dans une fibre unimodale. Le cophasage et la reconfiguration du diagramme de rayonnement de l'instrument sont assurés par des lignes à retard fibrées. Les chemins optiques sont ainsi ajustés et modulés en temps réel à quelques nanomètres près. Lors de sa thèse, Laurent Bouyeron a conçu un procédé utilisant un algorithme génétique capable de résoudre le problème de cophasage de l'hypertélescope temporel [Bouyeron 13]. Son fonctionnement se résume en trois étapes principales :

- **première étape** : au début, la condition de cophasage n'est pas réalisée, une première image de l'objet observé (étoile) est enregistrée. Celle-ci est déformée du fait des défauts de l'instrument non cophasé ;
- **deuxième étape** : l'algorithme génère des défauts connus sur l'instrument. Une seconde image est enregistrée. Cette nouvelle image est dégradée du fait des défauts initiaux de l'instrument, mais aussi des défauts ajoutés volontairement ;
- **troisième étape** : enfin, l'algorithme permet de remonter aux défauts propres de l'instrument en comparant les deux images.

Cette opération est répétée plusieurs fois jusqu'à l'obtention de la condition de cophasage. Une fois le cophasage obtenu, l'algorithme continue de fonctionner pour corriger en temps réel

les nouveaux défauts. En résumé, l'instrument est cophasé grâce au flux issu de l'objet observé. Cet instrument étant prévu pour l'astronomie et l'étude de sources émettant peu de flux, il était nécessaire de définir le flux minimum avec lequel l'algorithme serait capable de cophaser l'hypertélescope temporel.

Pour cela, il fallait se placer dans les conditions de régime de comptage de photons. Le détecteur utilisé devait être très peu bruité, sans quoi les limites de cophasage auraient été liées au dark count, et non pas à l'algorithme même. Or, nous avons vu que seuls les compteurs de photons visibles permettaient de telles performances (dark count, rendement quantique, temps mort, afterpulsing, régime de détection continu...). Mais la conception complexe de l'hypertélescope temporel ne permettait pas de travailler à une autre longueur d'onde que 1550 nm. C'est donc la détection hybride qui a été adoptée pour cette application.

5.1.2 Démonstration expérimentale

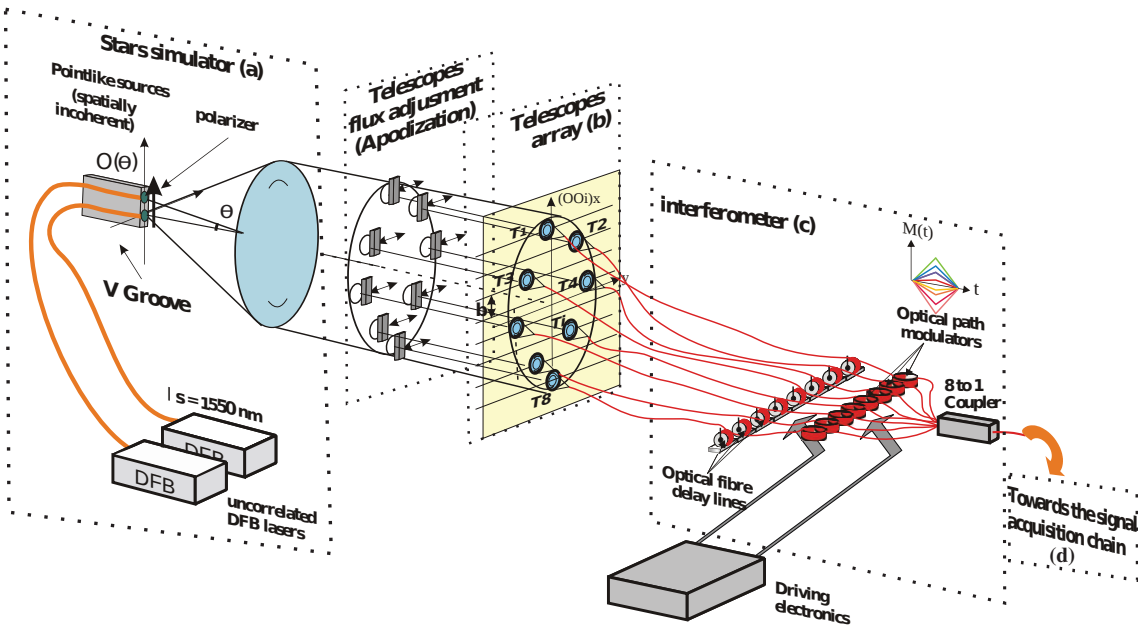

FIGURE 5.1 – Schéma du banc de mesure de l'hypertélescope. Il est composé de quatre parties principales, le simulateur d'étoiles, le réseau de télescopes, les huit bras de l'interféromètre et la chaîne d'acquisition.

La figure 5.1 montre le banc expérimental de l'hypertélescope temporel tel que nous l'avons utilisé avec Laurent Bouyeron lors des mesures. Le banc est composé de quatre parties princi-

pales :

- le simulateur d'étoiles binaires : il est constitué de deux fibres unimodales à 1550 nm couplées à deux DFB émettant à cette longueur d'onde. Les champs issus des fibres sont ensuite collimatés grâce à un doublet de grande focale, de manière à obtenir une image des fibres à l'infini en direction des télescopes.
- les huit télescopes : chacun est constitué d'une lentille qui focalise le champ issu du simulateur d'étoiles dans une fibre optique. Des shutters permettent de régler la quantité de flux entrant dans chaque télescope (apodisation).
- les lignes à retard fibrées : elles permettent l'égalisation des huit chemins optiques et le cophasage (à quelques nanomètres près) via un contrôle automatisé par l'algorithme (programme sous Labview).
- le recombinateur et la chaîne d'acquisition : ils permettent de mélanger les huit champs unimodaux issus des huit voies de l'interféromètre, puis de faire la détection.

Habituellement, le système de détection en aval du recombinateur est dimensionné pour des mesures en fort flux. En effet, le flux disponible à la sortie du banc est de l'ordre du picowatt.

Pour effectuer les mesures en régime de comptage de photons, nous avons utilisé un coupleur 90/10 pour obtenir deux voies : une voie de référence en fort flux, et une voie pour la détection en régime de comptage de photons. Le détecteur hybride a été placé à la sortie de la voie à 10 %. Nous avons ensuite limité le dark count du détecteur hybride. Pour cela, j'ai déterminé une puissance de pompe suffisamment faible, dans le PPLN, pour rendre négligeable le dark count optique du détecteur hybride. Le détecteur hybride permettait dans ces conditions d'obtenir un dark count (uniquement électronique) de 50 cp/s, avec un rendement global d'environ 0,02%. Pour le reste des paramètres nous avons bénéficié des caractéristiques inégalables en infrarouge du compteur de photons visibles (100-COUNT-FC).

Connaissant le rendement de conversion global du détecteur hybride, j'ai pu déterminer le flux nécessaire issu du coupleur de sortie pour nous placer dans les conditions du régime de photons souhaité. J'ai ensuite utilisé des atténuateurs pour atteindre le régime de comptage de photons désiré.

Les mesures ont permis de montrer la robustesse de l'algorithme de cophasage ainsi que

l'excellente dynamique de l'hypertélescope temporel. Nous avons réussi à cophaser l'instrument avec une erreur de l'ordre de la vingtaine de nanomètres avec seulement 200 photons par trames de 100 ms. Avec ce même flux, nous avons montré la possibilité de distinguer les deux étoiles de la binaire avec une dynamique de 1000 entre les deux étoiles (après 30000 trames d'acquisition) [Bouyeron 14](voir annexe). Grâce à cette expérience, nous avons pu démontrer que les limites de l'instrument était liées au bruit de quantification (bruit de photons). Cette expérience a permis par la suite la publication d'un article dans le journal A&A qui est l'une des revues les plus significatives en astronomie.

Dans cette expérience, nous avons exploité un des avantages du détecteur hybride. Il s'agit de la possibilité d'accorder le rendement de conversion et le dark count sans changer les autres caractéristiques du détecteur (dead time et afterpulsing). La quantité de photons incidents étant réglable dans cette expérience, nous avons pu réduire le niveau de dark count au minimum (dark count électronique) sans nous préoccuper du rendement de conversion global. Le niveau de dark count extrêmement bas, pour un compteur de photon infrarouge, a permis de valider le fonctionnement de l'hypertélescope en régime de comptage de photons. Une telle démonstration n'aurait sûrement pas été possible avec des compteurs de photons infrarouges classiques InGaAs.

5.2 Application à la détection d'oxygène singulet

Au cours de mon travail de thèse, nous avons eu l'occasion d'interagir avec une autre partie de l'équipe de recherche du département photonique de Xlim, ainsi qu'un groupe de chercheurs en chimie du LCSN à Limoges, pour un projet de détection en régime de comptage de photons. Nous avons réalisé un détecteur hybride à la longueur d'onde de 1270 nm pour une application de détection de l'oxygène singulet via la microscopie à deux photons sur des porphyrines.

5.2.1 Contexte

Les porphyrines sont des molécules utilisées dans des applications de photochimiothérapie, ou PDT (photodynamic therapy). La PDT est un procédé médical de traitement de certains cancers. Elle consiste à injecter dans le corps humain des molécules photosensibles, telles que

la porphyrine, qui vont se fixer aux cellules cancéreuses. Après une durée spécifique, la zone cancéreuse est irradiée par un laser qui émet dans la bande d'absorption du photosensibilisateur. La molécule ainsi excitée produit des espèces réactives de l'oxygène, comme l'oxygène singulet, qui entraînent la destruction de la tumeur [Makky 10].

La connaissance de la quantité d'oxygène singulet générée pendant le traitement est essentielle pour la réussite de celui ci. C'est pourquoi la détection de l'oxygène singulet est un enjeu important. L'oxygène singulet peut se désexciter en émettant un photon à 1270 nm, mais sa très grande réactivité rend cette émission très peu probable (une émission pour 10^8 molécules excitées). C'est pourquoi l'observation directe de l'oxygène singulet est un réel défi. À ce jour, il n'a pas encore été possible de détecter l'émission de l'oxygène singulet sur des échantillons de porphyrines [Gemmell 13].

5.2.2 Cahier des charges et détecteur hybride

Pour générer de l'oxygène singulet, il est nécessaire d'exciter une molécule photosensible via des radiations lumineuses. L'expérimentation prévue par les collègues chimistes pour cette application est l'excitation de molécules de calibration telles que le Rose de Bengale. Le Rose de Bengale est connu pour générer beaucoup d'oxygène singulet et serait parfait pour des premiers résultats.

L'excitation du Rose de Bengale est possible en microscopie à deux photons. Cela consiste à exciter une molécule en combinant deux photons, au lieu de l'exciter avec un seul photon plus énergétique (figure 5.2). Cependant, cette méthode nécessite l'éclairement de la molécule par un très grand nombre de photons dans un temps extrêmement court. C'est pourquoi l'utilisation d'un laser femtoseconde (infrarouge généralement) est nécessaire. L'avantage de cette méthode est que la zone excitée dans l'échantillon de molécule est située sur le point de focalisation de l'objectif d'observation. La zone excitée est donc de l'ordre du micromètre cube pour une longueur d'onde d'excitation de 800 nm. La zone émettrice serait donc suffisamment petite pour que la majorité du flux collecté par l'objectif puisse être réinjectée dans une fibre unimodale. C'est un des points qui encourage à l'utilisation d'un détecteur hybride puisque le guide PPLN est unimodal (pas de perte de flux).

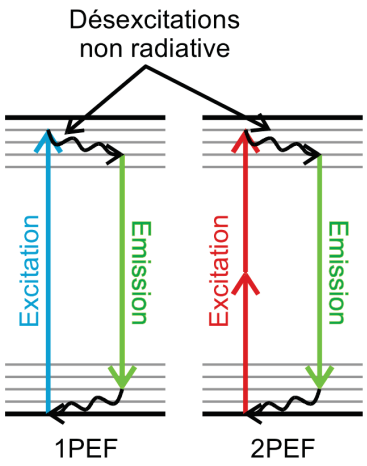

FIGURE 5.2 – Principe de fluorescence excitée à un photon, appelé 1PEF (one photon excited fluorescence) et la fluorescence excitée à deux photons (2PEF)

D'autre part, les mesures de temps de fluorescence nécessitent une bonne résolution temporelle accessible avec un compteur de photons à faible temps mort, ce qui est également un des avantages des détecteurs hybrides via l'usage de compteurs de photons visibles.

Enfin, l'émission de fluorescence de l'oxygène singulet est restreinte à une bande d'une trentaine de nanomètres autour de 1270 nm. La faible acceptance spectrale des PPLN permettrait le filtrage naturel et très sélectif de ces longueurs d'onde garantissant uniquement l'observation de l'oxygène singulet parmi les autres processus de fluorescence. Il faut préciser qu'il faudrait pomper le PPLN avec une source émettant sur une largeur d'une quarantaine de nanomètres pour convertir sur toute la bande d'émission de l'oxygène singulet.

Le cahier des charges semble correspondre à l'utilisation de la détection hybride.

5.2.3 Banc de détection et première caractérisation

Nous avons fait fabriquer un PPLN ridge par le fournisseur NTT permettant un accord de phase pour la somme de fréquences du signal à 1270 nm et de la pompe à 1550 nm. Le signal converti est émis à 699 nm. De cette façon, nous avons pu expérimenter le pompage par une pompe de plus grande longueur d'onde que le signal. Rappelons que cette méthode de pompage doit permettre d'obtenir moins de dark count optique (voir la partie 1.3).

Le banc mis en place est montré sur la figure 5.3 et est organisé de la façon suivante :

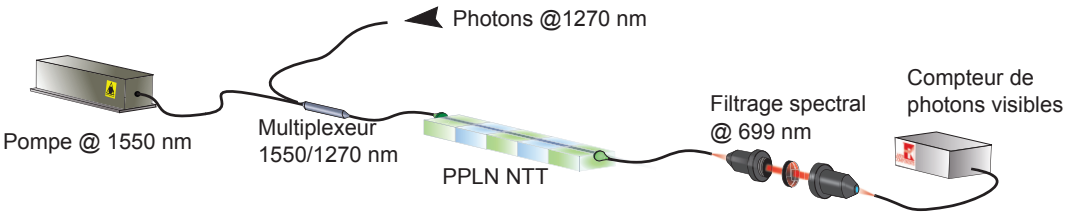

FIGURE 5.3 – Banc de mesure de dark count du détecteur hybride pour la détection de l'oxygène singulet

- **la pompe** : elle émet à 1550 nm. Cette source peut être une DFB amplifiée ou une SLED amplifiée, selon l'acceptance spectrale désirée ;
- **un multiplexeur** fibré à maintien de polarisation pour coupler la pompe et les photons signaux dans le PPLN ;
- **un PPLN** qui permet la somme de fréquences $1550 + 1270 = 699$ nm. Ce PPLN est fibré en entrée et en sortie pour faciliter son utilisation ;
- **un étage de filtrage** qui comprend un filtre interférentiel à 699 nm pour éliminer le doublage de pompe à 775 nm. La fibre unimodale de sortie du PPLN à 630 nm est utilisée pour filtrer les photons résiduels de pompe à 1550 nm.

Les premières caractérisations de ce banc ont permis de montrer l'évolution du dark count optique en fonction de la puissance de pompe. Les résultats sont donnés par la courbe de la figure 5.4.

Sur cette courbe, nous avons réalisé deux ajustements polynomiaux. Nous pouvons observer que l'ajustement le plus proche des points contient une composante linéaire, alors que la courbe strictement quadratique est décalée. Nous avons pourtant vu que le dark count optique avait une réponse quadratique à la puissance de pompe. Il semble donc que nous observions une source supplémentaire de photons parasites. La dépendance linéaire tend à montrer que la pompe à 1550 nm n'est pas totalement filtrée dans notre montage et qu'elle ajoute du dark count optique.

Les caractérisations de rendement de conversion n'ont pas pu être réalisées pour cause de matériel manquant. Afin de donner un chiffre de rendement, nous nous sommes basés sur les caractérisations faites par le fabricant. Celui-ci donne un rendement de conversion de 6% pour 15 mW de pompe. Compte tenu des pertes liées au multiplexeur et l'étage de filtrage, le rendement global de conversion serait d'environ 4,5% avec 15 mW de pompe. Le dark count optique

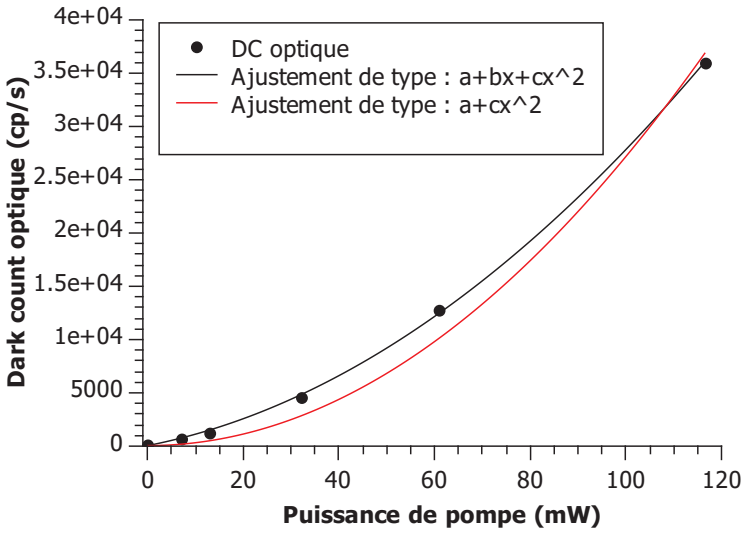

FIGURE 5.4 – Courbe de dark count du détecteur hybride pour la détection de l'oxygène singulet en fonction de la puissance de pompe.

correspondant à une puissance de 15 mW est d'environ 1800 photons par seconde.

À titre de comparaison, nos détecteurs hybrides à 1550 nm possèdent un dark count de 18000 coups par seconde pour un rendement global de conversion équivalent (4,67% exactement). Pour un même rendement, le dark count est diminué d'un facteur 10 dans le cas du détecteur hybride à 1270 nm.

En accord avec la littérature, nous observons un intérêt en terme de rendement et de dark count, à utiliser une pompe de longueur d'onde plus grande que celle du signal [Kamada 08]. Compte-tenu des contraintes de temps, il n'y a pas eu plus de caractérisations de ce banc.

5.2.4 Banc de microscopie

Le banc de détection étant opérationnel, nous avons réalisé le banc complet de microscopie. Celui-ci est présenté sur la figure 5.5. Afin de rendre le détecteur plus sensible, nous avons mis en place un chopper sur le passage du signal pour effectuer de la détection avec un traitement du signal par analyse synchrone.

Lors des premières expérimentations, nous nous sommes confronté à deux principaux problèmes qui n'ont pas encore été résolus.

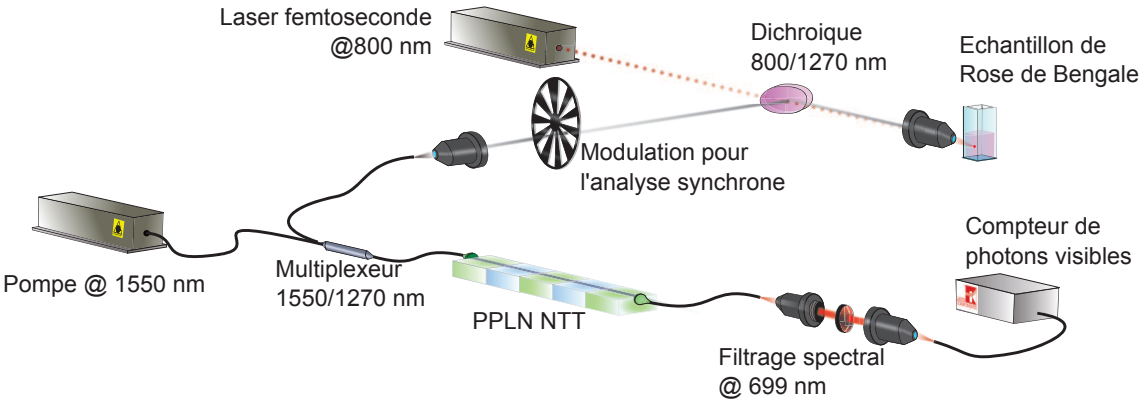

FIGURE 5.5 – Banc expérimental pour la détection de l'oxygène singulet

– la zone dans laquelle les molécules sont excitées est très petite. Il est donc très difficile d'injecter le flux rétrodiffusé dans une fibre optque unimodale.
– la fluorescence de l'oxygène singulet nécéssite de saturer la solution en oxygène grâce à un bulleur.

La solution à ces deux problèmes est la fabrication d'un porte échantillon spécifique. À ce jour, il n'a pas encore été réalisé.

Troisième partie
Application de la somme de fréquences à l'imagerie haute résolution en astronomie

6

Imagerie en astronomie et somme de fréquences

Au cours de mes trois années de thèse, j'ai eu la chance de mettre en place une expérience de détection hybride à l'observatoire astronomique du Mont Wilson aux États Unis. Lors de cette expérience, nous avons cherché à détecter du flux lumineux infrarouge à 1550 nm provenant des astres.

Cependant, les objectifs de cette mission sur site ne se limitaient pas à la détection hybride mais s'inscrivaient dans un projet bien plus vaste lié à l'imagerie haute résolution en astronomie. Cette troisième et dernière partie du manuscrit est donc consacrée à l'application de la somme de fréquences dans les cristaux PPLN utilisés dans le contexte particulier de l'interférométrie stellaire.

Dans cette nouvelle application, la conversion de fréquence est également utilisée pour tirer profit de composants plus performants ou avantageux à d'autres longueurs d'onde. En revanche, le concept est plus étendu puisqu'il concerne la détection, mais aussi un gain en terme de propagation guidée, et principalement concernant les faibles pertes de la fibre optique pour certaines longueurs d'onde. D'autre part, nous allons voir que l'utilisation de la somme de fréquence pour l'interférométrie stellaire est beaucoup plus contraignante que pour la détection hybride. Cela est dû à la nécessité de conserver les propriétés de cohérence des signaux.

Mon travail de caractérisations approfondies de la somme de fréquences dans les PPLN ainsi que des processus de génération de bruit a pu être mis à profit pour cette application. Les résultats de la partie précédente sur la détection hybride seront utilisés dans cette partie, et le vocabulaire utilisé fera appel aux notions déjà traitées.

Dans ce chapitre, j'introduirai les notions fondamentales de l'imagerie haute résolution et de l'interférométrie en astronomie. Le concept de l'interféromètre à somme de fréquences et son état de l'art seront développés par la suite. Enfin, je parlerai de l'évolution de ce dispositif depuis mon arrivée au laboratoire, puis des résultats importants auxquels j'ai participé durant ma première année de thèse. Les bénéfices apportés par mon travail de caractérisation de PPLN seront traités dans les chapitre suivants.

6.1 De l'œil à l'imagerie haute résolution en astronomie

L'étude des astres a connu une évolution remarquable depuis l'invention de la lunette astronomique par Galilée en 1609, puis des télescopes un peu plus tard, en 1672. Depuis l'œil a laissé sa place à des instruments de plus en plus sophistiqués. La taille des optiques, et notamment celle du miroir primaire des télescopes, n'a cessé d'augmenter. Cette évolution a permis d'observer des corps célestes de plus en plus petits et de moins en moins lumineux. En effet, la résolution angulaire (angle entre deux points discernables par l'instrument) d'un télescope R est inversement proportionnelle au diamètre D des miroirs primaires des télescopes ($R \propto \frac{\lambda}{D}$ où λ est la longueur d'onde d'observation).

La résolution des télescopes au sol a toutefois connu ses premières limites du fait des turbulences atmosphériques. Les différences de température et les vents déforment les ondes provenant des étoiles. Ces effets limitent la résolution angulaire à environ un quart de seconde d'arc dans le meilleur des cas. Cela équivaut à la surface utile d'un télescope de 20 cm de diamètre environ (pour les longueurs d'onde visibles).

C'est l'arrivée des techniques d'optique adaptative et de correction de front d'onde qui a redonné du sens à la course aux miroirs les plus grands pour améliorer la résolution angulaire. Les télescopes d'aujourd'hui disposent de miroirs primaires d'un diamètre de l'ordre de la dizaine

de mètres pour les plus imposants. Plusieurs projets prévoient d'augmenter encore cette taille. Le plus ambitieux est l'ELT (Extremely Large Telescope, photographie sur la figure 6.1). Ce projet est porté par l'ESO (European Southern Observatory), et prévoit un miroir primaire plus grand qu'un terrain de basketball (39 m). Il serait composé de 798 miroirs hexagonaux, tandis que l'optique adaptative serait assurée par un miroir composé de 6000 actuateurs pour compenser les défauts de front d'onde. Le poids total avoisinera les 3000 tonnes.

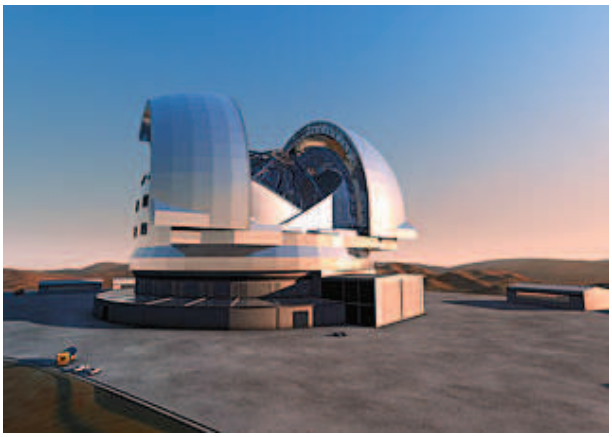

FIGURE 6.1 – Vue d'artiste de l'ELT (*crédit : ESO*)

En complément à cette grande complexité technologique, il existe une autre méthode d'imagerie qui permet d'atteindre des résolutions angulaires plus élevées que ne le permettra l'ELT. Il s'agit de la synthèse d'ouverture. Le principe repose sur le regroupement des champs optiques issus d'un réseau de «petits» télescopes. La résolution angulaire devient cette fois inversement proportionnelle à la distance b, appelée base, qui sépare les deux télescopes. Ainsi le réseau de télescopes CHARA (Center for High Angular Resolution Astronomy), basé sur le Mont Wilson aux USA, composé de six télescopes de un mètre de diamètre permet une résolution angulaire inférieure à la milli-seconde d'arc avec sa base maximale de 330 m.

Mais la synthèse d'ouverture réserve également son lot de difficultés. Premièrement, le réseau collecte moins de lumière qu'un télescope monolithique équivalent de grande taille, il est donc moins sensible. Deuxièmement, il s'agit d'une méthode d'imagerie indirecte. Les images sont reconstruites à posteriori, à partir des données collectées sur les différentes bases du réseau grâce à des algorithmes. Enfin, le point le plus délicat consiste en l'acquisition des données elles mêmes. Les ondes issues des différents télescopes doivent être recombinées de manière cohérente (inter-

corrélation optique). Les instruments de la synthèse d'ouverture sont en fait des interféromètres de très grande dimension. Cela signifie que la propagation des ondes dans l'instrument doit être contrôlée à quelques microns près sur des distances de l'ordre de la dizaine voire de la centaine de mètres.

En 1981, Claude Froehly [Froehly 81] propose alors d'utiliser la fibre optique en interférométrie stellaire. Au delà des avantages de l'optique guidée par rapport aux contraintes de la propagation en espace libre, la propagation guidée sur le mode fondamental facilite le contrôle du chemin optique ainsi que la recombinaison des faisceaux pour le mélange interférométrique.

En revanche l'optique guidée et notamment la fibre optique ont une bande de transmission limitée (visible et proche-infrarouge). Or les sources d'intérêt principal en astronomie émettent dans le lointain et moyen infrarouge (2-10μm). C'est ici que la conversion de fréquences à l'aide de cristaux de PPLN prend de l'intérêt pour l'astronomie. Non seulement, elle va permettre de faire de la détection sensible via le concept de détection hybride, et l'utilisation de compteur de photons visibles performants, mais elle va aussi permettre l'utilisation de la fibre optique pour des longueurs d'onde de l'infrarouge moyen et lointain. Pour l'instant, ces longueurs d'onde ne bénéficient pas de moyen de propagation guidée à très faibles pertes et à maintien de polarisation. Enfin, les quelques fibres disponibles pour l'infrarouge sont très fragiles.

En 2005, notre équipe de recherche propose donc de convertir les ondes lumineuses directement à la sortie de chaque télescope du réseau d'un interféromètre stellaire. C'est la naissance de l'interféromètre à somme de fréquences (SFG) 6.2.

L'utilisation d'un processus tel que la somme de fréquences dans un système interférométrique est cependant très complexe. Un grand nombre de démonstrations a été nécessaire depuis 10 ans, pour montrer la validité d'un tel procédé vis à vis de la conservation des propriétés de cohérence des champs lumineux. Nous y reviendrons dans la suite de ce chapitre.

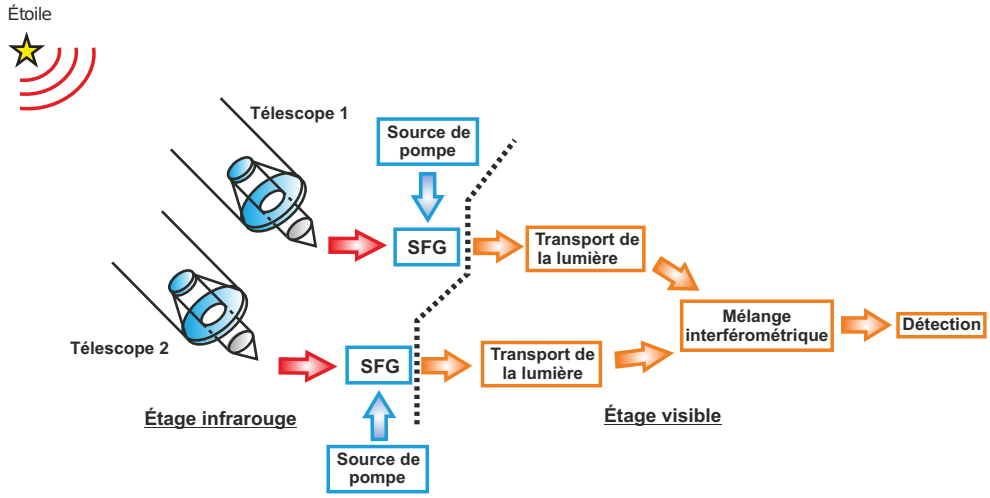

FIGURE 6.2 – Schéma de principe de l'interféromètre à somme de fréquences. Les rayonnements infrarouges provenant des étoiles sont collectés par les télescopes. Un étage de conversion de fréquence permet de convertir ces rayonnements dans le domaine du visible au foyer des télescopes. Les faisceaux ainsi convertis bénéficient de composants d'optique guidée performants pour la propagation entre les télescopes et le mélange interférométrique. Les mesures sont ensuite effectuées grâce à un détecteur visible performant (compteur de photons silicium).

6.2 Principes de base de la synthèse d'ouverture

Dans cette partie, je présente les principes élémentaires de fonctionnement d'un système classique de synthèse d'ouverture optique. Cela permettra de bien comprendre les enjeux, mais aussi les difficultés rencontrées avec un interféromètre à somme de fréquences.

La synthèse d'ouverture repose sur l'utilisation de plusieurs télescopes indépendants. Les télescopes, pris séparément, sont incapables de résoudre un objet stellaire. C'est seulement en combinant les champs lumineux issus de ces télescopes qu'il est possible de caractériser la source astrophysique. L'opération d'intercorrélation entre les champs des ondes issues des différents télescopes va permettre d'accéder aux caractéristiques spatiales de la source observée, via l'étude de interférences. Cette technique est utilisée actuellement sur les instruments NPOI (Navy Prototype optical Interferometer) [Armstrong 13], CHARA (Center for High Angular Resolution Astronomy) aux États Unis, et le VLTI (Very Large Telescope Interferometer) au Chili [Pott 04] (en photographie sur la figure 6.3.

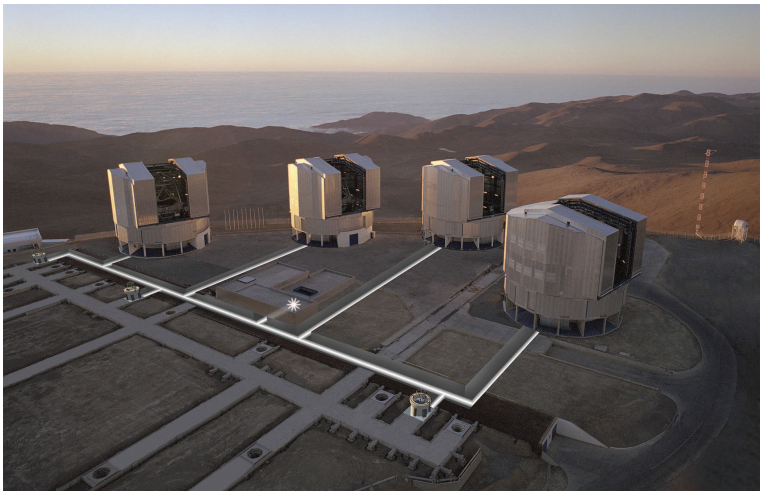

FIGURE 6.3 – Photo du VLTI : quatre télescopes de 8,2 m de diamètre et quatre autres de 1,8 m prévus pour fonctionner en mode interférométrique (*crédit : ESO*)

6.2.1 Analogie : trous d'Young / synthèse d'ouverture optique

La synthèse d'ouverture, ou interférométrie stellaire, peut être expliquée grâce à l'expérience bien connue des trous d'Young. En 1801, Thomas Young fabrique deux sources de lumière cohérentes en plaçant deux trous devant une seule et unique source lumineuse (ponctuelle et située à l'infini). Á la sortie des ouvertures, les deux ondes lumineuses interfèrent et génèrent des franges d'interférences sur un écran d'observation.

Moyennant quelques hypothèses, nous assimilerons les deux trous d'Young à deux télescopes observant une même source optique.

Considérons les schémas de la figure 6.4. Une source optique ponctuelle et monochromatique S_1 de longueur d'onde λ est située à l'infini. De cette façon, le front d'onde incident sur les télescopes (trous) T_1 et T_2, est considéré comme plan. Le front d'onde est incliné d'un angle faible α avec le plan qui contient les télescopes T_1T_2. Le front d'onde est divisé en deux par les télescopes éloignés d'une distance b, appelée base. Les champs récoltés par les télescopes sont ensuite recombinés pour observer les franges d'interférences sur un écran. L'interférogramme ainsi obtenu constitue la source d'information pour l'astronome. L'étape de recombinaison est bien visible dans l'expérience d'Young, ce qui simplifie la compréhension. La distance entre l'écran et les trous est notée D.

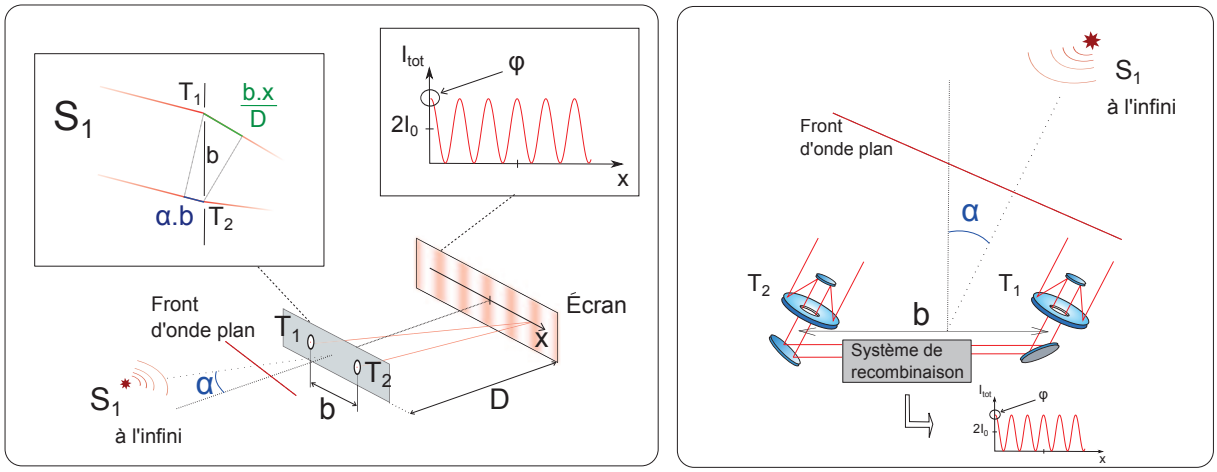

FIGURE 6.4 – Analogie entre l'expérience d'Young à gauche, et la synthèse d'ouverture optique à droite

Sur l'écran, la répartition de l'éclairement est définie par :

$$I_{\text{tot}} = 2I_0\Big(1 + \cos(\varphi_x + \varphi_\alpha)\Big) \tag{6.1}$$

$$\text{avec } \varphi_\alpha = \frac{2\pi\alpha b}{\lambda} \tag{6.2}$$

$$\text{et } \varphi_x = \frac{2\pi b x}{\lambda D} \tag{6.3}$$

où I_0 est l'éclairement reçu par T_1 et T_2. φ_α est le déphasage entre les ondes récoltées par T_1 et T_2, dans le plan T_1T_2. Le terme de phase φ_α dépend uniquement de la position angulaire de l'objet observé. Tandis que φ_x est le déphasage existant entre les deux ondes entre les télescopes et l'écran. φ_x est lié au point d'abscisse x sur l'écran et dépend de la configuration de l'interféromètre uniquement. L'interférogramme est alors caractérisé par sa visibilité complexe exprimée :

$$V = C\exp(j\varphi) \tag{6.4}$$

$$\text{avec } C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \tag{6.5}$$

C représente le contraste des franges d'interférences détectées relié à I_{max} et I_{min} respectivement les valeurs maximales et minimales de l'éclairement total I_{tot}. φ est le terme de phase de la visibilité complexe. Pour une source ponctuelle sans défaut instrumental, le contraste vaut 1.

6.2.2 Imagerie indirecte des astres : analyse de la cohérence spatiale

Conformément aux objectifs de la synthèse d'ouverture, l'étude d'un interférogramme doit renseigner l'astronome sur la géométrie des astres. Considérons donc le cas d'une source monochromatique étendue et spatialement incohérente, ramenée au cas très simple de deux sources ponctuelles S_1 et S_2 de longueur d'onde identique λ et de même niveau photométrique, séparées d'un angle α. Ces sources sont toujours à l'infini par rapport au plan formé par les télescopes (figure 6.5).

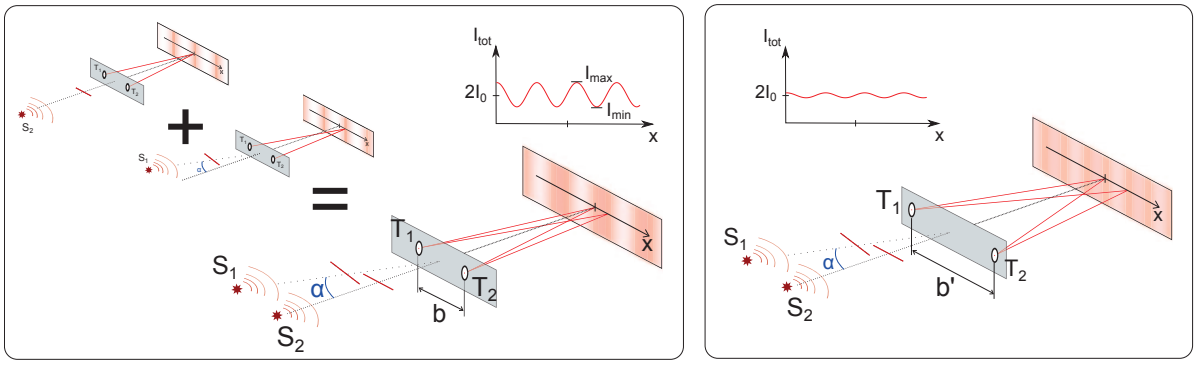

FIGURE 6.5 – Analyse de la cohérence spatiale d'une source. Des bases différentes permettent de recueillir les informations de visibilité complexe nécessaires à la reconstruction d'image via le théorème de Zernicke-Van Cittert

L'interférogramme correspondant est obtenu en superposant les interférogrammes des deux sources prises séparément de telle sorte que :

$$I_{\text{tot}} = 2I_0\Big(1 + \cos(\varphi_x + \varphi_{\alpha_1})\Big) + 2I_0\Big(1 + \cos(\varphi_x + \varphi_{\alpha_2})\Big) \tag{6.6}$$

Si l'on se place au point d'observation $x = 0$ ($\varphi_x = 0$), les deux ondes issues de S_2 sont en phase ($\varphi_{\alpha_2} = 0$), ce qui correspond à un maximum de luminosité. Alors que les ondes issues de S_1 sont déphasées de $\varphi_{\alpha_1} = \frac{2\pi\alpha_1 b}{\lambda}$, l'intensité de S_1 n'est pas maximum en $x = 0$. Les interférogrammes issus de S_1 et S_2 sont décalés. Le contraste n'est donc pas égal à 1, contrairement au cas de la partie 6.2.1. L'étendue spatiale de la source observée a un impact direct sur le contraste mesuré.

Considérons un cas légèrement différent, la base b' entre les télescopes, est légèrement plus grande. Dans ce cas, le déphasage entre les ondes issues de S_1 augmente du fait de la dépendance

linéaire de φ_{α_1} avec b. Pour une source étendue donnée, le contraste obtenu avec la base b' est différent de celui obtenu avec la base b. Plus généralement, on parle d'analyse de la cohérence spatiale de la source. Le théorème de Zernicke-Van Cittert établit que la visibilité complexe des franges d'interférence est égale à la transformée de Fourier de la répartition angulaire de l'intensité normalisée $I^N(\alpha)$ de la source.

$$V(\frac{b}{\lambda}) = TF[I^N(\alpha)] \tag{6.7}$$

Dans ce cas, la visibilité complexe est exprimée en fonction de la dimension de la base soit dans le repère des fréquences spatiales $\frac{b}{\lambda}$. Une grande diversité de bases est donc nécessaire pour obtenir la reconstruction la plus fidèle possible de la répartition angulaire d'intensité de la source. Dans le cas pratique, les télescopes ne sont pas mobiles. La base effective des télescopes est relative à la position des astres dans le ciel. C'est le mouvement de la terre qui va permettre d'obtenir une grande diversité de bases.

6.2.3 Turbulences atmosphériques et mesure de phase

Nous venons de voir que le théorème de Zernicke-Van Cittert tenait compte également de la phase de la visibilité complexe. En revanche, la mesure de la phase n'est pas possible directement. En effet, la phase du signal interférométrique est très sensible du fait de la très faible longueur d'onde des signaux observés (quelques centaines de nanomètres). Les turbulences atmosphériques vont générer des variations aléatoires de la phase sur chacune des voies[12] de l'interféromètre (figure 6.6). Il en résulte un déplacement aléatoire des franges d'interférences sur le détecteur (l'écran). Ces variations sont suffisamment lentes pour que les franges puissent être observées par le système de détection. En revanche, la phase réelle, liée à l'objet, ne peut absolument pas être mesurée.

Il existe une méthode, appelée clôture de phase, qui permet d'extraire des informations de phase de la source observée indépendamment des effets de la turbulence atmosphérique [Jennison 61]. Cette méthode nécessite l'utilisation d'au moins trois ouvertures (télescopes), et

12. Une voie de l'interféromètre correspond au trajet suivi par une des deux ondes considérées

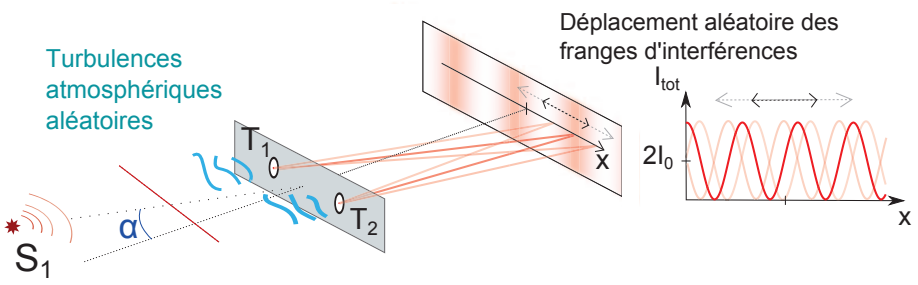

FIGURE 6.6 – La synthèse d'ouverture à deux télescopes ne permet pas de mesurer la phase de la visibilité complexe du fait des turbulence atmosphérique aléatoire et différentielles

une combinaison astucieuse des informations de phase collectées par les différents télescopes, associée à des algorithmes de reconstruction. L'association de la mesure du contraste ainsi que des termes de clôture de phase permet, via le théorème de Zernicke-Van Cittert, de reconstruire la distribution angulaire d'intensité d'une source astronomique.

6.2.4 Cohérence temporelle : contrainte majeure de la synthèse d'ouverture optique

Dans les exemples précédents, nous avons considéré différentes expériences d'interférométrie, mais avec des sources monochromatiques. Cependant, les sources astronomiques ont un spectre généralement très large (plusieurs centaines de nanomètres), et la faible sensibilité des détecteurs force à collecter le flux sur toute la bande d'émission.

Considérons donc S_1 comme une source polychromatique. Prenons le cas simple d'un spectre de S_1 composé de deux fréquences temporelles seulement ν_1 et ν_2 (de longueur d'onde λ_1 et λ_2). Pour simplifier l'écriture, prenons le cas où S_1 éclaire les ouvertures sous un angle normal ($\alpha = 0$ donc $\varphi_\alpha = 0$). L'interférogramme de la source S_1 à travers l'instrument est obtenu en superposant les interférogrammes respectifs des deux fréquences ν_1 et ν_2 (figure 6.7).

Au point d'abscisse $x = 0$, les ondes à ν_1 et ν_2 sont en phase. Cependant, au cours du déplacement en x sur l'écran, les ondes à ν_1 se déphasent différemment des ondes à ν_2, puisque φ_x dépend de la longueur d'onde. En s'éloignant de l'abscisse $x = 0$, c'est à dire en augmentant le retard φ_x, les interférences issues de ν_1 et ν_2 se décalent l'une de l'autre. Cela brouille l'interférogramme total, et le contraste diminue. Le terme «différence de marche» est utilisé pour exprimer

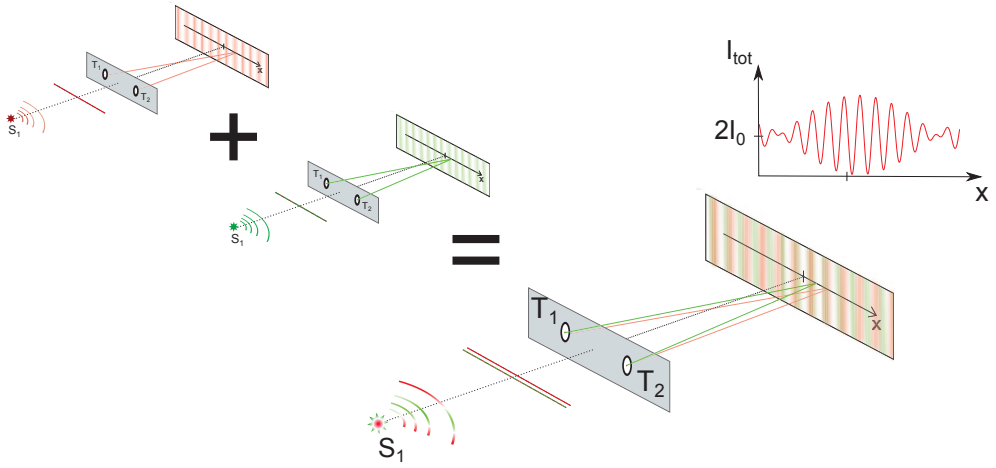

FIGURE 6.7 – Les sources polychromatiques limitent l'étendue du contraste des franges. Les franges se brouillent rapidement lorsqu'une trop grande différence de marche existe entre les deux voies.

la différence de chemin optique entre les ondes issues des deux télescopes arrivant sur l'écran et est notée $\delta = \frac{b.x}{D}$

Plus généralement, on parle d'analyse de la cohérence temporelle de la source. Le théorème de Wiener-Kintchine établit que la visibilité complexe des franges d'interférence est égale à la transformée de Fourier de la densité spectrale de puissance normalisée de la source $B^N(\nu)$.

$$V(\delta) = TF[B^N(\nu)] \tag{6.8}$$

Dans ce cas, la visibilité complexe est exprimée en fonction de la différence de marche entre les deux voies de l'interféromètre. Concrètement pour l'interférométrie, cela signifie que plus la source observée possède une large bande spectrale, plus le contraste de l'interférogramme va chuter rapidement pour une différence de chemin optique donnée entre les deux voies de l'instrument.

Par exemple, une source de 100 nm de bande $\Delta\lambda$, à $\lambda = 1550nm$, nécessite une différence de chemin optique inférieure à 25 μm pour qu'un interférogramme significatif puisse être enregistré. La différence de chemin optique minimale est appelée longueur de cohérence $L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$. On parle aussi de temps de cohérence $\tau_c = \frac{L_c}{c}$ d'où le nom de cohérence temporelle. Ces propriétés imposent une grande maîtrise des techniques d'asservissement et de métrologie sur chacune des

voies de l'interféromètre.

D'un point de vue pratique, les télescopes sont éloignés de plusieurs dizaines de mètres. Cela signifie que pour une source observée en dessous du zénith, la différence de chemin optique, liée au déphasage φ_α, sera aussi de l'ordre de plusieurs dizaines de mètres. La synthèse d'ouverture nécessite donc l'usage de lignes à retard de très grande taille (plusieurs dizaines de mètres) pour observer des astres sous différentes incidences dans le ciel.

6.2.5 Défauts différentiels

Jusqu'ici, l'instrument était considéré parfait. Or, les interféromètres sont des instruments très sensibles à toute dissymétrie. L'interférogramme est obtenu par l'intercorrélation optique des champs issus des deux voies. Toutes les différences entre ces deux champs provoquent une dégradation de l'interférogramme et du contraste. Le cas le plus évident est la différence d'amplitude entre les champs issus des deux voies. Ce déséquilibre photométrique aura un impact sur la valeur du contraste, qui s'exprime :

$$I_{\text{tot}} = (I_1 + I_2)\left(1 + 2\frac{\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}\cos(\varphi_x + \varphi_\alpha)\right) \tag{6.9}$$

où I_1 et I_2 sont les éclairements fournis par les champs issus des deux voies. Le déséquilibre photométrique est généré par une différence de transmission d'une voie sur l'autre. Si ce défaut peut être compensé facilement par le calcul (en connaissant le déséquilibre), d'autres défauts différentiels peuvent s'avérer plus dramatiques pour l'interféromètre. Les principaux défauts différentiels qui peuvent dégrader significativement le contraste de l'interferogramme sont liés à :

- **la dispersion chromatique différentielle** : si les caractéristiques de dispersion sont différentes sur les deux voies, il n'existera pas d'égalité de chemin optique pour toutes les longueurs d'onde du spectre en même temps.
- **transmission du spectre** : il s'agit du problème de photométrie expliqué précédemment, mais élargi au spectre complet. Une transmission inégale sur l'ensemble du spectre entre les voies amènerait à faire interférer deux spectres différents. Le contraste serait dégradé.
- **mode de propagation** : la propagation étant directement liée au chemin optique par-

couru, elle doit être maitrisée. La propagation sur un seul mode spatial limite les trajets dans chaque guide à un seul chemin optique.

– **la polarisation** : seul les champs polarisés sur le même axe peuvent interférer. Dans une propagation sur le mode spatial fondamental, le contrôle des modes TE et TM de polarisation doit être bien maîtrisé.

– **la température et les vibrations** : ces grandeurs d'influence peuvent également faire varier les paramètres précédents de manière différentielle, conduisant aux mêmes dégradations de la visibilité.

6.2.6 Extraire les informations d'un interférogramme avec un capteur monopixel

L'expérience des trous d'Young permet l'observation des franges d'interférences sur un écran le long de la dimension x, traduisant la variation de la différence de marche. Dans ces conditions, l'observation de l'interférogramme se fait spatialement à l'aide d'une caméra. Il est également possible de le faire temporellement, en utilisant un capteur monopixel et une modulation temporelle de la différence de marche.

Le point d'observation sur l'écran est fixe et le déphasage φ_x est balayé temporellement, comme le montre le schéma 6.8.

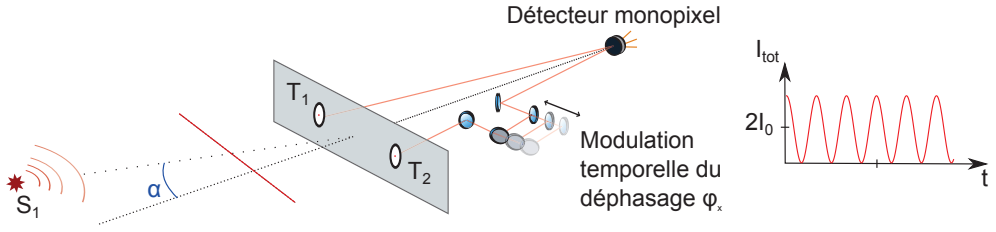

FIGURE 6.8 – Détection temporelle des franges d'interférence

Les interféromètres fonctionnant de cette manière possèdent donc deux systèmes de lignes à retard. La première, statique et de longue course, permet de compenser le retard d'une voie lié à l'observation des sources sur l'ensemble de la voûte céleste, elle est donc capable de rattraper plusieurs mètres de retard. Une autre, dynamique, avec une course bien plus courte (quelques centimètres) permet l'observation temporelle de l'interférogramme via une modulation linéaire

lente et contrôlée pour gagner en sensibilité. L'observation temporelle des franges d'interférences nécessite le recouvrement coaxial des faisceaux issus des télescopes. L'utilisation d'interféromètres fibrés unimodaux facilite grandement ce mélange coaxial grâce aux coupleurs.

6.3 Interféromètre à somme de fréquences

Les bases de l'interférométrie stellaire étant définies, nous allons maintenant nous intéresser au travail réalisé par notre équipe de recherche sur le concept de l'interféromètre à somme de fréquences. Dans cette partie, je présenterai le contexte qui accompagne la mise en place de ce dispositif puis l'instrument en lui même et l'état de l'art jusqu'à mon arrivée au laboratoire. Je présenterai alors les premières expériences et les résultats obtenus auxquels j'ai participé.

6.3.1 Contexte du nouvel instrument

L'utilisation de l'optique guidée et de la fibre optique présente plusieurs avantages pour l'interférométrie stellaire. Outre la facilité de mise en œuvre par rapport à la propagation en espace libre, les principaux avantages sont la propagation à faibles pertes sur le mode spatial fondamental, et la possibilité de conserver la polarisation des champs au cours de la propagation. Ces propriétés facilitent le filtrage spatial et la recombinaison des faisceaux.

Les premiers résultats obtenus sur le ciel avec des interféromètres fibrés datent de 1991 avec l'instrument FLUOR [Coudé du Foresto 92]. Depuis, d'autres instruments tels que MIRC (Michigan Infra-Red Combiner) à CHARA ou AMBER (Astronomical Multiple BEam Recombiner) au VLTI utilisent des fibres optiques [Monnier 06, Petrov 07].

Depuis la même période environ, notre équipe de recherche développe de nouveaux instruments fibrés pour l'interférométrie stellaire tels que les lignes à retard ou les modulateurs de chemin optique fibrés [Simohamed 96, Reynaud 93].

Cependant la fibre optique montre ses limites pour des applications dans le moyen et lointain infrarouge où la silice n'est plus transparente. Or ces longueurs d'onde correspondent aux spectres d'émission des exoplanètes ou autres source astrophysiques de température basse, qui

représentent un grand intérêt pour les astronomes. Au même titre, nous avons pu remarquer, dans la première partie de ce manuscrit, que les technologies de détection sensible (en régime de comptage de photons) souffraient du même problème à cause de la faible énergie élémentaire transportée par chaque photon infrarouge.

En 2005, notre équipe de recherche propose alors un instrument d'interférométrie alternatif basé sur l'utilisation de l'optique non linéaire. Son principe est de convertir les longueurs d'ondes du moyen et lointain infrarouge au foyer des télescopes vers des longueurs d'onde plus courtes. L'utilisation de l'optique guidée et des détecteurs performants dans des interféromètres, devient alors possible pour le moyen et lointain infrarouge (schéma de la figure 6.9).

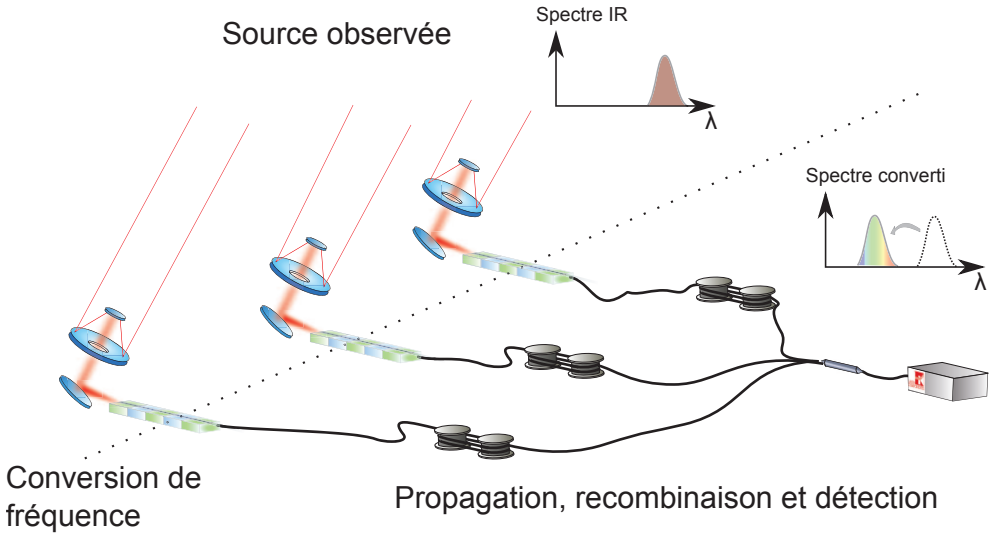

FIGURE 6.9 – Schéma de principe d'un interféromètre à somme de fréquences

Le processus non linéaire de conversion de fréquence utilisé est la somme de fréquences optiques puisque intrinsèquement non bruité. L'instrument est donc baptisé «interféromètre à somme de fréquences» ou «interféromètre SFG». C'est ce processus de conversion de fréquence qui fait le lien entre les études que j'ai réalisées sur les PPLN pour la détection hybride et le travail effectué dans le cadre de l'imagerie haute résolution pour l'astronomie.

Bien que destiné à des longueurs d'onde plus élevées (du moyen et lointain infrarouge), l'interféromètre SFG a été dimensionné, au début, pour fonctionner à une longueur d'onde de 1550 nm, convertie à 630 nm dans un PPLN via une pompe à 1064 nm. Ce choix est justifié par la nécessité de faire un instrument de démonstration qui puisse bénéficier de l'utilisation des

composants standards du marché. En parallèle, d'autres instruments sont développés pour des longueurs d'onde plus grandes, nous y reviendrons dans les perspectives.

6.3.2 Les paramètres à maitriser

Dans la partie précédente 6.2, nous avons pu voir qu'un interféromètre «classique» devait satisfaire à un certain nombre de contraintes pour être fonctionnel (cohérence temporelle, limitation des défauts différentiels entre les voies). L'utilisation d'un dispositif non linéaire, ainsi que des composants d'optique guidée sur chacune de ses voies ajoute des degrés de complexité supplémentaires à l'instrument, et notamment en matière de symétrie.

Contraintes liées à l'optique guidée

Les composants d'optique guidée doivent satisfaire à deux critères pour être utilisés efficacement dans des interféromètres :

- les guides d'onde doivent être spatialement unimodaux pour garantir l'unicité du chemin optique,
- il doivent également permettre le maintien de la polarisation lors de la propagation, puisque seuls les champs possédant la même polarisation peuvent interférer

La plupart des composants d'optique guidée du commerce, pour les longueurs d'onde visibles et proches infrarouges possèdent de telles propriétés. Ces composants (fibres, coupleurs...) pourront être utilisés dans l'interféromètre SFG.

Contraintes liées à l'optique non linéaire

La conservation de la cohérence mutuelle des signaux à travers l'interféromètre est soumise à une condition indispensable. Le processus de somme de fréquences doit être complètement symétrique entre les voies de l'interféromètre et la phase des champs signaux doit être conservée.

Le laser de pompe fixe, avec le signal, la phase du signal converti. La source de pompe doit donc être partagée entre les deux PPLN pour garantir une relation de phase constante entre les deux bras de l'interféromètre. En utilisant un laser de pompe avec une longueur de cohérence

suffisamment grande (plusieurs dizaines de mètres pour une diode laser DFB), la relation de phase différentielle entre les deux voies reste constante, malgré les différences de chemin optique (de quelques centimètres) que pourrait subir la pompe d'une voie à l'autre.

La relation de quasi-accord de phase doit également être symétrique sur les deux voies de l'interféromètre. Cela permet de garantir la conversion de deux spectres identiques sur chacune des voies de l'interféromètre. Pour comprendre, regardons le terme de contraste des franges d'interférence issues de la corrélation de deux champs de densité spectrale de puissance normalisées $B_1^N(\nu)$ et $B_2^N(\nu)$. D'après le théorème de Zernicke-Van Cittert, ce terme de contraste s'écrit :

$$C = |TF\left[\sqrt{B_1^N(\nu) \cdot B_2^N(\nu)}\right]|. \tag{6.10}$$

Si $B_1^N(\nu)$ et $B_2^N(\nu)$ représentent les densités spectrales de puissance normalisées de deux champs convertis sur deux voies d'un interféromètre, l'équation montre que des différences de spectres entre les deux voies feraient baisser le terme de contraste.

Il a été démontré qu'une faible différence de spectre entre les voies réduirait fortement le terme de contraste [Gomes 13a]. Il a pu également être établi au cours des précédentes thèses qu'il s'agissait du critère le plus critique de l'interféromètre SFG [Ceus 11, Gomes 13a]. Il est lié à deux paramètres qui sont la périodicité de la polarisation du crsital de PPLN et le contrôle de sa température.

La période de polarisation doit être identique sur les PPLN des différentes voies de l'interféromètre et la température doit être contrôlée au centième de degré près sur un cristal de plusieurs centimètres. Cette maitrise technologique garantit la symétrie d'accord de phase entre les différentes voies. Ajoutons que la longueur des PPLN des différentes voies doit être identique pour que les acceptances spectrales soient les mêmes sur les deux voies.

6.3.3 L'instrument et l'état de l'art avant mon arrivée

A mon arrivée en thèse, l'interféromètre SFG, qui avait déjà connu de multiples améliorations, se présentait sous la forme décrite dans la figure 6.10. Les Ti :PPLN utilisés pour la conversion

de fréquence étaient identiques à ceux que j'ai caractérisés dans le chapitre 2.

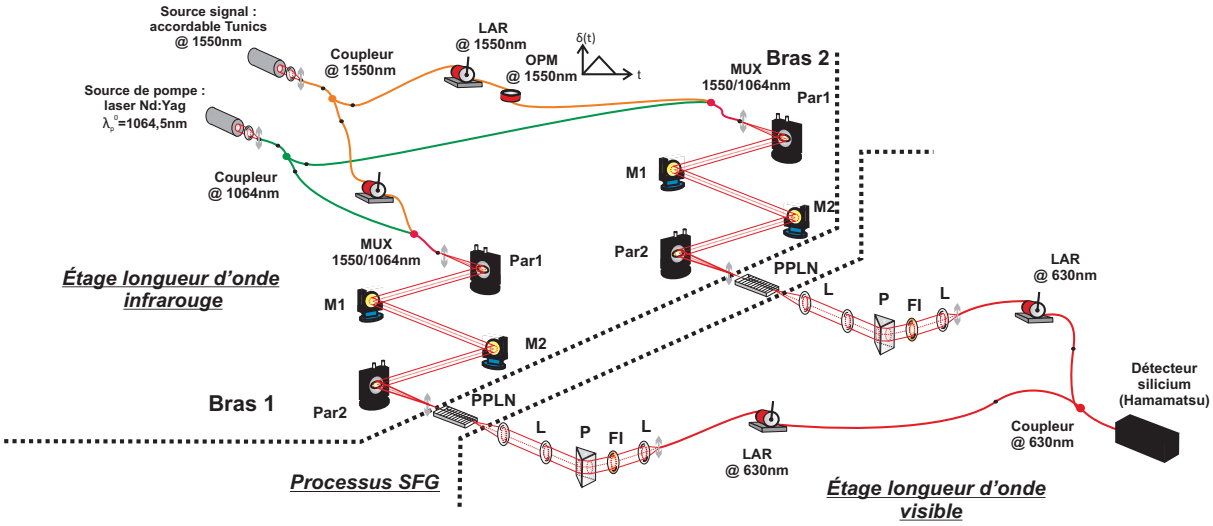

FIGURE 6.10 – Ancienne configuration de l'interféromètre à somme de fréquences

Le banc de la figure 6.10 d'interféromètre SFG à deux voies s'organise en plusieurs parties :

- **la source optique à 1550 nm** : elle simule une source astronomique. Pour reprendre les termes de la détection hybride, la source sera désignée par le terme «signal». La nature de la source utilisée peut varier selon les besoins de l'expérience (spectre large bande ou bande étroite). Cette source est directement couplée aux fibres de l'interféromètre via un coupleur fibré. Les sorties du coupleur sont assimilées aux foyers des télescopes.
- **Des lignes à retard fibrées** : elles sont installées à la sortie du coupleur de la source pour contrôler la différence de marche pour la propagation infrarouge. Un modulateur piézoélectrique fibré est également intégré dans le module de la ligne à retard. C'est lui qui permet d'observer les franges dans le domaine temporel à l'aide d'un capteur monopixel.
- **Une pompe unique** : elle alimente les deux cristaux de PPLN. La source habituellement utilisée est un laser DFB à 1064 nm.
- **Deux étages d'injection achromatique** : la pompe et le signal sont couplés dans un multiplexeur 1064/1550 nm fibré, suivi d'un système d'injection achromatique en espace libre.
- **Deux PPLN** : ils permettent la conversion des signaux issus de la source sur chacune des deux voies de l'interféromètre.
- **Deux étages de filtrage** : les champs convertis sont filtrés spectralement (630 nm) et

spatialement (fibre optique unimodale).

- **Des lignes à retard fibrées** : elles permettent de contrôler la différence de marche pour la propagation à la longueur d'onde visible.
- **Un recombineur** : il s'agit d'un coupleur fibré à maintien de polarisation. Il permet le mélange coaxial des deux champs convertis.
- Les franges sont ensuite visualisées temporellement grâce à un capteur mono-pixel visible standard ou un compteur de photons visibles, selon le niveau flux de la source employée. Le système d'acquisition (non représenté) utilisé est basé sur des composants DAQ de National Instrument et d'un programme développé au laboratoire sur le logiciel LabVIEW.

Le travail réalisé avec cet instrument, au cours des thèses précédentes a permis de montrer la validité du concept d'interféromètre à somme de fréquences dans le contexte astronomique, via des expériences de laboratoire. Les expériences de principe faites, jusqu'à mon arrivée, ont permis de démontrer la conservation des propriétés de cohérence spatiale et temporelle de sources monochromatiques à travers le processus non linéaire de somme de fréquences [Del Rio 09, Brustlein 08]. L'ajout d'une troisième voie sur l'interféromètre a permis de valider la technique de clôture de phase sur une source monochromatique en régime de fort flux, et également en régime de comptage de photons en atténuant les sources lasers simulant les étoiles [Ceus 11].

6.4 Premier pas vers l'utilisation de l'interféromètre SFG dans le contexte de l'astronomie

J'ai commencé à travailler avec l'interféromètre SFG lors de mon stage de fin de master 2 en 2011. Le contexte lié au avancées sur l'interféromètre SFG était le suivant : depuis sa naissance, l'ensemble des démonstrations fondamentales (cohérence temporelle, spatiale, et clôture de phase) avait nécessité l'utilisation de sources lasers pour le signal. Le faible rendement de conversion des bancs ainsi que les instabilités d'accord de phase, liées au contrôle en température, imposaient l'utilisation de ces sources monochromatiques.

La communauté d'astronomes a alors reproché l'impossibilité de reproduire ces performances sur des sources de lumières classiques, sources thermiques, telles que les sources astrophysiques.

L'argument principal portait, non pas sur les faibles performances de rendements, mais sur la différence de propriété de cohérence entre ces deux types de sources. Une expérience de démonstration de mesure de la cohérence sur des sources naturelles polychromatiques était donc nécessaire pour la crédibilité de l'instrument.

Les objectifs à ce moment là étaient donc d'améliorer la stabilité, la fiabilité et les rendements des bancs de conversion. Pour cela, j'ai travaillé avec les anciens doctorants Damien Ceus et Jean-Thomas Gomes à l'optimisation du module d'asservissement de la température pour les PPLN. Mon apport sur ce module a été la fiabilisation du système de mise sous vide ainsi que l'amélioration des protocoles d'injection dans le PPLN. Notre travail a abouti à un système capable de réguler la température au centième de degré Celsius près, permettant ainsi un parfait contrôle des accords de phase des PPLN.

Ces améliorations ont permis l'étude d'une source polychromatique de type SLED (Superluminescente diode) et d'une source thermique. Ce travail d'optimisation a ainsi mené à la réalisation de deux expériences marquantes publiées dans les revues Physical Review Letter, et Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, pour lesquels je suis co-auteur. Ces publications représentent le point de départ du travail présenté par la suite. Je vais donc les décrire brièvement (les articles complets sont en annexe)

6.4.1 Étude de cohérence spatiale d'une source thermique [Gomes 14]

Afin de démontrer la validité du concept de l'interféromètre SFG sur des sources naturelles (assimilable à des corps noirs), un banc spécifique d'imagerie spatiale d'une source halogène a été imaginé.

Celui-ci permettait de simuler les télescopes d'un système à synthèse d'ouverture, tout en permettant de conserver suffisamment de flux issus de cette source pour la détection à 1550 nm. Le banc d'imagerie réalisé est montré sur la figure 6.11. Deux fibres unimodales à 1550 nm (5 μm de diamètre) ont joué le rôle des télescopes. La position d'une des deux fibres était fixe, et l'autre mobile. Cela a permis de simuler un changement de base des télescopes (balayage en fréquence spatiale). La source était simulée par une fibre multimodale (50 μm) dans laquelle était couplée

le flux provenant de la source thermique.

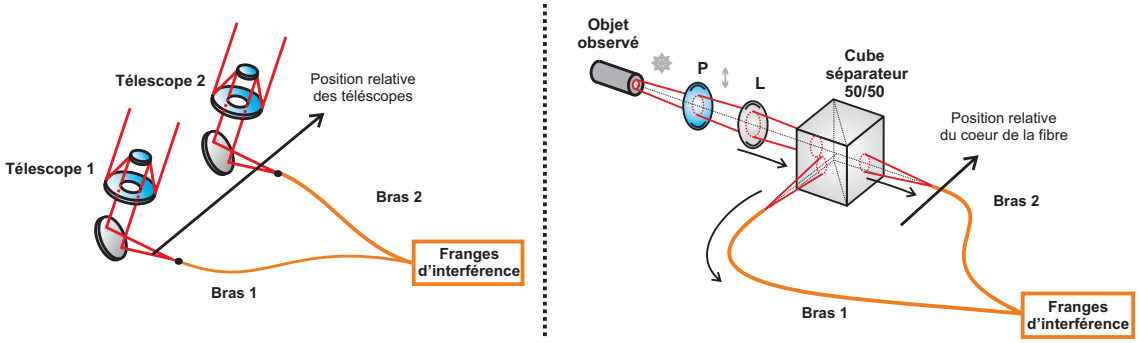

FIGURE 6.11 – Analogie entre le banc d'imagerie de laboratoire et un dispositif de synthèse d'ouverture

Les deux fibres (télescopes) ont été raccordées à un interféromètre infrarouge de référence, puis à l'interféromètre SFG pour comparer les résultats de l'étude de cohérence spatiale via un système classique puis en intégrant le processus non linéaire de somme de fréquences. Les deux études de cohérence spatiale ont montré un résultat quasi identique (aux erreurs de mesure près). La figure 6.12 montre l'évolution du contraste mesuré avec les deux interféromètres en fonction de l'écart entre les fibres d'entrée de l'instrument.

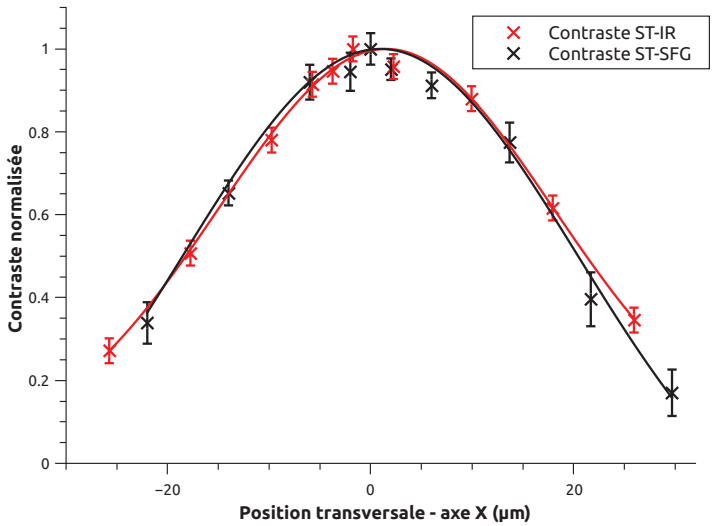

FIGURE 6.12 – Superposition des contrastes obtenus avec un interféromètre infrarouge classique (IR) et un interféromètre à somme de fréquences (SFG)

La concordance entre les deux mesures démontre clairement la possibilité théorique de pouvoir utiliser l'interféromètre SFG dans un contexte astronomique.

6.4.2 Mesure de sensibilité au Télescope Franco Canadien de Hawaï (CFHT) [Ceus 12]

Suite à la validation expérimentale en laboratoire de l'interféromètre à somme de fréquences, il a été programmé de l'implanter sur un site d'observation astronomique pour démontrer la capacité de l'instrument à fonctionner dans des conditions réelles d'observation.

Une première mission sur site a été effectuée au Télescope Franco-Canadien (CFHT) qui se trouve sur le Mont Mauna Kéa à Hawaï. La mission au CFHT a été planifiée pour valider la capacité de l'interféromètre SFG à faire de la détection sensible de flux issus de sources stellaires. Pour cela, une seule voie de l'interféromètre a été utilisée. Dans cette configuration, l'expérience revient à faire de la détection hybride.

L'observation prévue sur le télescope de 3,5 m de diamètre n'a pas été possible à cause d'un problème technique. Cependant, l'expérimentation sur site a bénéficié de la logistique et du matériel d'un projet parallèle intitulé OHANA (Optical Hawaiian Array for Nanoradian Astronomy). Cela a permis l'utilisation d'un télescope plus petit de 20 cm de diamètre (modèle Celestron C8).

Ce télescope était équipé d'un système d'injection asservi pour corriger en temps réel l'injection du flux stellaire dans la fibre, dévié de manière aléatoire par les turbulences atmosphériques. Ce système était composé d'un miroir "Tip-Tilt" ainsi que d'une caméra visible. Le schéma 6.13 montre l'ensemble de la chaîne de détection utilisée. Nous y retrouvons :

- le télescope,
- le système d'asservissement (composé du miroir Tip-Tilt et de la caméra) de l'injection dans la fibre d'entrée, unimodale à 1550 nm.
- d'un modulateur d'amplitude dont le rôle était de moduler temporellement le flux injecté pour permettre une détection plus sensible grâce à un traitement de signal adapté (analyse synchrone),
- l'étage de couplage de la pompe à 1064 nm et du signal à 1550 nm suivi de l'injection achromatique,
- l'étage de conversion assuré par un cristal Ti :PPLN,
- l'étage de filtrage spectral et modal, effectué par un filtre interférométrique et une fibre

unimodale à 630 nm,

– un module de comptage de photons.

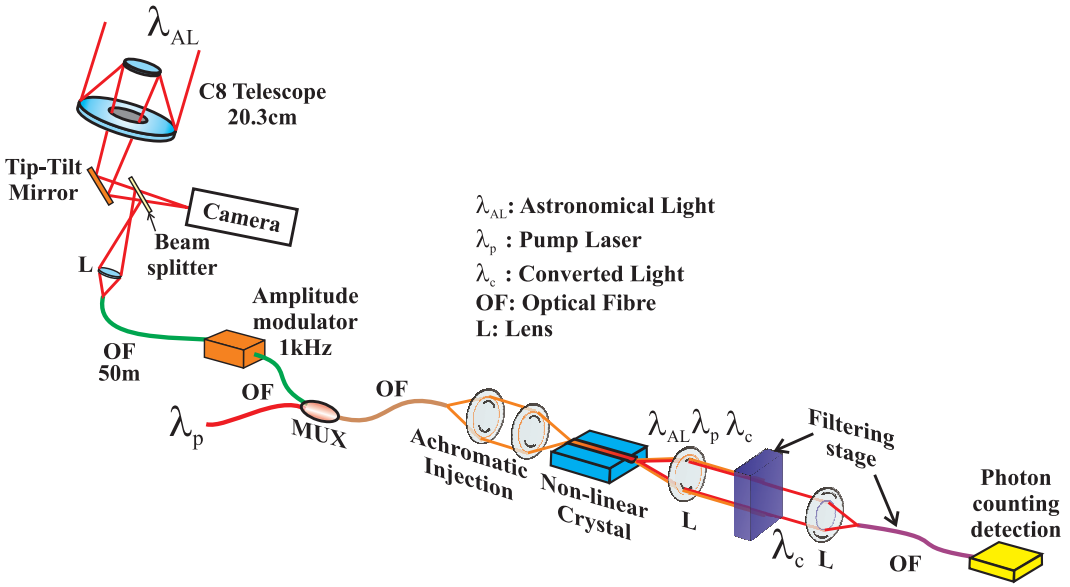

FIGURE 6.13 – Configuration du banc de détection à une voie durant la mission au CFHT

L'expérience a pu bénéficier des conditions atmosphériques remarquables du site du Mont Mauna Kéa. En effet, le seeing atmosphérique traduit la déformation du front d'onde incident subit lors du passage dans l'atmosphère. Ce seeing peut être décrit par plusieurs paramètres. Le coefficient r_0 du seeing est majoritairement employé et correspond au rayon de corrélation de l'onde incidente. En comparant la valeur du r_0 (mesuré au cours d'une observation) au diamètre du télescope utilisé, on peut avoir une estimation de la qualité de l'observation. Si le r_0 est supérieur au diamètre du télescope, la résolution du télescope sera uniquement liée à sa propre ouverture. En revanche si le r_0 est plus petit, la résolution sera limitée par les turbulences atmosphériques. Dans ce cas, l'utilisation de l'optique adaptative est indiquée.

À Hawaï, en haute altitude, le r_0 est classiquement de l'ordre de 20 cm à 1550 nm, il diminue notoirement pour des observatoires plus proches du niveau de la mer. Lors des mesures le r_0 était supérieur au diamètre du télescope. Celui-ci a donc pu être complètement exploité.

Les résultats de cette expérience sur le mont Mauna Kéa, ont montré que le dispositif était capable de mesurer du flux provenant de différentes étoiles. Pour quantifier la sensibilité d'un dispositif en astronomie, il faut déterminer l'étoile la moins lumineuse observable avec l'instrument.

Les astronomes utilisent la notion de magnitude apparente m_x pour quantifier la luminosité des étoiles dans une bande spectrale donnée. Elle est définie comme :

$$m_x = -2.5 \log\Big(\frac{F_x}{F_{x,0}}\Big) \tag{6.11}$$

avec F_x le niveau de flux incident de l'étoile en $W.\mu m^{-1}.cm^{-2}$ dans la bande spectrale x, et $F_{x,0}$ le niveau de flux d'une étoile de référence. En bande H (1475 - 1825 nm pour l'astronomie), le flux issus de l'étoile de référence Véga vaut $F_{H,0} = 1,21.10^{-13} W.\mu m^{-1}.cm^{-2}$. Les magnitudes apparentes négatives correspondent donc à des étoiles plus lumineuses que l'étoile référence dont la magnitude vaut 0.

Le dispositif a permis l'observation de plusieurs étoiles, et la magnitude limite a été $m_H = -1$, soit un flux de photons collecté par le télescope de 2.10^5 photons par seconde. Cette expérience montre que la sensibilité de l'interféromètre devrait être suffisante pour observer des sources réelles. Notons que les principales limitations de cette expérience ont été l'injection dans la fibre ainsi que les faibles rendements de conversion du Ti :PPLN.

7

Mise en place de l'interféromètre SFG sur l'instrument CHARA

Les résultats précédents constituent les preuves suffisantes que l'utilisation de l'interféromètre SFG soit envisageable sur le ciel. Une collaboration avec l'observatoire du Mont Wilson en Californie (USA), a alors débuté. L'objectif est de pouvoir installer un interféromètre SFG sur l'instrument CHARA (Center for High Angular Resolution Astronomy) dans les années à venir.

Une première mission en mars 2013 a eu lieu sur le site du Mont Wilson (à laquelle je n'ai pas participé). Elle a permis d'effectuer les repérages et les tests préparatifs à la mise en place de l'interféromètre SFG sur l'instrument CHARA. En vue des prochaines missions, un nouveau banc d'interféromètre SFG spécifique à l'utilisation sur site devait être réalisé. En effet, les performances de stabilité et de fiabilité de l'interféromètre SFG utilisés pour les démonstrations de laboratoire, étaient incompatibles avec la flexibilité requise par l'observation sur site.

À partir des caractérisations que j'ai effectuées sur les différents composants de PPLN, nous avons identifié les PPLN ridge du fournisseur NTT comme étant en adéquation avec les nouveaux besoins de l'interféromètre SFG.

Dans ce chapitre, je présente les améliorations que j'ai apportées à l'interféromètre SFG avec l'aide de Pascaline Darré, ainsi que les caractérisations réalisées en laboratoire sur ce nouveau banc. Je présente également les résultats obtenus lors d'une mission sur le site du Mont Wilson.

Il est important de noter que l'interféromètre SFG n'a pas été utilisé sur le ciel. Nous avons réalisé des mesures de flux stellaire en utilisant une seule voie de l'interféromètre SFG. Dans ce cas, nous parlerons de «mode détection hybride», à différencier du «mode interférométrique». En revanche, l'ensemble des caractérisations effectuées sur l'interféromètre SFG sera utilisé pour estimer la magnitude limite de l'instrument.

7.1 Améliorations de l'interféromètre SFG

Un nouvel interféromètre SFG a été mis en place à partir des composants PPLN ridge pigtailisés. Nous allons comparer l'ancien interféromètre SFG réalisé avec les Ti :PPLN avec le nouvel instrument réalisé avec des PPLN ridge pigtailisés. La comparaison porte sur les gains de la nouvelle architecture en terme de fonctionnalité. Nous vérifierons également que ce nouvel instrument égale les performances de l'ancienne version.

7.1.1 Gains de la nouvelle architecture

L'utilisation des PPLN ridge pigtailisés sur l'interféromètre SFG a permis l'amélioration de l'instrument sur le plan de l'encombrement, de la fiabilité et enfin, de la simplicité. Compte-tenu de la forte ressemblance entre un bras de l'interféromètre et les détecteurs hybrides étudiés dans le chapitre 2, il est naturel de remarquer les mêmes avantages des PPLN ridge pigtailisés par rapport aux Ti :PPLN nus.

Les gains apportés par les changements de PPLN et d'architecture sont les suivants :

- **l'étage d'injection** : passage d'une injection achromatique en espace libre nécessitant un marbre, à un couplage fibré ;
- **le PPLN** : l'utilisation de PPLN ridge pigtailisés à la place des Ti :PPLN non pigtailisés permet un meilleur rendement pour une puissance de pompe plus faible, une acceptance spectrale plus large qui est bénéfique pour la conversion de sources à large bande spectrale. Et enfin, ces PPLN génèrent moins de photons parasites à 630 nm à rendement de conversion égal ;
- **module d'asservissement en température** : le packaging des PPLN ridge du fournis-

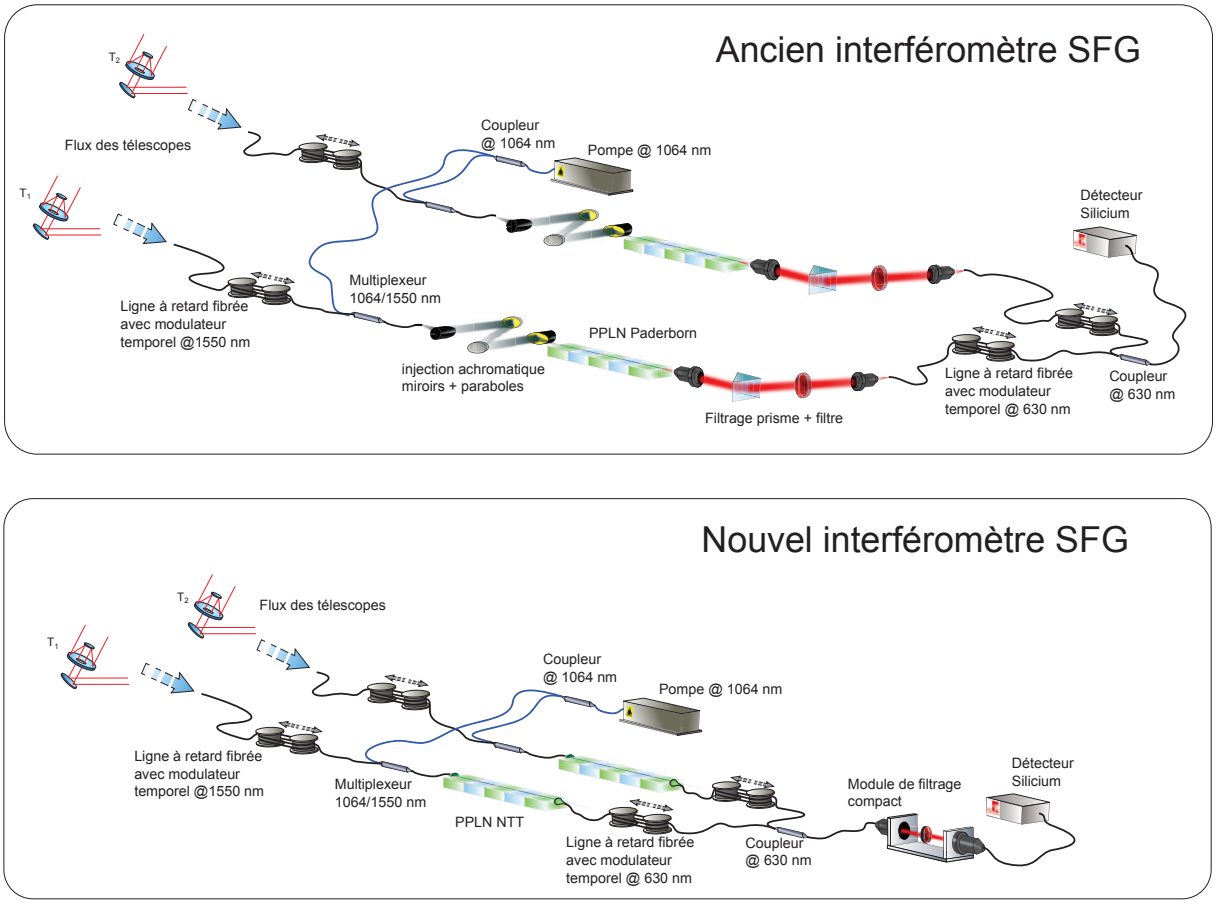

FIGURE 7.1 – Comparaison entre les architectures de l'ancien banc et du nouveau banc d'interféromètre SFG. Les montages optiques ont laissé place à du «tout fibré». Seul un étage de filtrage en espace libre est nécessaire, mais il ne nécessite pas d'être monté sur un marbre

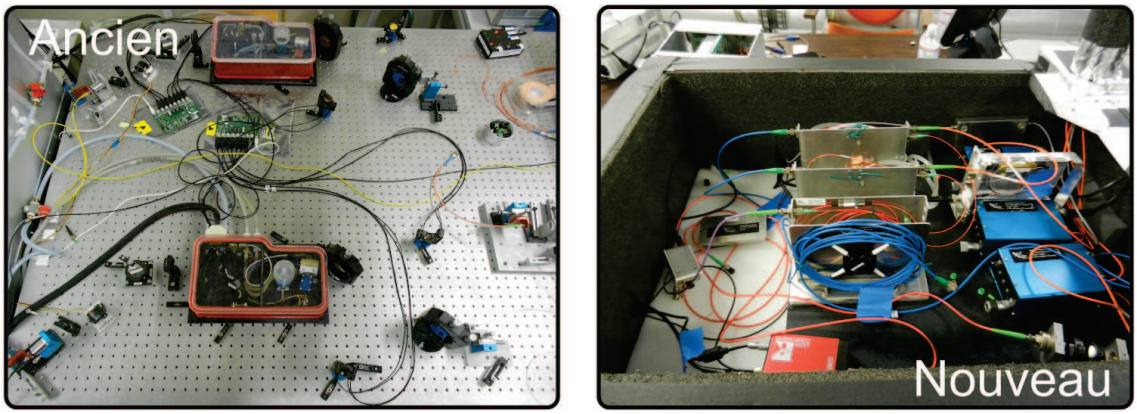

FIGURE 7.2 – Le nouveau banc ne nécessite aucun réglage sur marbre, il est beaucoup plus compact et simple d'utilisation

seur NTT est plus compact, et plus fiable que celui utilisé sur les Ti :PPLN. De plus, il est beaucoup plus simple d'utilisation. Il permet une très bonne maîtrise du recouvrement des

courbes d'efficacité de conversion entre les deux voies ;

- **l'étage de filtrage** : le nouveau système de filtrage comporte uniquement un filtre interférentiel en sortie de coupleur au lieu de deux étages de filtrage en sortie de chaque PPLN pour l'ancien banc. Dans un premier temps, cela permet de limiter les défauts différentiels entre les deux voies de l'interféromètre. Ensuite, le prisme a été supprimé. Une longueur suffisante de fibre unimodale à 630 nm permet de filtrer spectralement les résidus de la pompe à 1064 nm. Enfin, le nouveau système de filtrage est intégré sur un micro banc en «U» ne nécessitant aucun réglage sur marbre.

Le nouvel instrument est très compact, «plug and play», et ne nécessite aucun alignement optique sur marbre. L'instrument peut être entièrement démonté et remonté sans nécessiter de réalignement. Ces caractéristiques sont favorables à l'utilisation de l'instrument en condition réelle d'observation.

En revanche, la fluorescence paramétrique est plus importante que sur les anciens bancs. Les faibles puissances utilisées auparavant sur les Ti :PPLN ainsi que les faibles rendements de conversion n'avaient pas permis d'observer ces phénomènes. Il faudra donc tenir compte du dark count optique ajouté aux mesures lors du traitement du signal.

7.1.2 Caractérisations de l'instrument

La qualité de l'interféromètre SFG peut se quantifier facilement en mesurant les contrastes de franges obtenus en alimentant l'interféromètre avec des sources «signal» de référence.

Dans les travaux de Jean-Thomas Gomes, la caractérisation des bancs était effectuée en deux temps.

- Premièrement, avec une source laser : elle simplifie grandement l'observation de franges d'interférences grâce à leur grande longueur de cohérence ;
- deuxièmement, avec une source plus étendue spectralement, dans le but de caractériser complètement les performances de l'interféromètre dans un contexte correspondant à la future utilisation.

Nous avons donc procédé de la même manière pour caractériser le nouvel interféromètre SFG. Le banc de test possède la même configuration que celle qu'utilisait Jean-Thomas Gomes avec

l'ancien banc :

- une source signal à 1550 nm. Pour ces tests, nous avons utilisé soit un laser DFB, soit une SLED (superluminescent light emitting diode) de 40 nm de bande. Ces deux sources sont polarisées rectilignement. Le signal est couplé dans les deux voies de l'interféromètre grâce à un coupleur fibré à maintien de polarisation.
- Deux lignes à retard (LAR) fibrées unimodales à 1550 nm et à maintien de polarisation permettent le contrôle du chemin optique dans les longueurs d'onde infrarouges. Un modulateur de chemin optique piézoélectrique est associé à chacune des LAR pour permettre l'observation temporelle des franges d'interférence.
- Un multiplexeur unimodal et à maintien de polarisation permet de coupler le signal et la pompe dans le PPLN pour la conversion du signal à 630 nm.
- Des lignes à retard supplémentaires (unimodales à 630 nm et à maintien de polarisation) permettent de contrôler le chemin optique dans les longueurs d'onde visibles.
- Un coupleur fibré (unimodal à 630 nm et à maintien de polarisation) permet de recombiner les faisceaux des deux voies interférométriques.
- Le flux est ensuite filtré spectralement pour éliminer les longueurs d'onde non désirées comme celles de la source de pompe et la seconde harmonique de la pompe. Le flux est ensuite détecté grâce à un détecteur standard visible.

Les caractérisations ont été effectuées en fort flux. La modulation de la différence de marche est effectuée par les modulateurs piézoélectriques. Cela a permis l'observation des franges d'interférences dans le domaine temporel grâce au détecteur.

Un programme sous LabVIEW permet l'observation des franges d'interférences et d'extraire les minima et maxima d'intensité pour calculer le contraste. Le programme tient compte du déséquilibre photométrique entre les voies dans le calcul du contraste.

Les résultats obtenus avec le nouveau banc sont comparés à ceux de l'ancien banc dans le tableau 7.1. Les contrastes obtenus sont quasiment identiques à ceux de l'ancien banc, ce qui démontre le bon fonctionnement du nouvel instrument. Un contraste de 90% sur l'étude de la source SLED polychromatique valide le contrôle de la conversion sur les deux voies (figure 7.4). De plus, cela signifie qu'il y a très peu de défauts différentiels (polarisation, dispersion...).

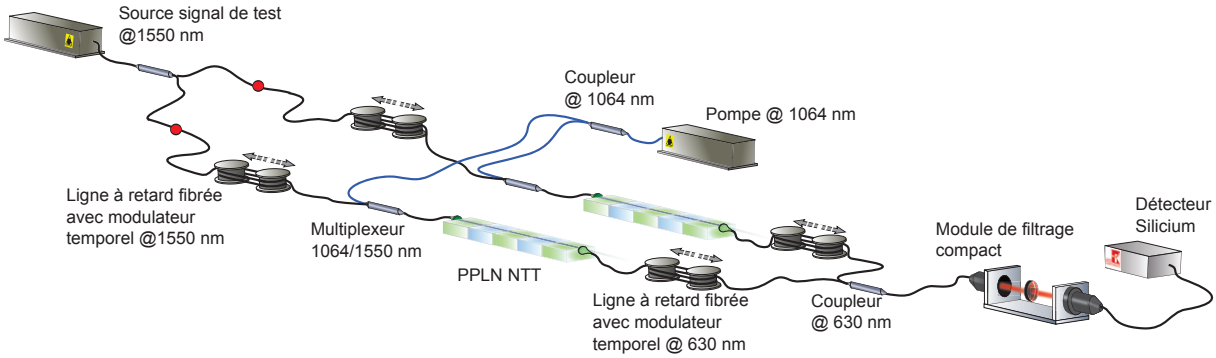

FIGURE 7.3 – Mesure de contraste avec l'interféromètre SFG sur une source de laboratoire pour la caractérisation des performances

Tableau 7.1 – Comparaison de l'ancien et du nouveau banc d'interféromètre SFG

Source	Contraste maximum (%) Ancien banc	Contraste maximum (%) Nouveau banc
Laser	97	100
SLED	91	90

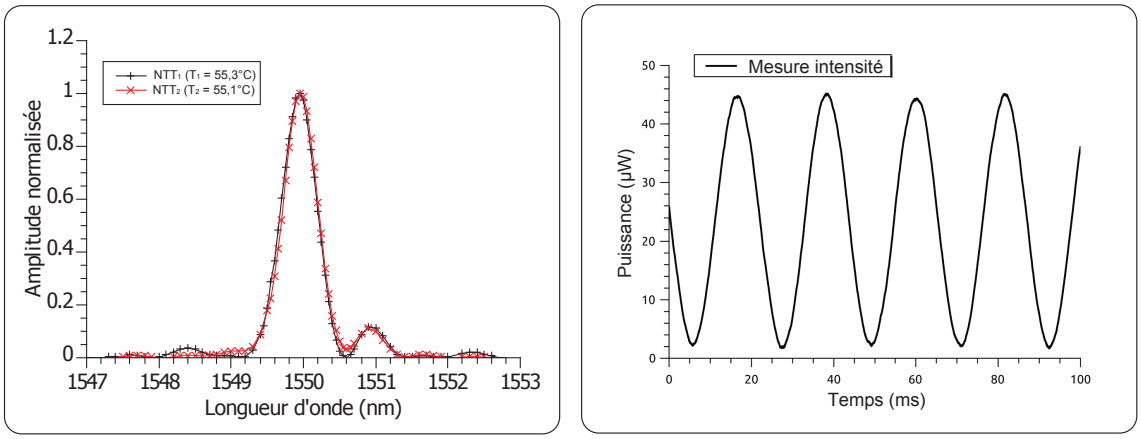

FIGURE 7.4 – Recouvrement des courbes d'efficacité de conversion des PPLN des deux voies à gauche. Mesure de franges d'interférences à droite.

7.2 Fonctionnement en condition d'observation astronomique : comptage de photons

Afin d'évaluer la capacité du nouvel interféromètre à faire de la détection sur des sources réelles en astronomie, nous avons effectué des mesures en régime de comptage de photons sur

une source à large bande spectrale. Bien que le fonctionnement de l'interféromètre soit le même qu'en fort flux, le traitement du signal utilisé est différent. Pour calculer le contraste, il faut alors tenir compte du bruit de photons et du darkcount du détecteur.

7.2.1 Observation de franges d'interférences en comptage de photons et traitement des données

Interférogrammes analogiques et en comptage de photons

Alors que la détection analogique permet la visualisation directe des franges d'interférence, les modules de comptage de photons permettent d'obtenir les temps d'arrivée des photons, sous forme de données binaires (figure 7.5).

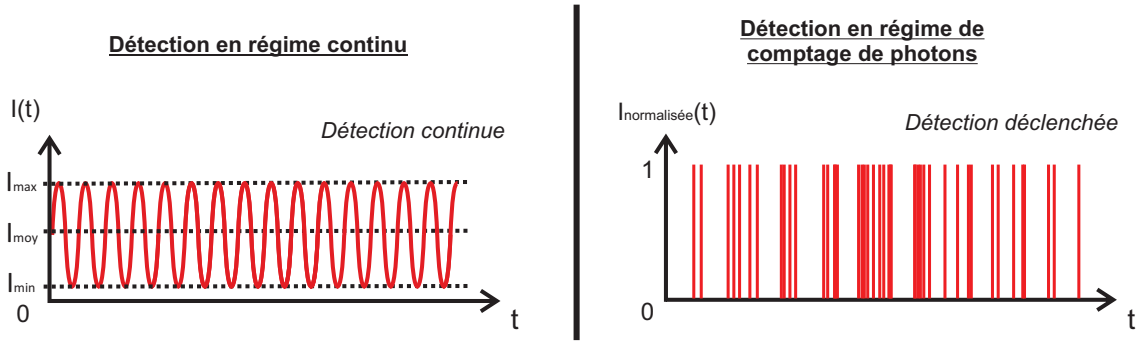

FIGURE 7.5 – Différence entre la détection de franges d'interférence en analogique (à gauche) et la détection en régime de comptage de photons (à droite)

Dans ces conditions, il est nécessaire de mesurer le contraste en utilisant la transformée de Fourier $\tilde{X}(\nu)$ de l'interférogramme $X(t)$. Le contraste C est alors défini comme :

$$C = 2\frac{|\tilde{X}(\nu_f)|}{|\tilde{X}(0)|} \tag{7.1}$$

où $\tilde{X}(\nu_f)$ est le terme de spectre qui correspond au terme de modulation ν_f des franges de l'interférogramme et $\tilde{X}(0)$ celui qui correspond à la composante continue de l'interférogramme.

Acquisition de donnée et turbulences atmosphériques

La méthode de transformée de Fourier est efficace si la fréquence d'oscillation des franges est stable. En conditions réelles d'observation, nous avons vu que les turbulences atmosphériques provoquaient des variations aléatoires de la phase des signaux. L'acquisition des franges doit être effectuée sur une durée suffisamment courte, pour ne pas altérer le spectre de l'interférogramme.

La fréquence du modulateur de chemin optique doit être choisie astucieusement pour observer un nombre de franges suffisant sur cette durée. Cette courte fenêtre d'acquisition est appelée trame par la suite. Il est nécessaire d'intégrer les mesures sur des durées plus longues pour espérer mesurer des interférogrammes sur des étoiles de magnitudes apparentes élevées.

Notons que la phase du système de frange n'est pas stable. L'intégration est donc effectuée sur les densités spectrales de puissances $DSP(\nu) = |\tilde{X}(\nu)|^2$ de l'interférogramme $X(t)$, et non pas sur les spectres.

Correction du bruit de photons et du dark count

Lors de la mesure d'un interférogramme, deux sources de bruit vont dégrader les mesures de contraste :

- le bruit de photons, il est issu de la nature quantique de la lumière. Il s'agit d'un bruit blanc de densité spectrale $\sqrt{N}$. N correspond au nombre de coups enregistrés lors d'une trame d'acquisition.
- Le dark count, il dépend du détecteur utilisé. Dans notre cas, il faudra considérer le dark count électro-optique DC_{eo} (dark count électrique du compteur de photons et dark count d'origine optique provenant de la fluorescence paramétrique dans le PPLN).

La figure 7.6, schématise la DSP d'une trame d'acquisition d'un interférogramme $X(t)$. $DSP(\nu_f)$ est la densité spectrale de puissance du pic de modulation des franges. DSP_0 est la densité spectrale de puissance du pic de fréquence nulle (valeur moyenne du signal). N est la densité spectrale de puissance du bruit de photons ($|\sqrt{N}|^2$). Le dark count électro-optique est contenu dans DSP_0.

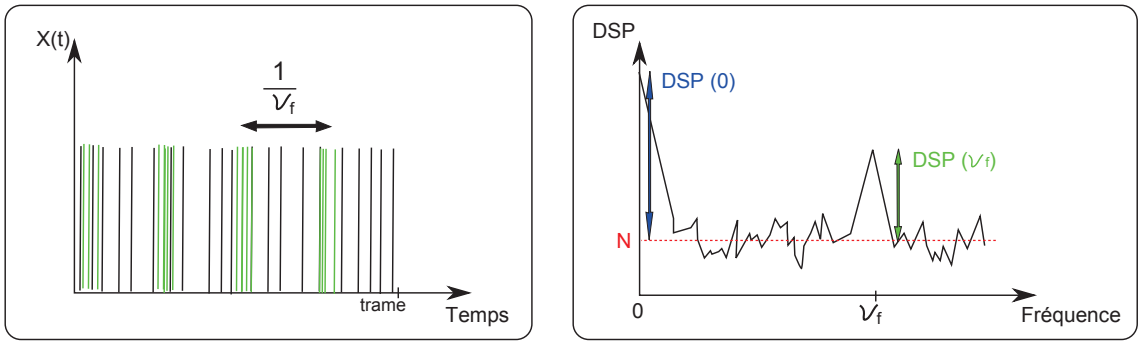

FIGURE 7.6 – Représentation d'une trame et de sa DSP. Le dark count est contenu dans la $DSP(0)$, les photons des franges sont modulés et contenus dans la $DSP(\nu_f)$

En sommant les DSP de N_T trames, il est possible de corriger les mesures de contraste grâce à l'expression [Longueteau 03] :

$$C = \frac{2 \cdot \sqrt{\langle DSP(\nu_f)\rangle_{N_T} - \langle N\rangle_{N_T}}}{\sqrt{\langle DSP(0)\rangle_{N_T} - \langle N\rangle_{N_T}} - DC_{eo}} \tag{7.2}$$

où $\langle DSP(\nu_f)\rangle_{N_T}$, $\langle DSP(0)\rangle_{N_T}$, et $\langle N\rangle_{N_T}$ sont les moyennes respectives de la DSP du pic de modulation des franges, de la DSP du pic à la fréquence nulle (valeur moyenne du signal), et du nombre N de coups enregistrés (dark count compris) sur un nombre N_T de trames.

En revanche, il se peut que le pic de modulation à ν_f soit noyé dans le bruit. Le terme de contraste calculé ne serait pas significatif. Pour quantifier la pertinence d'une mesure de contraste, il faut déterminer le rapport signal sur bruit (RSB) de ce pic modulé, que nous exprimons comme le rapport entre la hauteur de ce pic et l'écart type de la DSP des fréquences voisines bruitées. Notons qu'un RSB supérieur à 3 permet de considérer que la mesure est significative.

7.2.2 Mesure de calibration

Nous avons voulu obtenir des mesures de référence avec l'interféromètre SFG en mode interférométrique, mais aussi en mode de détection hybride sur une seule voie de l'instrument. Ces mesures permettront de faire l'estimation de la magnitude apparente limite accessible avec l'instrument.

Pour cela, nous avons tenu compte des niveaux de flux disponibles à la sortie de l'instrument CHARA qui avaient été mesurés lors de la mission de mars 2013. Nous avons donc calibré une source LED de 80 nm de bande centrée autour de 1550 nm. Elle simulait une source de magnitude -1 observée sur CHARA avec un seeing de 15 cm.

Mesure en mode interférométrique

Le banc de mesure utilisé est présenté dans la figure 7.7. Les lignes à retard visibles ont été supprimées pour optimiser la transmission en vue de la mission sur site. Les lignes à retard infrarouges jouent le même rôle, elles sont donc suffisantes pour les démonstrations. Commençons par décrire le banc de la figure 7.7 :

- la LED calibrée à 1550 nm est injectée dans un coupleur unimodal. Chacune des deux sorties du coupleur permet de simuler le flux d'étoile provenant d'un télescope ;
- les fibres d'entrée des lignes à retard (LAR) fibrées constituent les premiers éléments de propagation de l'interféromètre SFG. Un modulateur de chemin optique est intégré dans chacune des LAR.
- un multiplexeur fibré sur chacune des voies permet de mélanger la pompe et le signal dans le PPLN pour la conversion. La puissance de pompe utilisée est de l'ordre de 30 mW par PPLN. Il ne s'agit pas de la puissance optimale, mais de la puissance disponible avec le laser destiné à la mission sur site ;
- les champs sont recombinés dans le coupleur visible puis filtrés spectralement, et spatialement dans une fibre unimodale pour le signal converti.
- en aval la détection s'effectue grâce à un compteur de photons visibles.
- l'acquisition des trames est réalisé grâce à un module d'acquisition de National Instrument et traitée par un programme sous LabVIEW.

Pour effectuer les mesures, le modulateur piézoélectrique de chemin optique est contrôlé pour fournir une course linéaire, de manière à obtenir un nombre de franges par trames bien déterminé (22 dans notre cas). Á partir du nombre de franges par trame et de la durée des trames (200 ms), nous avons accès à la fréquence du pic de modulation des franges d'interférence $\nu_f = 110Hz$. Cela permet de calculer le contraste grâce à l'équation 7.2.

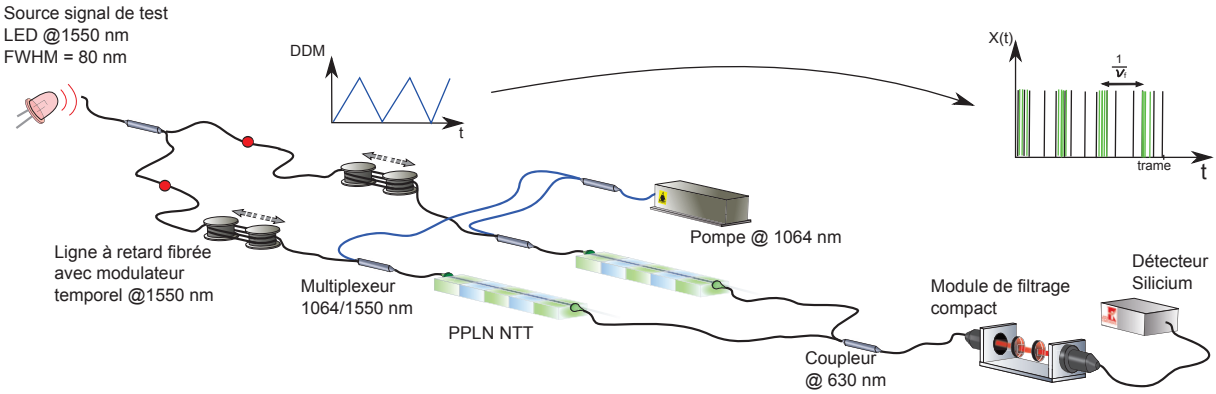

FIGURE 7.7 – Banc de l'interféromètre SFG pour les mesures de calibration avec une LED.

En utilisant la LED avec un flux correspondant à une étoile de magnitude apparente $m_H = -1$, nous avons relevé un contraste de 90% en intégrant les trames sur une durée de 8 min. Le rapport signal sur bruit du pic de modulation des franges (à 110 Hz) était de 37 (figure 7.8).

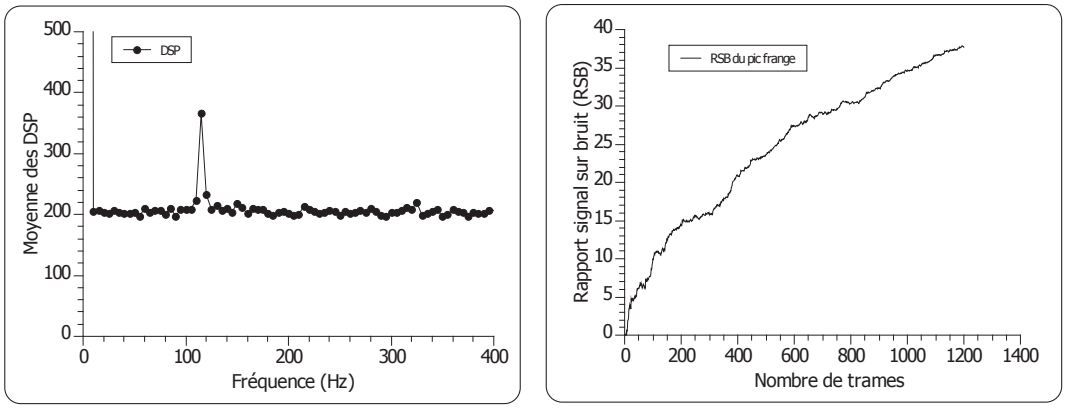

FIGURE 7.8 – La courbe de gauche montre le pic de modulation des franges dans la moyenne des DSP de l'ensemble des trames. La courbe de droite montre l'évolution du RSB de ce pic au cours de l'intégration.

Nous avons mesuré en moyenne 500 coups par seconde, dont 380 coups de dark count électro-optique et 120 coups issus du signal (la figure 7.9 montre les coups mesurés lors d'une trame). La figure 7.8 montre l'évolution du RSB ainsi que le pic de modulation des franges d'interférence obtenu à l'issu des 8 minutes d'intégration. L'évolution du RSB est en racine carré du nombre de trames intégrées. De plus, le RSB devient significatif (supérieur à 3) après seulement quelques secondes d'intégration, alors que le flux de photons est faible par rapport au dark count.

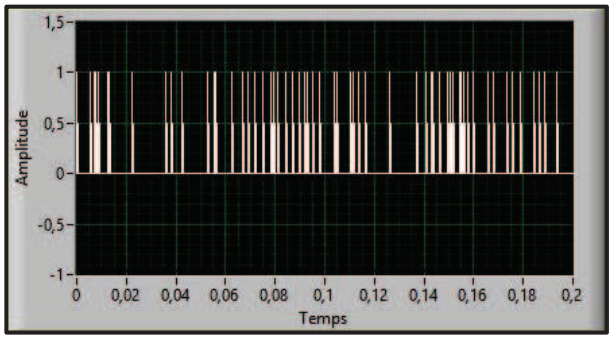

FIGURE 7.9 – Trame de mesure de photons

Ces résultats sont encourageants. Il semble envisageable d'observer des étoiles de magnitude -1 avec un bon rapport signal sur bruit, malgré le dark count électro-optique important de ces nouveaux bancs (380 cp/s contre seulement 50 cp/s pour les anciens bancs).

Mesure de sensibilité en mode de détection hybride

Dans les mêmes conditions, nous avons voulu mesurer la sensibilité d'une seule voie de l'interféromètre, en mode de détection hybride. Ces mesures ont été effectuées en préliminaire à la mission sur site, afin de prévoir si l'observation de flux stellaires serait possible avec une seule voie. Par la suite, ces mesures permettront également d'estimer la magnitude limite de l'instrument.

Le banc utilisé est présenté dans la figure 7.10. Une seule voie est utilisée, et la configuration varie légèrement :

- un modulateur d'amplitude est placé entre la sortie du coupleur de la LED et la ligne à retard infrarouge. Il permettra de moduler l'amplitude du flux signal à la fréquence ν_{mod} ;
- le coupleur de la pompe est remplacé par une fibre. La puissance couplée dans le PPLN est donc deux fois plus élevée (60 mW). Cela permet de se rapprocher du point de fonctionnement optimal de détection [13] ;
- le coupleur de recombinaison est remplacé par une fibre unimodale pour limiter les pertes de transmission de la voie.

Lors des mesures en mode de détection hybride, le traitement de signal nécessite également l'utilisation de la transformée de Fourier, mais diffère de celui utilisé en mode interférométrique :

13. il faut rappeler que la source de pompe employée était limitée en puissance

– **en mode interférométrique** : nous effectuons la moyenne de la somme des DSP des trames ;

– **en mode de détection hybride** : nous effectuons la moyenne de la somme des spectres des trames. Le pic de fréquence observé est à la fréquence de modulation ν_{mod}. Ce type de détection est également utilisé dans la partie 3.3.

En mode de détection hybride, nous utiliserons également le RSB du pic pour quantifier la validité d'une mesure [14] .

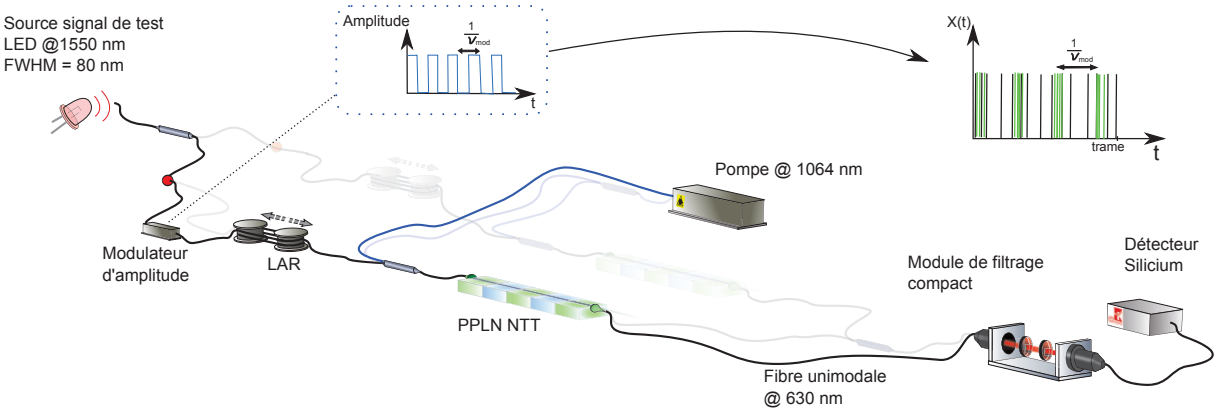

FIGURE 7.10 – Mesure de sensibilité sur une voie de l'interféromètre en mode de détection hybride

Lors de ces mesures, le flux fourni par la LED est resté identique à la partie précédente (étoile simulée de magnitude -1). En utilisant une fréquence de modulation d'amplitude de $\nu_{mod} = 200Hz$, un rapport signal à bruit du pic de modulation $DSP(\nu_m od)$ de 30 à pu être obtenu après une durée d'intégration de 4 minutes (avec des trames de 100 ms).

Le nombre de coups total moyen mesuré était de 1300 coups par seconde, dont 1160 cp/s de dark count électro-optique et 147 coups liés photons de signal modulés. Le dark count optique est plus important que dans le mode interférométrique à cause de la puissance de pompe qui est plus importante dans le PPLN. Nous n'avons pas déterminé la puissance de pompe optimale pour avoir la meilleure sensibilité. Bien qu'il n'ai pas été jugé critique, ce paramètre pourrait cependant faire l'objet d'une étude détaillée.

La première mesure à une voie, effectuée sur le ciel par Damien Ceus à Hawaï [Ceus 12], avait permis d'observer une magnitude limite de -1 avec un seeing de 20 cm. Il semble que ce

14. bien qu'il s'agisse en fait d'un abus de langage, puisque le pic est observé dans le spectre et non en densité de puissance

nouvel instrument permette d'accéder facilement à la même magnitude si il était implanté au Mont Wilson. Notons que le flux de la LED était calibré pour simuler une magnitude -1, observé avec un seeing de 15 cm. D'après ces premières mesures, il semble que le gain en sensibilité soit important malgré l'importance du dark count dans le nouvel instrument.

Une voie unique en mode de détection hybride est environ $\sqrt{2}$ fois plus sensible[15] que le mode interférométrique avec le même flux à l'entrée de l'instrument du fait de la différence de traitement de signal. Ce résultat sera utilisé par la suite pour estimer la magnitude limite de l'interféromètre SFG.

7.3 Mission à l'observatoire du Mont Wilson : réseau de télescope CHARA

Afin de poursuivre le programme d'implantation de l'interféromètre SFG sur un site d'observation, j'ai eu la chance de participer à une mission de deux semaines à l'observatoire du Mont Wilson aux États Unis en mai 2014. Cette mission était une seconde étape préliminaire à l'utilisation de l'interféromètre SFG sur l'instrument de synthèse d'ouverture CHARA (Center for High Angular Resolution Astronomy).

Les objectifs étaient les suivants :

- déplacer la totalité du banc du nouvel interféromètre SFG sur le site du Mont Wilson, et valider son fonctionnement sur place,
- valider le fonctionnement de chacune des voies indépendamment l'une de l'autre dans des conditions d'observation sur le ciel via le réseau CHARA, c'est à dire en faisant de la détection hybride sur une voie uniquement,
- étudier les paramètres d'observations (seeing, injection...) ainsi que leurs impacts sur les expériences.

Je montrerai dans cette partie comment la mission réalisée a permis de répondre à ces objectifs.

15. Le même RSB est obtenu avec un temps d'intégration 2 fois plus faible, et le RSB évolue en racine carrée du temps d'intégration.

7.3.1 Mise en place sur l'instrument : CHARA-FLUOR

Afin de présenter la mise en place de l'interféromètre SFG, je vais présenter le contexte instrumental de CHARA. L'instrument CHARA se décompose en trois parties principales (voir figure 7.11 :

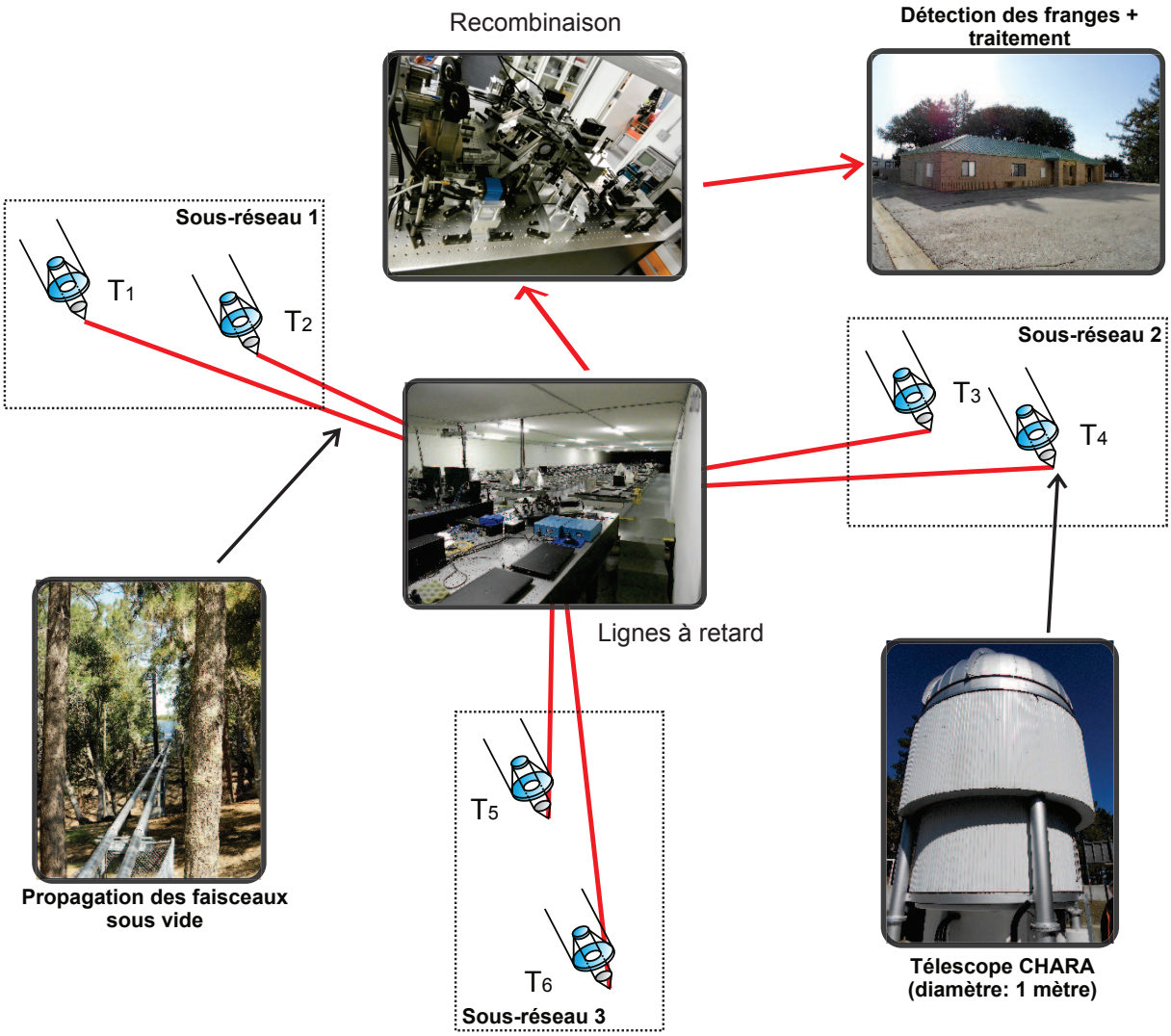

FIGURE 7.11 – Schéma de l'architecture de l'instrument CHARA

– **les télescopes** : au nombre de six, ils sont disposés en Y sur le site, permettant différentes combinaisons de base d'observation de 34 m à 330 m.

– **Les lignes à retard** : les faisceaux issus des télescopes sont transportés en espace libre dans des tubes sous vide jusqu'à une salle commune d'une centaine de mètres de long occupée par des lignes à retard en espace libre. Ces lignes à retard compensent le retard

lié à l'inclinaison de l'étoile par rapport à la base de télescope. La course de ces lignes à retard est de plusieurs dizaines de mètres. Elles sont asservies au millimètre près.

– **La salle de recombinaison** : c'est vers cette salle que tout les faisceaux sont dirigés, puis aiguillés vers différents instruments. Ces instruments sont MIRC (Michigan Infra-Red Combiner), FLUOR (Fibered Linked Unit for Optical Recombination), Classic , CLIMB (CLassic Interferometry with Multiple Baselines), et VEGA (Visible spEctroGraph and polArimeter). Ils peuvent fonctionner en même temps selon les configurations de télescopes nécessaires.

Dans notre cas, l'installation d'un banc supplémentaire pour installer notre interféromètre SFG n'est pas envisageable à court terme. L'accès à la salle de recombinaison est restreint durant les nuits d'observations. Or, il nous est nécessaire d'intervenir sur l'expérience régulièrement. Notre instrument à donc pu être installé via l'interface de l'instrument FLUOR.

FLUOR

FLUOR est un instrument de recombinaison des faisceaux par fibre optique en verre fluoré [Coudé du Foresto 03]. Il fonctionne dans une configuration à deux voies uniquement. FLUOR est dimensionné pour l'étude de la bande spectrale K (2-2,5µm).

L'étude de sources astrophysiques avec FLUOR se décompose de la manière suivante (voir figure 7.12) :

– les faisceaux issus de deux télescopes sont aiguillés vers le banc de FLUOR (les longueurs d'ondes à partir de 1300 nm).
– Les deux voies de FLUOR comprennent des lignes à retard dynamiques en espace libre.
– Les deux ondes sont ensuite injectées dans les fibres de verre fluoré via une platine d'injection achromatique motorisée.
– Les flux sont recombinés grâce à un coupleur fibré en verre fluoré.
– Un capteur (nicmos) mesure l'interférogramme en sortie.

Dans l'état actuel, l'interféromètre SFG bénéficie de l'interface d'injection de l'instrument FLUOR. Cela permet de réaliser des premières mesures sans nécessité d'installation lourde.

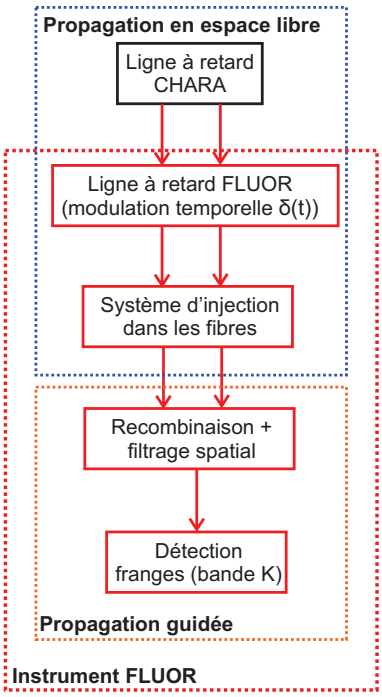

FIGURE 7.12 – Diagramme fonctionnel de l'instrument FLUOR

Mise en place de l'interféromètre SFG et bilan photométrique

Les fibres d'entrée de l'interféromètre SFG sont adaptées à la connectique de la platine d'injection de FLUOR en E2000-PC. Afin de ne pas perturber les autres instruments durant les nuits d'observations, nous avons déporté notre lieu de travail. Pour cela une longueur de fibre optique suffisament grande a été ajoutée à l'entrée de nos lignes à retard. Nous avons donc pu travailler dans une pièce extérieure à la salle de recombinaison. Le schéma de notre installation est montré dans la figure 7.13.

Une fois l'interféromètre SFG installé dans les locaux de CHARA, nous avons effectué les mêmes mesures qu'au laboratoire. Nous avons utilisé la même LED que pour la calibration, afin de valider le fonctionnement de l'instrument après le transport. Nous avons trouvé des résultats identiques. En revanche ces tests ont montré un problème de stabilité lorsque les systèmes de ventilation des locaux sont en marche. Ce paramètre devra être pris en compte lors des prochaines missions.

L'ensemble du banc de mesure est schématisé dans la figure 7.14. Sur ce même schéma, sont indiqués les facteurs influents sur la chaîne de transmission du signal, qui sont :

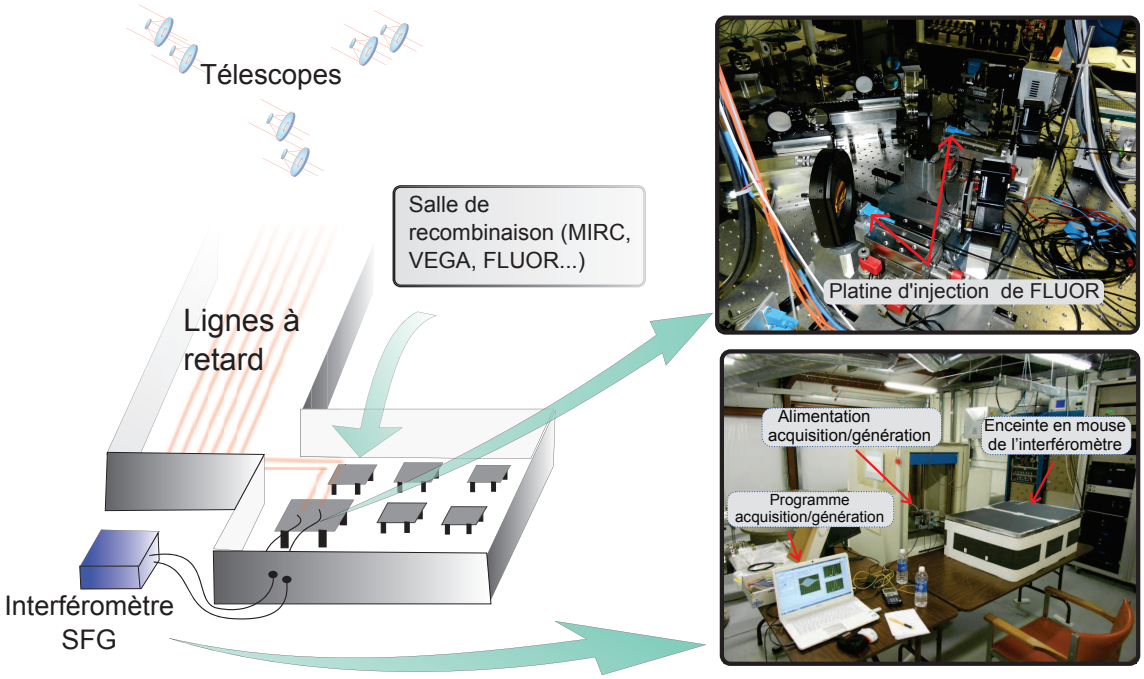

FIGURE 7.13 – Schéma de l'installation sur CHARA

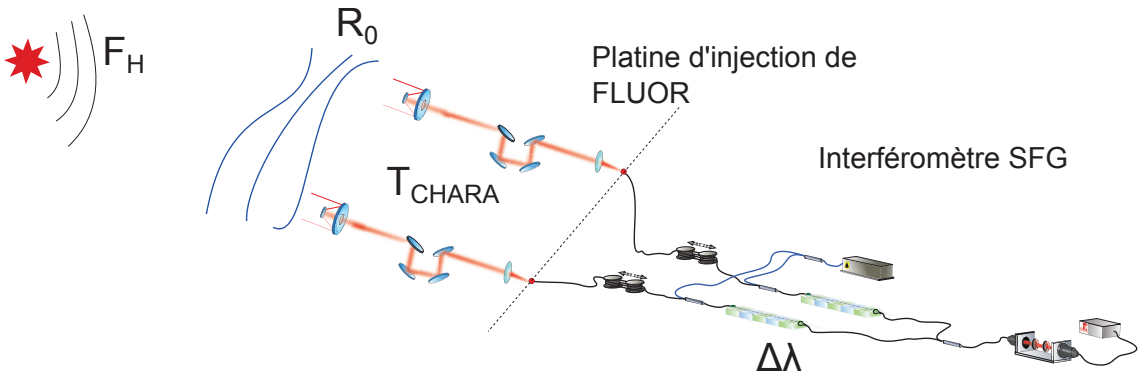

FIGURE 7.14 – Paramètres influents du bancs de l'interféromètre SFG sur CHARA

- F_H : le flux de l'étoile dans la bande H, il s'exprime en $W.\mu m^{-1}.cm^{-2}$, et dépend de la magnitude apparente de l'étoile observée,
- R_0 : le seeing définit la surface utile du télescope en fonction des conditions atmosphériques, et dépend des conditions atmosphériques. Ce paramètre fluctue en fonction de la nuit d'observation.
- T_{CHARA} : la transmission globale de l'instrument CHARA dépend des pertes liées au coating des optiques. Elle a été estimé à 40 % lors de la première mission au Mont Wilson.
- $\Delta\lambda$: dans notre application la bande spectrale de travail est limitée par l'acceptance

spectrale du PPLN, soit 0,6 nm de FWHM.

La suite de notre mission était de collecter des informations et comprendre toutes les étapes nécessaires à la détection de flux stellaire avec notre instrument. Nous devions déterminer les effets de la turbulence, la qualité de l'injection, et aussi quelle serait la magnitude limite de notre instrument.

Afin de quantifier tout ces paramètres, nous avons utilisé une seule voie de l'interféromètre en mode de détection hybride pour effectuer des mesures uniquement de flux.

En effet, la complexité et l'exigence que requiert l'obtention de franges d'interférences nécessite une parfaite connaissance des instruments. Lors de cette mission, nous n'étions pas en mesure d'utiliser l'instrument en mode interférométrique sur le ciel (cela sera l'objet des prochaines missions).

7.3.2 Détection du flux stellaire avec une seule voie de l'interféromètre

Afin de détecter du flux stellaire, nous avons reproduit la procédure de mesure établie au laboratoire en prévision de cette mission (dans la partie 7.2.2).

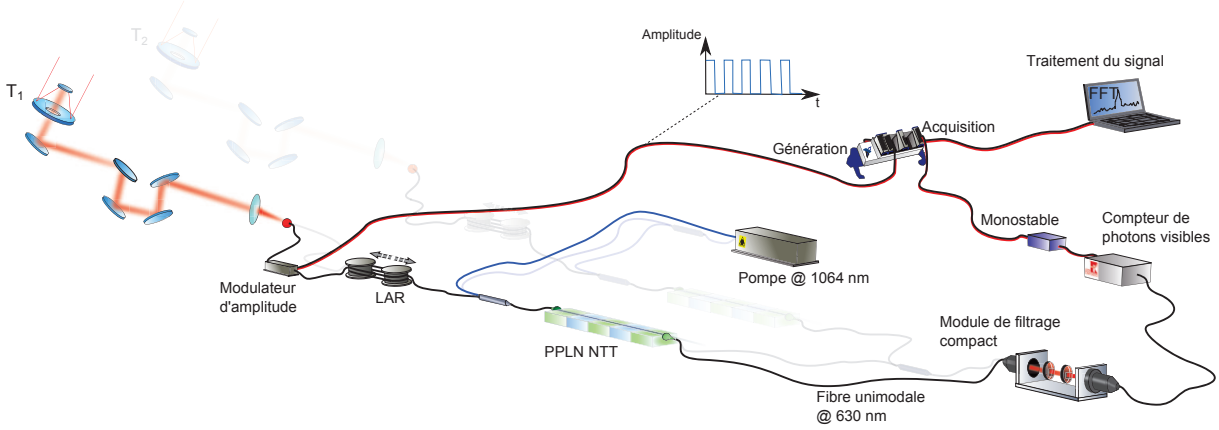

FIGURE 7.15 – Banc de mesure à CHARA. Une seule voie de l'interféromètre est utilisée. Un modulateur d'amplitude fibré permet une détection plus sensible par traitement de signal

Le banc de mesure est décrit par la figure 7.15 et le fonctionnement est le suivant :

– le flux stellaire collecté par un télescope est injecté via la platine de FLUOR dans la fibre de notre instrument.

– Ce flux est ensuite modulé à la fréquence $\nu_{mod} = 200Hz$ du modulateur d'amplitude (op-

tique intégrée en niobate de lithium). La modulation utilisée est un créneaux de fréquences.

- Le flux modulé est ensuite converti à 630 nm dans le PPLN . La pompe (DFB à 1064 nm) fournissait une puissance de 90 mW. Cette puissance générait un dark count électro-optique d'environ 1700 coups par seconde.
- Le flux converti est ensuite filtré spectralement et spatialement avant d'être détecté par le compteur de photons visibles.
- Le système d'acquisition est composé d'un générateur monostable, un module d'acquisition National Instrument. Le générateur monostable permet le bon échantillonnage des impulsions envoyées par le compteur de photons. Les trames sont enregistrées via un programme sous LabVIEW. De plus, l'acquisition est synchronisée au modulateur. Rappelons que cela permet de faire la moyenne des transformées de Fourier des mesures. Le rapport signal sur bruit (RSB) du pic à la fréquence modulée ν_f sera utilisé pour définir si les mesures sont significatives.

Injection

L'injection dans la fibre unimodale à partir de la platine d'injection de FLUOR est primordiale pour les mesures. Avant de positionner la fibre de notre instrument sur l'interface de FLUOR, l'injection était optimisée sur le banc FLUOR. Un scan en «x,y» permettait de trouver la position idéale de la fibre, via le capteur Nicmos de FLUOR à 2 µm. Notre fibre venait ensuite remplacer la fibre de FLUOR. Bien que connectorisée en E2000 (connectique de précision), nous avons mis en avant un léger décalage lié à la position du cœur de la fibre dans la férule céramique.

De plus, lors du suivi, ou «tracking», de l'étoile dans le ciel, nous avons pu également remarquer un décalage vertical du point focal lorsque l'étoile se déplace dans le plan des hauteurs. En effet, le tracking est effectué dans les longueurs d'onde visibles et l'atmosphère génère un effet de réfraction différentiel qui varie en fonction de la hauteur de l'étoile dans le ciel. En observant la longueur d'onde de 1550 nm, il faut appliquer une correction. Un facteur correctif doit également être utilisé pour compenser la position de la fibre déterminée avec le banc de FLUOR à 2 µm. Pour une observation optimale, ces paramètres devront être explorés lors des missions suivantes.

Magnitude observée

Au cours des six nuits d'observations (4 heures par nuit), nous avons demandé à l'opérateur de pointer les télescopes sur une quinzaine d'étoiles différentes. Nous avons effectué une soixantaine de mesures de flux. Les dix étoiles qui ont pu être détectées avec un RSB significatif (supérieur à 3) sont regroupées dans le tableau 7.2.

Tableau 7.2 – Récapitulatif des observations à CHARA

Nom constellation	Désignation de Bayer	Magnitude apparente dans la bande H	Nombre de mesures
Arcturus (Bouvier)	alpha boo	-2,81	2
Regulus (Lion)	R leo	-1,85	8
g (Hercule)	g her	-1,75	11
Auva (Vierge)	delta virgo	-1,05	10
Dubhe (Grande Ourse)	alpha uma	-0,6	2
Omega (Vierge)	omega virgo	0	3
Upsilon (Bouvier)	upsilon boo	0,53	2
Alkafzah (Grande Ourse)	chi uma	1,02	1
f et p (Vierge)	FP virgo	1,37	1
l et n (Vierge)	LN Virgo	2,2	1

Quarante mesures ont abouti à la mesure d'un RSB significatif. Un grand nombre de ces mesures ont été effectuées pour des magnitudes entre -1 et -2. Cela correspond pour une part importante à des mesures de calibration de l'injection sur FLUOR. Ces petites statistiques montrent à la fois la reproductibilité des mesures et la fiabilité de notre instrument sur un grand nombre de mesures.

La figure 7.16 montre l'évolution du RSB au cours des intégrations effectuées sur les cinq étoiles les plus brillantes observées (temps d'intégration court). La figure 7.17 montre un graphique identique pour les cinq étoiles dont la magnitude est la plus haute (temps d'intégration long).

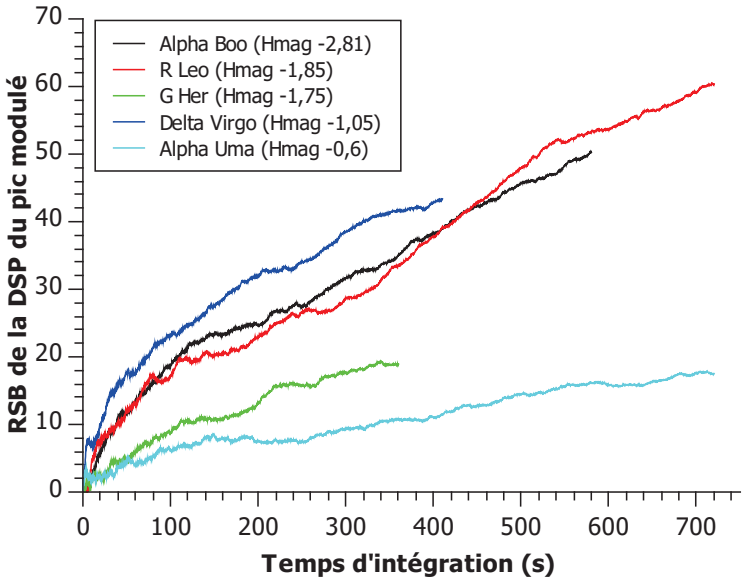

FIGURE 7.16 – Evolution du RSB en fonction du temps d'intégration, pour des étoiles de faibles magnitudes

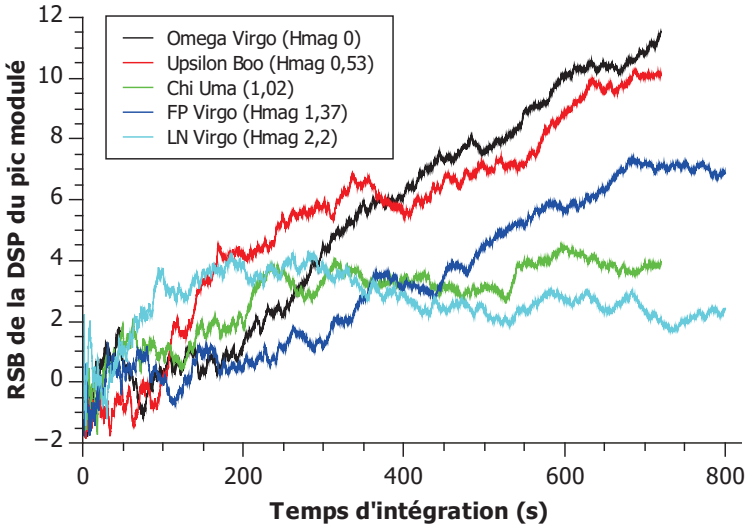

FIGURE 7.17 – Evolution du RSB en fonction du temps d'intégration, pour des étoiles de fortes magnitudes

La figure 7.18 montre le module de la moyenne des spectres des 3600 trames mesurées sur Alpha Boo, lors de la première nuit. Le pic modulé à 200 Hz ressort très bien. La quantité de flux est suffisamment importante pour que les pics harmoniques de la fréquences de modulation (en créneaux) apparaissent significativement dans le module du spectre. Dans ce cas, nous avions un

flux de photons signal d'environ 80 photons par seconde noyé dans un dark count électro-optique d'environ 1700 cp/s.

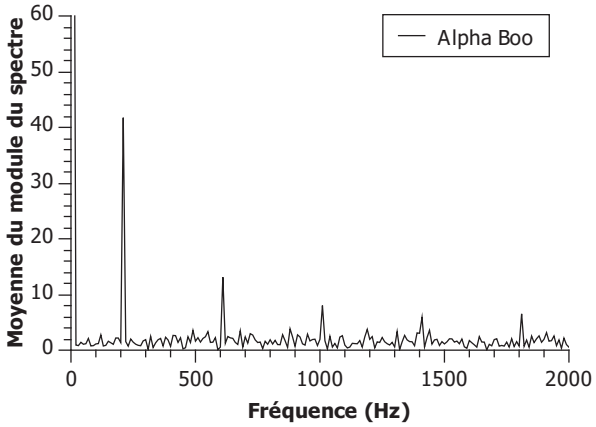

FIGURE 7.18 – Spectre moyen des 3600 trames de mesure pour Alpha boo

Á l'opposé la figure 7.19 montre la moyenne du module des spectres des 8400 trames mesurées sur LN Virgo, l'étoile la moins brillante observée, lors de la quatrième nuit. Seul le pic modulé est visible, il est peu élevé du fait du très faible flux délivré par l'étoile. Dans ce cas, nous avions mesuré un flux de photons signal moyen d'environ 6 photons par seconde. Bien que ces photons soit largement noyés dans le dark count optique (1700 cp/s), il est possible de les détecter. Cela démontre la puissance du traitement du signal que nous utilisons.

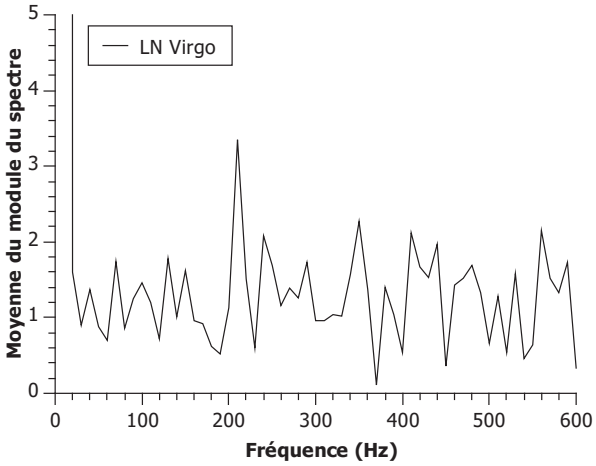

FIGURE 7.19 – Spectre moyen des 8400 trames de mesure pour LN Virgo

Afin de donner une idée du flux minimal détectable sur une voie, procédons au calcul qui per-

met de remonter au niveau de flux utile injecté dans la fibre F_{utile}(injecté au niveau de la platine FLUOR). Prenons le cas de la magnitude la plus forte $m_H = 2,2$ (LN Virgo). Une magnitude zéro en bande H possède un flux à l'entrée des télescopes de $F_0 = 1,21.10^{-13} W.\mu m^{-1}.cm^{-2}$. Le flux pour LN Virgo est donné par l'équation :

$$F = F_0.10^{\left(\frac{m_H}{-2,5}\right)} \tag{7.3}$$

LN Virgo possède un flux $F_{LNVirgo} = 1,59.10^{-14} W.\mu^{-1}.cm^{-2}$ à l'entrée des télescopes. La transmission du réseau CHARA, T_{CHARA}, a pu être estimée à 40% lors de la mission précédente (des télescopes jusqu'à la platine d'injection de FLUOR). De plus, notre instrument est limité à une bande de $\Delta\lambda = 0,6$ nm du fait de l'acceptance spectrale des PPLN utilisés. Le système ne fonctionnant que sur une polarisation, il faut donc prendre en compte un facteur deux sur le flux utile.

Enfin il faut tenir compte de la surface collectrice des télescopes. Dans notre cas, les télescopes mesurent un mètre de diamètre, mais le couplage sur le mode spatial fondamental dans la fibre est limité par le seeing R_0. Le seeing mesuré durant l'intégration donnait un rayon de corrélation $R_0 = 10$ cm. Nous pouvons donc estimer un diamètre utile de collection maximum de 20 cm.

$$F_{utile} = \frac{1}{2} \cdot F_{FPVirgo} \cdot T_{CHARA} \cdot \Delta\lambda \cdot \pi \cdot R_0^2 \tag{7.4}$$

Le calcul donne $F_{utile} = 0,59 fW$ soit un flux d'environ 5000 photons par seconde.

En calculant les pertes de notre instrument, on trouve un rendement de conversion global d'environ 2% avec une pompe à 90 mW à ajouter aux pertes liées au modulateur de 6 dB environ. Sur les 5000 photons, seulement 25 photons devraient arriver sur le détecteur, compte tenu de l'efficacité quantique du compteur de photons, cela ne fera plus que 17 photons mesurés. Or nous avons relevé 6 photons par seconde lors de ces mesures. Il semble donc que notre modèle de la chaîne de transmission soit assez proche de la réalité. La plus grande incertitude réside dans le R_0 et donc la portion efficace du télescope.

7.3.3 Facteurs d'influence sur les observations

Ces observations nous ont permis de faire quelques remarques sur les conditions d'observations. Celles-ci viennent s'ajouter à celles de la première mission, ce qui renforce notre connaissance sur les observations en conditions réelles avec nos instruments.

Seeing

Pour chacune de nos mesures nous avions accès à la valeur du seeing en temps réel via le coefficient R_0. Nous avons pu remarquer que celui ci était bien corrélé avec le couplage dans nos fibres. La figure 7.20 montre deux graphiques. Ils montrent le lien entre le seeing (R_0) mesuré durant les nuits et les RSB obtenus pour quelques étoiles observées dans des conditions identiques sur des nuits différentes. La relation n'est pas strictement proportionnelle mais les valeurs de seeing montre la tendance de la qualité de la nuit. En effet, les nuits 2 et 4 ont effectivement permis les meilleures observations (la nuit 5 a été utilisée pour travailler sur la procédure d'injection).

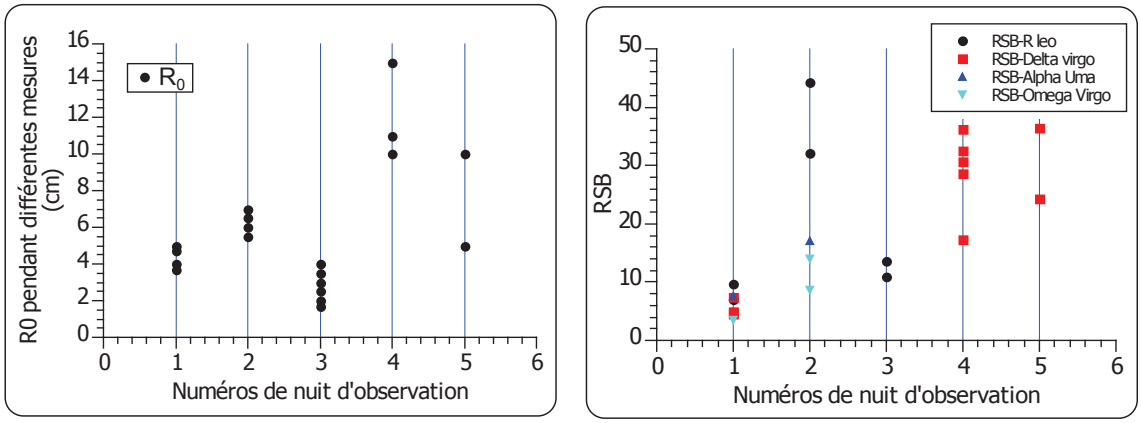

FIGURE 7.20 – Conditions de seeing observées durant les observations. Á gauche, les seeing observés en fonction de la nuit. Á droite, les RSB d'étoiles mesurés dans des conditions identiques sur les différentes nuits. Les écarts de RSB pour une même étoile suivent la tendance de seeing.

Le seeing représente un facteur d'influence majeur dans notre expérience. Pour les prochaines missions, les périodes de l'année où la turbulence atmosphérique est faible devront être privilégiées. Il est important de préciser que la mise en place de l'optique adaptative à CHARA est envisagée pour les prochaines années. L'utilisation du diamètre complet du télescope, de 1 m au

lieu de 20 cm, pourrait améliorer le niveaux de flux unimodal d'un facteur 25.

Instrument de conversion

Durant les six nuits d'observations, nous n'avons eu à déplorer aucun problème lié à notre instrument à conversion de fréquences. Ce qui nous encourage à penser que le nouvel instrument est complètement adapté à l'environnement d'utilisation et les conditions d'observation.

7.4 Discussion

Le nouvel interféromètre SFG semble remplir toutes les prérogatives qui avait été fixées. L'instrument réalisé possède de meilleures performances que l'ancien instrument en terme de fiabilité, de simplicité d'utilisation, et de rendement de conversion tout en conservant ses propriétés d'analyse de la cohérence.

Cet instrument a été installé à l'observatoire du Mont Wilson et a été testé dans des conditions identiques au laboratoire.

De plus, la sensibilité du nouvel interféromètre SFG a été démontrée en conditions réelles d'observation sur un instrument de synthèse d'ouverture. Les résultats sont bien meilleurs que ceux préalablement obtenus au Télescope Franco Canadien d'Hawaï (CFHT) en 2011 et 2012 [Ceus 12]. En 2011, la faible fiabilité de l'ancien instrument avait nui à la réussite de la démonstration. En 2012, la magnitude limite observée dans des conditions similaires à la notre était $m_H = -1$ (seeing plus favorable $R_0 = 20$ cm). Le nouvel instrument a permis l'observation d'une magnitude $m_H = 2,2$ (avec un seeing plus faible ($R_0 = 10$ cm) soit une amélioration de plus d'un facteur 16 en sensibilité (sans tenir compte du seeing). De plus, le nouvel instrument est parfaitement fiable.

Ces résultats montrent également la fiabilité de nos test en laboratoire. En effet, ceux-ci avaient permis de prévoir en amont qu'il serait possible d'égaler facilement la performance d'Hawaï. Cela signifie que d'autres «maquettes» d'expériences pourront permettre de prévoir et d'anticiper les prochaines expérimentations avec une bonne fiabilité.

Les tests préliminaires de laboratoire, ont montré que la sensibilité de l'interféromètre SFG était un facteur $\sqrt{2}$ en dessous de la sensibilité d'un seul bras en mode de détection de flux par analyse synchrone. Cela signifie que la magnitude limite observable avec l'interféromètre SFG devrait être environ de 1,8.

Ceci nous laisse un vaste choix de sources pour obtenir des franges d'interférences avec notre instrument. Il existe un très grand nombre d'étoiles de magnitude inférieure à $m_H = 1,8$ qui permettent d'obtenir un contraste de 90% avec les bases de CHARA.

Le tableau 7.3 regroupe les instruments de recombinaison de CHARA en bande H (1550 nm), et ce que l'interféromètre SFG permettrait en l'état. Notons qu'à résolution spectrale égale, l'ensemble de ces instruments serait moins sensible que l'interféromètre SFG.

Tableau 7.3 – Tableau comparatif de sensibilité des instruments présents sur CHARA travaillant à 1550 nm

Instrument de recombinaison	Nombre de télescopes	m_H limite	Résolution spectrale (nm)
CLASSIC	2	7	Large bande (350)
CLIMB	3	6	Large bande (350)
MIRC	6	4,5	40
Interféromètre SFG	2	1,8	2500

8

Perspectives : développement de l'interféromètre SFG

Dans ce chapitre, je vais discuter des perspectives qui concernent l'interféromètre SFG. Tout d'abord, je discuterai des avancées possibles à court terme pour l'instrument fonctionnant à la longueur d'onde de 1550 nm. Celle ci serait axée principalement sur un gain en terme de sensibilité. Je parlerai ensuite de l'étude et de la réalisation d'un interféromètre SFG pour une longueur d'onde plus grande (3390nm), qui représente un projet à plus long terme pour le moyen et le lointain infrarouge.

8.1 Amélioration à court terme pour l'instrument à la longueur d'onde de 1550 nm

À présent, nous savons que la sensibilité mesurée sur une voie est suffisante pour faire de l'interférométrie sur des sources astronomiques. Il est cependant possible d'optimiser l'interféromètre pour permettre une démonstration encore plus marquante lors de la prochaine mission sur site.

D'après la deuxième partie de ce manuscrit, il semble que les composants PPLN du commerce connaissent une certaine limite en terme d'efficacité de conversion. D'autre part, les processus de

fluorescence paramétrique limitent la sensibilité des mesures en ajoutant un dark count optique important.

Bien que la fluorescence puisse être évitée en utilisant un pompage de longueur d'onde plus grande que le signal, cette méthode n'est pas compatible avec l'interféromètre SFG pour le moyen et lointain infrarouge. En effet, l'observation de telles longueurs d'onde nécessite de conserver une pompe avec une longueur d'onde suffisamment courte pour que le signal converti soit émis dans le domaine visible, où les composants de propagation et de détection sont performants.

En revanche, certaines améliorations concernant l'architecture du montage pourraient permettre l'amélioration de la sensibilité de l'interféromètre.

8.1.1 Des connectiques à la soudure

Le banc actuel est composé d'un grand nombre de composants fibrés dont les couplages sont effectués via des connecteurs de type FC-PC ou FC-APC. Ces connecteurs apportent des pertes typiques de 0,3 dB en théorie, et proches de 1 dB en pratique. Les défauts proviennent du centrage des fibres dans les férules, des pertes par réflexion de Fresnel, mais aussi des différences de gradient d'indice entre les fibres (lorsque deux fibres ne sont pas unimodales aux mêmes longueurs d'onde).

Les connectiques provoquent également des pertes du maintien de la polarisation au long de la chaîne de transmission, ce qui peut dégrader le contraste lors des mesures en interférométrie.

En soudant les composants entre eux, la transmission serait complètement optimisée. Les soudeuses actuelles sont capables d'effectuer des soudures avec des pertes typiques de 0,02 dB tout en maintenant un «extinction ratio» très important de l'ordre de 23 dB pour la polarisation. Il est également possible de tenir compte des propriétés des fibres en vis à vis afin d'adapter les modes (par exemple pour passer d'une fibre unimodale à 1550 nm vers une autre fibre unimodale à 1064 nm).

Sur une voie de l'interféromètre SFG, trois connectiques sont susceptibles d'être soudées (lignes à retard-multiplexeur, multiplexeur-PPLN, PPLN-coupleur visible). Si on considère les pertes observées (environ 1 dB chacune), le signal serait transmis avec un gain de 3 dB grâce à

la soudure, à ajouter à l'apport en terme de maintien de polarisation.

8.1.2 Détection sur les deux sorties de l'interféromètre

Lors de la recombinaison, le coupleur visible, n'est connecté qu'à un seul compteur de photons. La moitié du flux utile présent sur l'autre voie du coupleur est donc perdue. Or la quantité d'information est la même sur les deux voies.

Il semblerait intéressant de mettre en place un second système d'acquisition sur cette voie inutilisée. De cette manière, le gain direct serait la diminution du temps d'intégration d'un facteur deux, soit un gain en sensibilité d'un facteur $\sqrt{2}$ soit 1,5 dB.

De plus, les signaux interférométriques observés sur les deux sorties du coupleur visible sont en strict opposition de phase, du fait de la conservation de l'énergie lors d'interférences. Un traitement de signal adapté permettrait de diminuer les effets du dark count en couplant les informations de phase des signaux mesurés.

8.1.3 Dédoublement du montage pour l'autre axe de polarisation

Du fait du mode de fonctionnement de la conversion de fréquence dans le PPLN, seul un axe de polarisation est traité. L'énergie contenue dans l'autre axe de polarisation est complètement perdue.

Il serait possible d'augmenter encore la quantité d'information détectée en utilisant deux interféromètres SFG travaillant respectivement sur chacun des deux axes de polarisation. Les séparateurs de polarisation fibrés à 1550 nm sont assez performants pour permettre une division de faisceaux efficace avec peu de pertes intrinsèques (moins de 1 dB). Cela permettrait d'augmenter de 2 dB la sensibilité comparé à un seul interféromètre.

8.1.4 Magnitude limite avec un instrument optimisé

Compte tenu de toutes ces observations, l'interféromètre peut être amélioré sur différents points dans l'état actuel. Le gain cumulé correspond à une sensibilité améliorée de presque 6 dB.

La magnitude limite envisageable avec de telles améliorations serait donc $m_H = 3,3$ (gain de 1,4 magnitude). Or nous avons vu que l'instrument MIRC avait une magnitude limite de 4,5 avec une résolution spectrale soixante fois plus petite. Notons que les performances pourraient être assez proches, alors que la différence de coût entre les deux instruments est très importante, soit quelque dizaines de milliers d'euros pour un interféromètre SFG contre quelques centaines pour un banc utilisant des caméras Nicmos comme MIRC.

Les autres évolutions envisageables de l'interféromètre SFG sont liées à l'amélioration des techniques en ce qui concerne la fabrication des PPLN. D'autre part, le réseau de télescopes CHARA est en phase d'être équipé d'optique adaptative pour améliorer les surfaces effectives de collection du flux.

8.2 Interféromètre SFG à 3,39 μm

Maintenant que l'interféromètre SFG à 1550 nm est en phase d'être opérationnel sur site, les projets de recherche « amonts » portent sur l'évolution de l'instrument vers des longueurs d'onde plus élevées. Ces longueurs d'ondes, du moyen et lointain infrarouge représentent un grand intérêt pour les astronomes, notamment pour la détection d'exoplanètes ou de naines brunes.

C'est pourquoi un interféromètre SFG fonctionnant pour les longueurs d'onde de 3,39 μm est actuellement en cours de développement dans la thèse de Ludovic Szemendera. Cette longueur d'onde ne correspond pas à une bande spectrale astronomique intéressante (à cause de la faible transmission de l'atmosphère), mais à l'une des raies d'émission de l'hélium néon. Cela permettrait de montrer la crédibilité d'un tel instrument en moyen infrarouge.

Durant mes trois années de thèse, j'ai participé activement à la mise en place de cette instrument. À partir de Ti :PPLN pour cette longueur d'onde, j'ai conçu un banc de conversion qui correspond à une voie unique de ce futur interféromètre SFG à 3390 nm.

8.2.1 Guides PPLN spécifiques pour le moyen infrarouge

Les Ti :PPLN fournis par l'université de Paderborn, pour cette application permettent de satisfaire un quasi-accord de phase pour la somme de fréquences d'une pompe à 1064 nm et d'un signal à 3390 nm, qui donne un signal converti à 810 nm.

Ces guides PPLN sont particuliers et leur structure est schématisée sur la figure 8.1. À ces longueurs d'onde, les techniques concernant les PPLN ne sont pas encore très fiables. C'est pourquoi le PPLN est constitué de plusieurs guides présentant des périodes de polarisation et des tailles de guide d'onde différentes.

La différence entre la longueur d'onde de pompe à 1064 nm et le signal à 3390 nm risque d'avoir un impact sur le guidage du mode fondamental de propagation de chaque onde. La longueur d'onde à 3390 nm nécessite une largeur de guide importante contrairement à la pompe. C'est pourquoi la pompe et le signal sont injectés en sens contraire de propagation. Un taper intégré de quelques millimètres de long permet d'adapter le mode de la pompe au guide de grande taille. Un dépôt diélectrique «haute réflexion (HR)» à l'extrémité du PPLN permet la redirection de la pompe dans le même sens de propagation que le signal (voir figure 8.1).

L'architecture de nos bancs a donc été repensée. D'autre part, la température d'accord de phase est située entre 100 et 200°C, alors que les PPLN habituels étaient asservis à 90°C, ce qui a nécessité également la conception de nouveaux fours et de leur asservissement.

8.2.2 Première mesure expérimentale avec un banc à une voie

Le banc expérimental mis en place pour la conversion à 3390 nm est représenté sur la figure 8.2 (photographie 8.3). La source de signal est un laser hélium néon qui émet une puissance de 2 mW à 3390 nm. La pompe est une DFB amplifiée à 1064 nm de puissance 200 mW. La pompe et le signal sont couplés en sens contrapropagatif. Le signal converti à 810 nm est collimaté par la parabole qui a servi à injecter la pompe. Un miroir dichroïque permet de séparer le flux de retour de la pompe et le signal converti.

Le signal converti passe ensuite à travers plusieurs filtres qui permettent d'éliminer les résidus

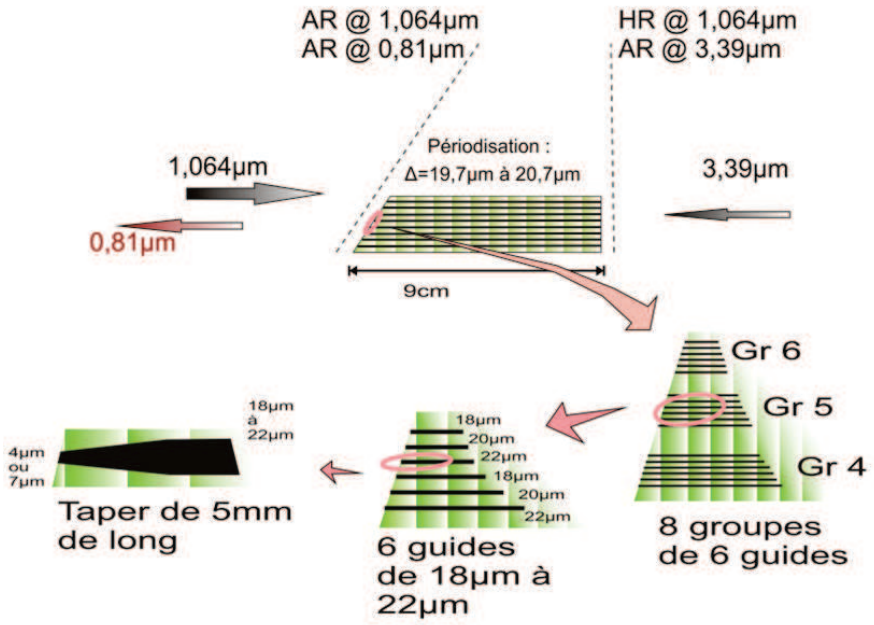

FIGURE 8.1 – Schéma de la structure des PPLN de Paderborn pour la conversion à 3390 nm. Un cristal de PPLN est constitué de huit groupes de six guides d'onde. Un groupe correspond à une période de polarisation (avec un pas Λ de 19,7 à 20,7 μm. Les guides de chaque groupe possèdent des largeurs différentes de 18 à 22 μm. Un taper permet l'adaptation des modes.

de pompe ainsi que les photons dus au doublage de la pompe à 532 nm. Le signal converti est ensuite injecté dans une fibre unimodale. Le filtrage spatial n'est pas primordial pour la simple détection. En revanche, il le sera dans la configuration interférométrique pour la recombinaison des champs puisqu'il garantit l'unicité des chemins optiques.

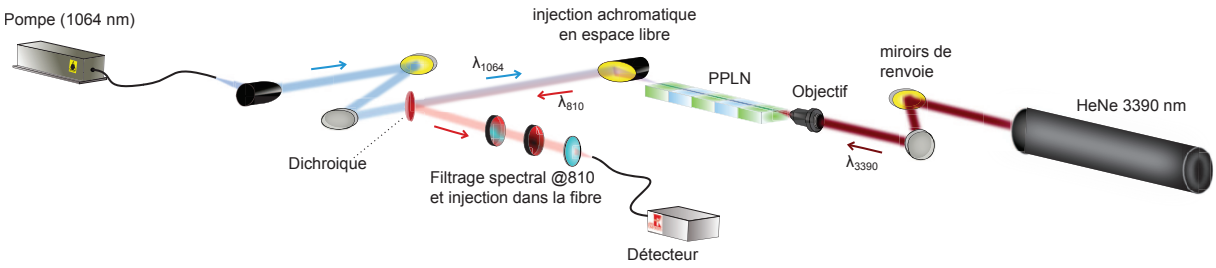

FIGURE 8.2 – Schéma du banc de conversion de fréquence à 3390 nm

Des mesures en fort flux, réalisées avec l'aide de Ludovic Szemendera, ont permis de faire les premières caractérisations du banc. Le flux du laser HeNe à 3390 nm à été converti avec un rendement global de conversion de 0,02%. Ce faible rendement est un ordre de grandeur en dessous de ce que permettent les Ti :PPLN de Paderborn à 1550 nm. Cependant, seuls quelques

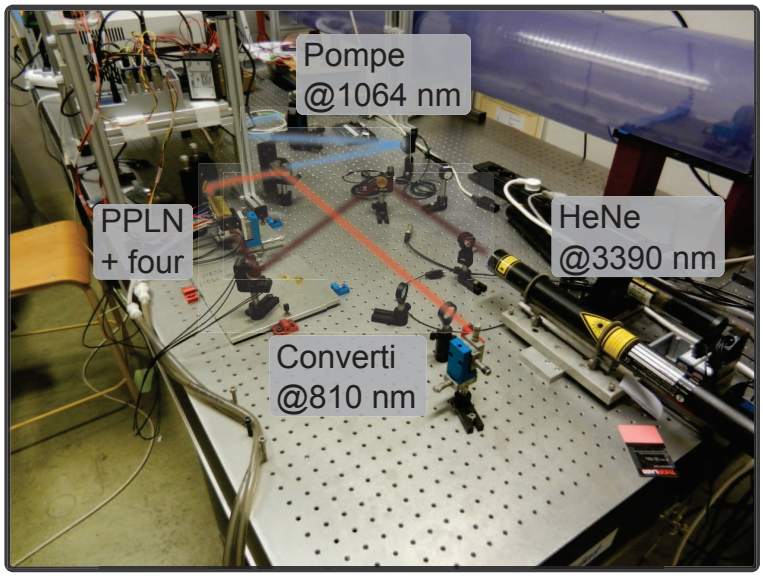

FIGURE 8.3 – Photographie du banc de conversion à 3390 nm

guides ont été exploités. L'ensemble des guides doivent être testés pour trouver un optimum.

Ce banc de conversion à également permis de faire des premières mesures en régime de comptage de photons. Un millier de photons d'une source thermique ont été convertis alors que le dark count électro-optique n'était que d'une centaine de coups par seconde.

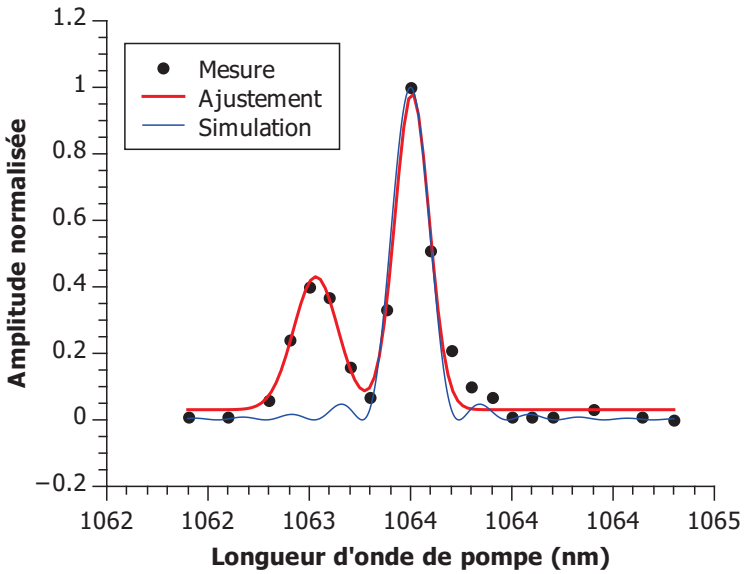

FIGURE 8.4 – Courbe d'efficacité de conversion du PPLN pour la conversion de 3390 nm. Le signal est fixé à 3390 nm et la pompe est accordable autour de 1064 nm.

De plus, l'utilisation d'une source accordable à 1064 nm a permis d'effectuer les premières caractérisations d'efficacité de conversion et d'acceptance spectrale du PPLN (figure 8.4). La courbe obtenue diffère légèrement des courbes théoriques, mais elle est répétable. Cela signifie qu'il n'y a pas ou peu de fluctuations de température. Le four réalisé permet donc un bon asservissement.

8.2.3 Vers l'interférométrie en comptage de photons à 3390 nm

La conversion de 3390 nm vers 810 nm est observable sur une voie. L'étape suivante consiste à utiliser une deuxième voie pour faire de l'interférométrie. Ce sera la tâche de Ludovic Szemendera qui effectue actuellement sa thèse sur ce sujet.

Ces premiers résultats nous informent sur deux points. Le premier est la possibilité de convertir le flux du signal sur le mode spatial fondamental. C'est une bonne indication puisque cela signifie que les champs convertis pourront être recombinés de manière coaxiale et fournir un contraste important avec une source monochromatique. L'autre point est que le mode de comptage de photons ne génère pas de photons parasites dans de trop grandes proportions. L'étude d'une source thermique est donc possible via ce banc de conversion.

Conclusion générale

Depuis mon arrivée au laboratoire lors de mon stage de master recherche, j'ai travaillé principalement sur la caractérisation et l'optimisation du processus de somme de fréquences optiques dans les cristaux de PPLN. Je me suis intéressé à ce processus dans le cadre d'une utilisation spécifique qui vise à convertir une longueur d'onde infrarouge vers le domaine du visible afin de profiter des meilleures technologies du marché.

Deux applications spécifiques sont issues de ce concept. Il s'agit de l'interféromètre à somme de fréquences et de la détection hybride. La finalité de l'interféromètre à somme de fréquences est de profiter à la fois des composants d'optique guidée, mais aussi des technologies de détection pour le comptage de photons, alors que la détection hybride ne s'intéresse qu'à la partie détection. Pour répondre à ces deux applications, la conversion par somme de fréquences doit être la plus efficace possible tout en générant un minimum de bruit.

Afin de déterminer les composants les plus adaptés à ces exigences, j'ai effectué un travail comparatif détaillé de trois technologies de guides PPLN. Ces technologies se distinguent par la méthode de gravure des guides d'onde dans le PPLN, qui sont la diffusion de titane (Ti :PPLN), la méthode d'échange protonique inversée (RPE), et les guides d'onde mécaniques (ridge).

Lors de ces travaux, j'ai pu remarquer que la conversion de fréquence, à travers ces technologies, était limitée par un bruit optique important généré dans le PPLN par la présence de la source de pompe. J'ai donc effectué un travail d'investigation pour connaître les origines de ce bruit, et essayer de le limiter.

En accord avec la littérature, j'ai mis en évidence le processus paramétrique en cascade, responsable de la génération de ce bruit. De plus, j'ai pu démontrer par de multiples expériences

qu'il n'était pas possible de réduire significativement ce bruit dans le schéma de pompage à 1064 nm. Lors d'expériences complémentaires, j'ai défini un modèle d'évolution de ce bruit lors d'un pompage par un peigne de fréquences autour de 1064 nm, pour faire de la conversion large bande.

Bien que les éléments théoriques liés à ce bruit soient encore discutés actuellement, les expériences que j'ai menées ont permis de définir une base de données expérimentales utile à la détermination des limites des composants PPLN standards vis à vis de la conversion de fréquence.

Associées aux données d'efficacité et de fiabilité, ces données sur le bruit m'ont permis d'identifier le composant PPLN ridge comme étant le plus performant pour l'utilisation de la conversion de fréquence dans la détection hybride et l'interféromètre SFG.

De l'ensemble de ces travaux, ressortent deux conclusions principales :

– la première concerne le potentiel industriel de la détection hybride. En comparant les détecteurs hybrides les plus performants que j'ai réalisé à 1550 nm à ceux du marché, il est possible de constater que le détecteur hybride que j'ai réalisé ne permet pas de se positionner en concurrence écrasante avec les dispositifs existants.

  En revanche, j'ai montré, au travers de l'expérience menée sur l'hypertélescope temporel, que le détecteur hybride était l'unique réponse possible à certains problèmes de détection continue à 1550 nm. Je pense donc que l'avenir de la détection hybride à cette longueur d'onde dépend d'un important travail de recherche d'applications spécifiques, dans lesquelles il s'imposerait comme l'unique solution.

  Pour conclure sur l'aspect industriel, j'ajouterais qu'il y a une deuxième solution. Si la concurrence est très rude à 1550 nm du fait de l'attrait pour les communications quantiques, elle l'est moins pour d'autres longueurs d'onde du proche ou moyen infrarouge. De plus, j'ai montré, grâce à l'expérience sur la détection de l'oxygène singulet, que les performances de la détection hybride sont meilleures pour certaines longueurs d'onde, à 1300 nm par exemple. Ce type d'application pourrait donc représenter une « brèche commerciale » pour la détection hybride.

– la deuxième issue de mon travail concerne le développement de l'interféromètre à somme de fréquences. Grâce à mon travail de caractérisation, les performances de l'interféromètre SFG ont pu être considérablement améliorées, malgré les contraintes exigeantes que représente

l'utilisation de la conversion dans le contexte interférométrique.

J'ai montré une amélioration d'un facteur 16 en terme de sensibilité de détection par rapport à l'ancien instrument. Cela devrait permettre, à court terme, d'effectuer une démonstration marquante et tout à fait novatrice dans le monde de l'astronomie. Il est important de préciser que cette future démonstration, prévue à l'observatoire du Mont Wilson, n'était pas envisageable avec l'instrument précédent.

Enfin, j'ai donné des voies d'évolutions à court, et long terme pour l'interféromètre SFG, en proposant des solutions techniques, ainsi qu'en ouvrant la voie vers des longueurs d'onde plus élevées de l'infrarouge et plus convoitées par les astronomes.

Publications

A&A 567, A87 (2014)
DOI: 10.1051/0004-6361/201321486
© ESO 2014

Astronomy & Astrophysics

Co-phasing of a diluted aperture synthesis instrument for direct imaging

II. Experimental demonstration in the photon-counting regime with a temporal hypertelescope

L. Bouyeron[1,2], L. Delage[1], R. Baudoin[1,3], J. T. Gomes[1], L. Grossard[1], and F. Reynaud[1]

[1] Équipe photonique – XLIM (CNRS UMR 7252), University of Limoges, 123 avenue Albert Thomas, 87060 Limoges Cedex, France
e-mail: laurent.bouyeron@unilim.fr
[2] CODECHAMP, 23190 Champagnat, France
[3] LEUKOS SAS, 87069 Limoges Cedex, France

Received 15 March 2013 / Accepted 7 April 2014

ABSTRACT

Context. Amongst the new techniques currently developed for high-resolution and high-dynamics imaging, the hypertelescope architecture is very promising for direct imaging of objects such as exoplanets. The performance of this instrument strongly depends on the co-phasing process accuracy. In a previous high-flux experimental study with an eight-telescope array, we successfully implemented a co-phasing system based on the joint use of a genetic algorithm and a sub-aperture piston phase diversity using the object itself as a source for metrology.

Aims. To fit the astronomical context, we investigate the impact of photon noise on the co-phasing performance operating our laboratory prototype at low flux. This study provides experimental results on the sensitivity and the dynamics that could be reached for real astrophysical observations.

Methods. Simulations were carried out to optimize the critical parameters to be applied in the co-phasing system running in the photon-counting regime. We used these parameters experimentally to acquire images with our temporal hypertelescope test bench for different photon flux levels. A data reduction method allows highly contrasted images to be extracted.

Results. The optical path differences have been servo-controlled over one hour with an accuracy of 22.0 nm and 15.7 nm for 200 and 500 photons/frame, respectively. The data reduction greatly improves the signal-to-noise ratio and allows us to experimentally obtain highly contrasted images. The related normalized point spread function is characterized by a 1.1×10^{-4} and 5.4×10^{-5} intensity standard deviation over the dark field (for 15 000 snapshots with 200 and 500 photons/frame, respectively).

Conclusions. This laboratory experiment demonstrates the potential of our hypertelescope concept, which could be directly transposed to a space-based telescope array. Assuming eight telescopes with a 30 cm diameter, the *I*-band limiting magnitude of the main star would be 7.3, allowing imaging of a companion with a 17.3 mag.

Key words. instrumentation: high angular resolution – instrumentation: interferometers – techniques: interferometric

1. Introduction

The hypertelescope concept (Labeyrie 1996) is a promising concept for the next generation of high angular resolution instruments. The main feature of this multi-aperture interferometer is to provide direct images in the milliarcsecond range at optical wavelengths. For this purpose, the hypertelescope allows isolation of the light of each resolved element of the object on one pixel of the image. The related potential astrophysical targets can be extended sources and binary systems with high contrasts. For example, in the case of an exoplanetary system, the photons coming from the faint companion are always imaged separately from the main bright source. Thanks to this property, this instrument shows a higher sensitivity than a classical interferometer (Lawson 1997; Ten Brummelaar et al. 2005; Petrov et al. 2007) sampling the spatial spectrum of the object. However, the expected performance strongly depends on the accuracy of the co-phasing system.

In 2007, we proposed an alternative hypertelescope architecture (Reynaud & Delage 2007) called the temporal hypertelescope (THT). The main advantage of this instrument is its versatility. It can be easily reconfigured to fit the observed object geometry, and is well suited for spatial and terrestrial instruments. A THT test bench was implemented at the XLIM laboratory (Bouyeron et, al. 2010) thanks to the support of CNES and Thales Alenia Space. This instrument consists of eight telescopes linked to an integrated-optics eight-to-one interferometer through optical fibres. In a previous step (Bouyeron et al. 2012), we developed a co-phasing method based on a joint use of a genetic algorithm (GA, Brady 1985) and the sub-aperture piston phase diversity technique (SAPPD, Bolcar & Fienup 2005, 2009). This method relies on the use of the current image and an aberrated one in order to infer the instrument phase without any a priori knowledge on the observed object. This phase shift is used as an error signal and is sent to the feedback loop dedicated to the co-phasing of the instrument. We experimentally obtained a $\lambda/400$ (4 nm) stabilization of the optical path difference over one hour, allowing the acquisition of high-contrast images (1:10 000). However, this first experiment was realized using sources much brighter than available astronomical objects. Consequently, the impact of photon noise on the co-phasing system was not significant.

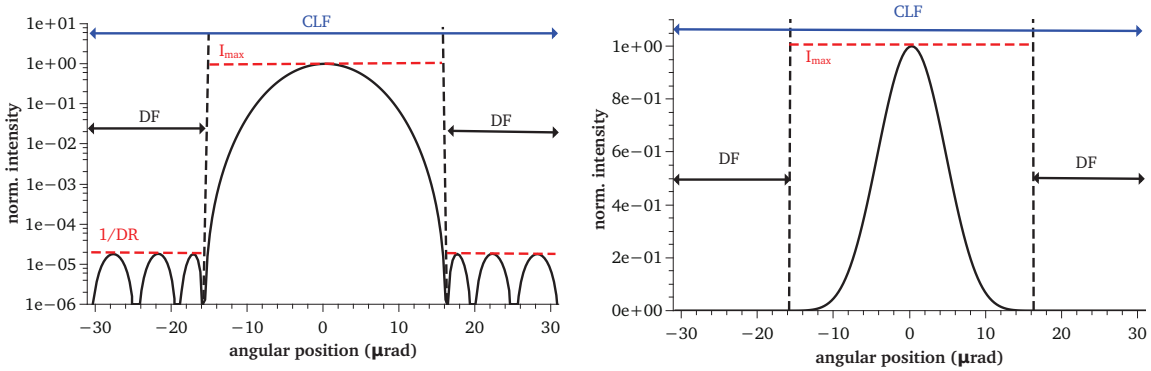

Fig. 1. THT test-bench theoretical PSF on logarithmic (*left*) and linear (*right*) scale. In both cases, the intensity is normalized. The telescope-array configuration is optimized for high-contrast imaging. DR is the dynamic range of the PSF, CLF is the clean field of view and DF is the dark field.

In this article, we address this last point and report on experimental co-phasing results obtained in the photon-counting regime (PCR) with the THT test bench. Dynamic and point spread function (PSF) measurements are achieved using a double output interferometer. The first one operates at low flux and is used to stabilize the optical paths of the instrument. The second one displays the image in a high flux regime and is used as a reference measurement to check the co-phasing accuracy. The experimental setup is described in Sect. 2. The optimization of the phase-shift evaluation (SAPPD parameters) involved in the co-phasing process in the photon-counting regime is presented in Sect. 3 through simulations. Section 4 presents the experimental tests of the co-phasing process and image acquisitions obtained with the THT instrument operating in the photon-counting regime. Finally, using our experimental data as a starting point, the extrapolations of these results to a real space-based instrument are presented in Sect. 5.

2. General description of the THT test bench

A THT is a multi-aperture interferometer providing a direct image of the observed object. The instrument is based on an experimental configuration able to maintain the phase relationship between the optical fields coming from the telescopes and to be mixed in accordance with the golden rule of imaging interferometry (Traub 1986). In the THT (Reynaud & Delage 2007), these phases are temporally modulated, taking the input pupil configuration into account. The image is temporally acquired point by point through a raster scan process. At a given wavelength λ, the image I is described over the field of view by

$$I = \mathrm{PSF} \otimes O$$

where PSF denotes the instrument PSF, O the object angular intensity distribution, and $\otimes$ the convolution operator. The corresponding image spatial spectrum $\tilde{I}$ is equal to

$$\tilde{I} = \mathcal{F}(I) = \mathrm{OTF}.\tilde{O}$$

where OTF is the instrument optical transfer function, $\tilde{O}$ the object spatial spectrum, and $\mathcal{F}(I)$ the Fourier transform of the image I.

The PSF can be optimized for high-contrast imaging (see Fig. 1). This ability is characterized by the PSF dynamic range (DR), which is defined as the ratio between the PSF main peak intensity $I_{\max}$ and the maximum intensity level I_{DF} over the PSF dark field (DF: the PSF area where residual side lobes are located):

$$\mathrm{DR} = \frac{I_{\max}}{I_{DF}}.$$

The object angular size must not exceed the array clean field of view (CLF) to avoid any aliasing effect. The clean field of view is defined as

$$\mathrm{CLF} = \frac{\lambda}{B_{\min}},$$

where $B_{\min}$ is the smallest array baseline. The dark field corresponds to the CLF area where a faint object could be detected.

Our main goal is to provide images with both high angular resolution and high contrast using a limited number of telescopes (fewer than ten). For this purpose, in a previous study (Armand et al. 2009), the telescope spatial distribution in the THT input pupil and the relative photon flux collected by each sub-aperture were optimized to maximize the dynamic range when imaging a high-contrast linear object, such as a star-planet system.

The THT test bench can be divided into four main parts (see Fig. 3).

- The binary-star simulator:
  The star simulator consists of two single-mode fibres fed by independent distributed-feedback (DFB) lasers at 1.55 μm located in the focal plane of a lens. These sources are linearly polarized. The intensity ratio between the two point-like sources can be adjusted to set the intensity distribution of the object under test. Their angular separation is equal to 25 μrad. In the framework of this experimental study, we only use quasi-monochromatic light.
- The telescope array:
  The telescope array consists of eight lenses acting as telescopes. The input pupil mapping is reported in Fig. 2. This configuration is equivalent to a redundant linear array when observing a binary star (i.e. 1D object along a vertical direction). By applying the apodization technique to maximize the dynamic range, the flux levels can be adjusted by an iris in front of each sub-aperture to fit the theoretical optimized configuration. The wavefront portions collected by each lens are then injected into single-mode polarization maintaining fibres. This leads to a spatial filtering (Lardière et al. 2007) and a control of the polarization of the optical fields along the beam propagation. The clean field of view is CLF = 62 μrad. The optimization was done for the following dark field area DF = $[-31; -15.5] \cup [15.5; 31]$ μrad.
- The eight-arm interferometer:
  Each arm consists of a fibre delay line and a fibre optical path modulator. The first device enables the balancing of the optical path lengths between the interferometer arms. The second device enables the temporal modulation of optical path

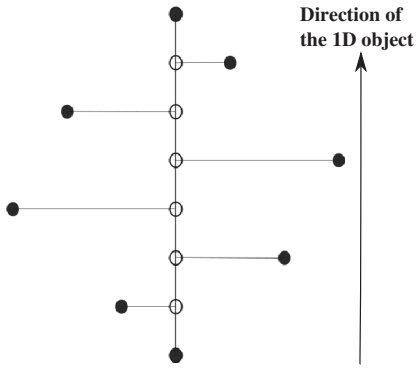

Fig. 2. Theoretical (white disks) and experimental (black disks) telescope array configuration. Owing to the experimental constraints, the configuration of the telescope array is not linear. However, the projection of the telescope baseline along the vertical axis (direction of the 1D object) is fully identical to the theoretical redundant configuration. These two configurations are equivalent to a 1D vertical array when observing a 1D vertical object.

required to achieve the image acquisition with the THT instrument. The optical path difference OPD_{kl}, generated between the arms k and l, is driven by the golden rule of imaging interferometry that requires a linear relationship between the telescope baseline and the related optical path difference:

$$\mathrm{OPD}_{kl} = \lambda \frac{B_{kl}}{B_{\min}} \left(\frac{t}{t_0} - \frac{1}{2} \right),$$

where $B_{kl} = (k - l)B_{\min}$ is the baseline between telescopes k and l, and t_0 is the scan time of the entire clean field of view. The temporal modulation of optical paths allows acquisition of a single image (called the short-exposure image) every $t_0 = 100$ ms. Finally, beams collected by each sub-aperture are mixed in an eight-to-one optical combiner.

– The signal acquisition and processing:
At the eight-to-one optical combiner output (see Fig. 4), the light is split into two channels by using a 90/10 Y optical junction creating high flux – low flux channels.

The first channel uses an InGaAs photodiode to directly detect the infrared high flux level. It is not used in the servo loop of the co-phasing system. In the second channel, the light passes through an adjustable fibre attenuator combined with a hybrid detector (Roussev et al. 2004), which reduces the 1.55 μm light flux to the photon-counting regime and mimicks a real astronomical observation. The InGaAs detector at this infrared wavelength has a high dark-count level and a low detection efficiency. To overcome this problem, we used a hybrid detector developed in our laboratory (Ceus et al. 2012). This detector is based on a sum-frequency generation process used for its inherently noiseless properties (Louisell et al. 1961). In a non-linear optical waveguide (PPLN crystal) pumped by a 1.064 μm YAG laser, the 1.55 μm infrared light is converted into a 633 nm visible signal (see Fig. 5). This way, in the photon-counting channel, the signal can be acquired by a silicon photon-counting photodiode with a very low dark count (2.5 photons/frame).

Two channels are simultaneously recorded by the same data acquisition board. The first channel is a short-exposure high-flux image used as a reference measurement. The second channel records single-photon events captured by the photon-counting detector. Knowing the phase-modulation applied on the interferometer arms, the arrival time of each photon can be linked to an angular position in the image. Figure 4 illustrates such an acquisition.

3. Co-phasing in the photon-counting regime

3.1. The principle of co-phasing process

The co-phasing system, previously implemented on the THT test bench, is based on a joint use of the sub-aperture piston phase diversity technique (SAPPD, Bolcar & Fienup 2005, 2009), and a genetic algorithm (GA, Brady 1985).

The phase diversity technique allows us to compute a phase criterion sensitive to the phase aberrations of the multi-aperture instrument, but independent of the unknown geometry of the astronomical target. This process involves acquiring two different images of the same object. The first one, called the standard image I_0, is the current image of the object for which the phase piston errors must be cancelled. The second one, called the diversity image I_d, is obtained by applying known aberration errors to the instrument.

On the THT test bench, the diversity function is generated using optical path modulators located on each interferometer arm. These variations between the optical paths are directly related to the piston phase. The piston diversity range (PDR) is the span over which the values of piston phase diversity are randomly chosen.

The two images are used to compute a phase criterion χ^{ref} that does not depend on the target intensity distribution and that is a relevant signature of the actual piston errors. Kendrick et al. (1994) have proposed four different metrics to get the χ^{ref} criterion

$$M_1(\nu_i) = \frac{\tilde{I}_0(\nu_i)}{\tilde{I}_\mathrm{d}(\nu_i)}$$

$$M_2(\nu_i) = \frac{\tilde{I}_0(\nu_i).\tilde{I}_\mathrm{d}^*(\nu_i) - \tilde{I}_\mathrm{d}(\nu_i).\tilde{I}_0^*(\nu_i)}{\tilde{I}_0(\nu_i).\tilde{I}_0^*(\nu_i) + \tilde{I}_\mathrm{d}(\nu_i).\tilde{I}_\mathrm{d}^*(\nu_i)}$$

$$M_3(\nu_i) = \frac{\tilde{I}_0(\nu_i).\tilde{I}_\mathrm{d}^*(\nu_i) + \tilde{I}_\mathrm{d}(\nu_i).\tilde{I}_0^*(\nu_i)}{\tilde{I}_0(\nu_i).\tilde{I}_0^*(\nu_i) + \tilde{I}_\mathrm{d}(\nu_i).\tilde{I}_\mathrm{d}^*(\nu_i)}$$

$$M_4(\nu_i) = \frac{\tilde{I}_0(\nu_i).\tilde{I}_0^*(\nu_i) - \tilde{I}_\mathrm{d}(\nu_i).\tilde{I}_\mathrm{d}^*(\nu_i)}{\tilde{I}_0(\nu_i).\tilde{I}_0^*(\nu_i) + \tilde{I}_\mathrm{d}(\nu_i).\tilde{I}_\mathrm{d}^*(\nu_i)},$$

where $\tilde{I}_0$ and $\tilde{I}_\mathrm{d}$ are the standard and diversity image Fourier spectra, respectively. Here, $\nu_i = i.B_{\min}/\lambda$ is one among the eight spatial frequencies sampled by the redundant telescope array, i varies from 0 to 7, and z^* denotes the complex conjugate of z. All these metrics are independent of the object because the object spectrum is simultaneously involved in the numerator and the denominator of each formula.

The whole phase criterion is computed with

$$\chi_j^{\mathrm{ref}} = \sum_{\nu_i} M_j(\nu_i),$$

where j is the label of the metric. The value of the phase criterion χ^{ref} has a non-linear relationship to piston errors in the instrument. The genetic algorithm is then used to solve this non-invertible problem.

This technique has been used to design and optimize a phased antenna array (Ares-Pena et al. 1999; Marcano & Durán 2000). The genetic algorithm principle stems from the Darwin evolution theory, where a population of individuals is confronted with its natural environment. The most-well adapted individuals with respect to their environment have greater chances of reproducing themselves and so transmitting their genotype. New individuals are obtained by crossing the genotype of two parents

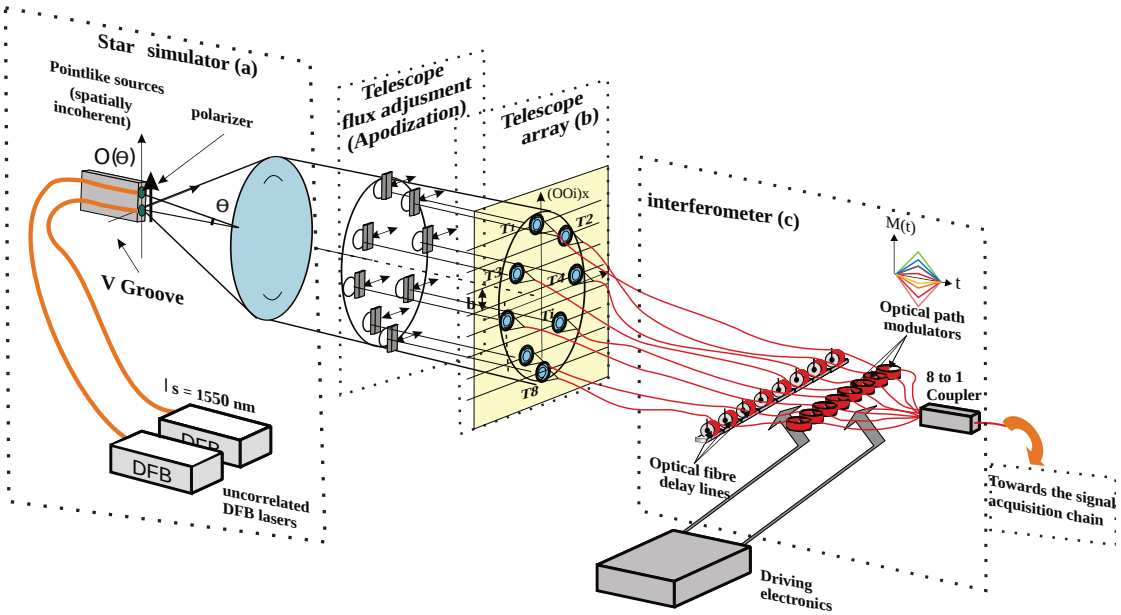

Fig. 3. Temporal hypertelescope test-bench scheme. This setup is divided into four main parts: (a) the unbalanced binary-star simulator, (b) the telescope array, (c) the eight-arm interferometer, and (d) the signal acquisition chain.

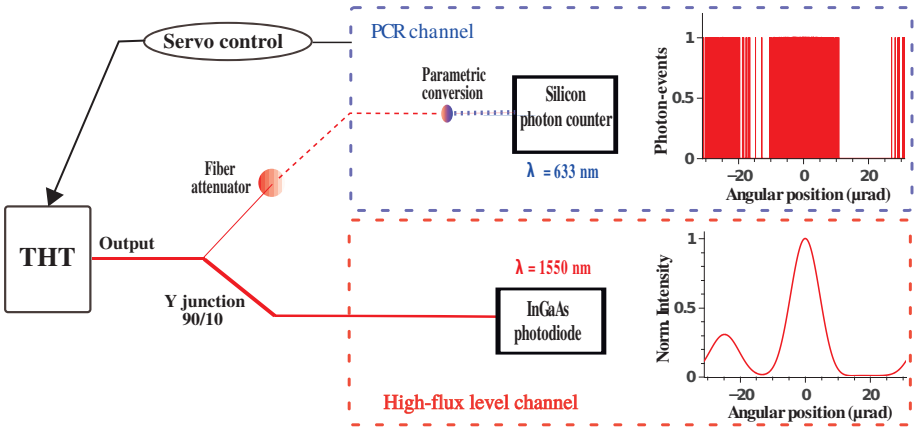

Fig. 4. Signal-acquisition chain. Two signals are simultaneously acquired. The first one (top curve) is a short-exposure image obtained in the photon-counting regime (PCR) by using a hybrid detector, the second one is the image simultaneously detected with a high flux level

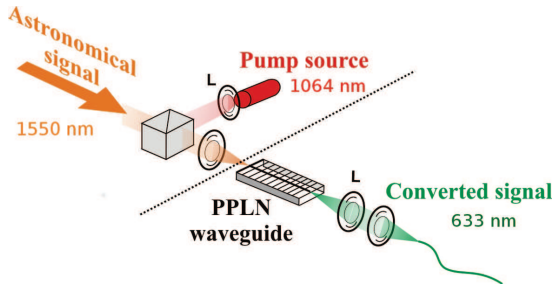

Fig. 5. Principle of the up-conversion by sum frequency generation. The beams coming from the pump source and the astronomical target are injected into a PPLN-waveguide. The infrared signal is converted into a visible signal that can be detected using a silicon photon-counting detector.

(i.e. selected individuals of the previous generation). The genotype of this new individual can finally diverge from its parents by a mutation effect: each gene can acquire a modified value that is slightly different from its parents. In our case, the optical path lengths linked to the interferometer arms are the only free parameters defining the genotype of an individual. In our instrument, a co-phasing *cycle* follows the sequence:

- image $I_0^{\rm ref}$ acquisition,
- random generation of piston phase diversity,
- acquisition of diversity image $I_{\rm d}^{\rm ref}$,
- computation of the reference phase criterion $\chi^{\rm ref}$,
- sending $\chi^{\rm ref}$ and piston diversity values into the genetic algorithm,
- iterative evaluation of the piston errors with the genetic algorithm,
- adjustment of the optical path length in each interferometer arm.

Finally, a new cycle of co-phasing begins again.

3.2. Selection of the most efficient metric

In a previous study using a high flux level (Bouyeron et al. 2012), we numerically tested the co-phasing efficiency of each

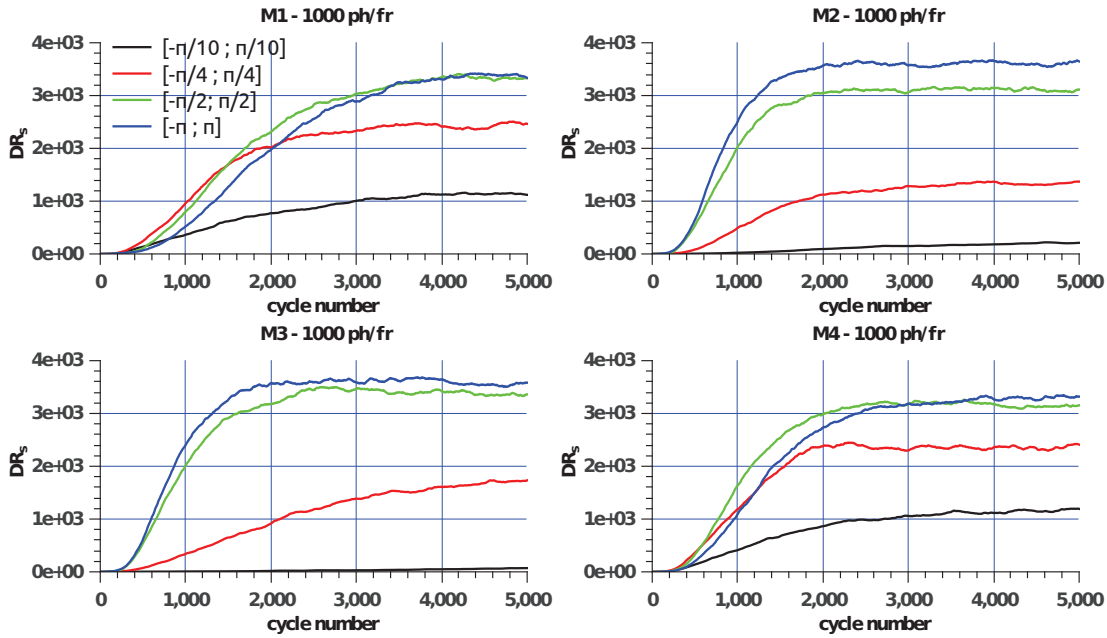

Fig. 6. Simulations of the dynamic range evolution DR_s, computed from the short-exposure images as a function of the number of cycles in the photon-counting regime for various pairs in the metric-phase diversity range. The number of photons per frame is close to 1000. The co-phasing algorithm works with the data from the channel operated in the photon-counting system. DR_s evolution is measured on high flux level data. In this framework, we assume that the THT is ideal (i.e. no more instrumental defects) and that only the photon noise corrupts the short-exposure image. The metrics M_2 and M_3 are more efficient than the $M1$ and $M4$ ones and require a large PDR $[-\pi;\pi]$.

metric for different phase diversity ranges ($[-\pi/10;+\pi/10]$, $[-\pi/4;+\pi/4]$, $[-\pi/2;+\pi/2]$, $[-\pi;+\pi]$). The metric's efficiency was evaluated through the dynamic range evolution (DR_s) of the short-exposure image as a function of the number of co-phasing cycles. We observed that M_1 and M_4 were more efficient when applied with a narrow phase diversity range ($[-\pi/10;+\pi/10]$), whereas M_2 and M_3 required a wide one ($[-\pi;+\pi]$). Thus, to operate with high flux levels, each metric gives a similar performance when selecting their more suitable phase diversity range. Conversely, in the low flux regime, the photon noise affects the selection of the metric. This noise brings about additional random fluctuations of the intensity when short-exposure images are acquired. Figure 6 shows simulation results and illustrates the co-phasing behaviour for each metric at the low flux level. We demonstrate that when photon noise is significant, a wide phase diversity range gives the best results regardless of the metrics. Since M_2 and M_3 are intrinsically more efficient with wide phase diversity ranges, these two metrics lead to better performance in the photon-counting regime.

4. Data processing and experimental results

4.1. Experimental co-phasing tests of the temporal hypertelescope operating in the photon-counting regime

The purpose of this experimental study is to validate our co-phasing method dedicated to stabilize THT optical path lengths in the photon-counting regime. As a first step, the instrument target is a point-like source. According to the simulation results, we use the $M_2[-\pi;\pi]$ metric for performing experimental tests. The co-phasing algorithm is fed by the data acquired on the photon-counting regime channel. To assess the efficiency of the co-phasing process, a short-exposure image is simultaneously acquired on the high flux level channel for each co-phasing cycle. The dynamic range evolution is extracted from these high flux data. Figure 7 shows the dynamic range evolution for two photon-flux levels (200 and 500 photons/frame). The averages of dynamic range obtained taking all short-exposure images into account are 1000 and 1700, respectively. Using the relationship between the dynamic range and the phasing error numerically computed through a Monte Carlo statistical approach (see Fig. 8), it is possible to plot the evolution of the residual error of the optical path difference (standard deviation of the OPD between the interferometric arms) in the instrument (see Fig. 9). The mean values of the OPD error are close to 22.0 ± 4.0 nm

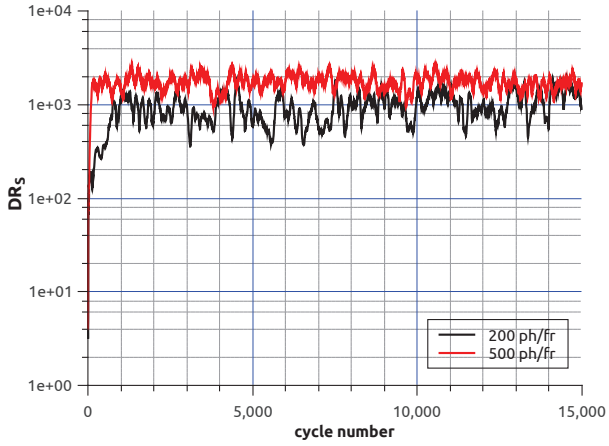

Fig. 7. Experimental dynamic range (DR_s) evolution versus co-phasing cycle number obtained from the short-exposure images acquired with the THT test-bench operating in the photon-counting regime. The observed object is a point-like source. Two photon flux are investigated (200 and 500 photons/frame). The co-phasing algorithm works with the photon-counting regime data. The DR_s is measured with the high flux level data. The mean values of DR_s are equal to 1000 for 200 photons/frame and 1700 for 500.

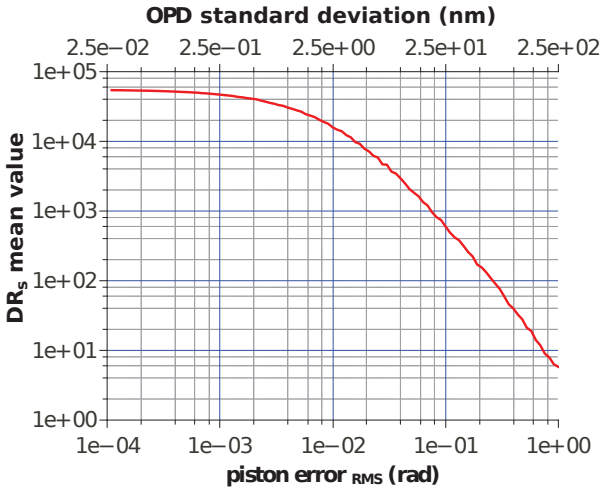

Fig. 8. Evolution of the average of the dynamic range value of short-exposure images as a function of the standard deviation of the phase piston (or OPD) between interferometer arms. This was numerically obtained through a Monte Carlo statistical approach. Each point is evaluated over 10 000 computed PSF. This curve is computed using the actual test-bench characteristics (apodization coefficients, array configuration, working wavelength, etc.). The only instrumental defect taken into account in this simulation is the piston phase error. For example, the DR_s mean value of 1000 corresponds to a 22 nm OPD standard deviation.

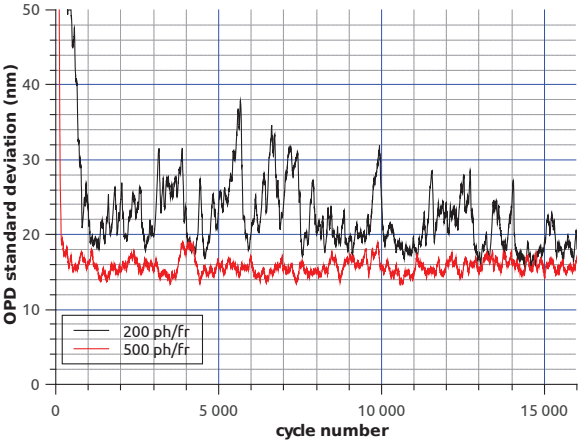

Fig. 9. Residual errors of the optical path difference experimentally observed during the acquisition of the THT point-spread function (here 25 min). These curves were obtained by using the relationship between the dynamic range and the RMS value of the OPD error (see Fig. 8). The mean values of the OPD standard deviation are close to 22 nm for 200 photons/frame and 15.7 nm for 500.

for 200 photons/frame and 15.7 ± 1.0 nm for 500. These results demonstrate the feasibility of stabilizing the instrument's optical path lengths over a significant duration (here 25 min) with only a few hundred photons/frame detected at the output of the THT. Obviously, the co-phasing quality is lower than this one, which was previously obtained in high flux level (i.e. 4 nm, see Bouyeron et al. 2012), but as we see below, it is sufficient for acquiring high-contrast long-exposure images.

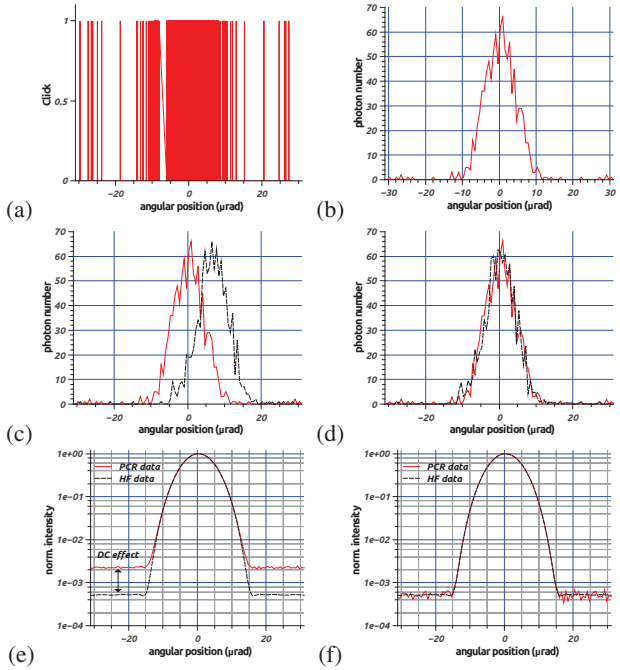

Fig. 10. Data reduction process: **a)** photon-counting regime frame; **b)** binned data; **c)** image before recentring and **d)** image after recentring; **e)** long-exposure images (photon-counting regime data and high-flux data) before dark count debiasing; **f)** long-exposure images after dark count debiasing.

4.2. Long-exposure image acquisition in the photon-counting regime

4.2.1. The different steps of the data reduction

The raw data acquired in the photon-counting regime cannot be used directly to get sharp images of the observed object. Data reduction is mandatory for obtaining high-contrast images. Figure 10 presents the different steps in this data processing. First, the photon frames (Fig. 10a) are converted from quantized data to analogue data by using a binning process. Each frame is converted in an N_p pixel image by adding together the photon-events detected over each sample (Fig. 10b). The object position in the image is a free parameter and can shift during the acquisition of successive frames. Therefore, in a second step, each image is recentred in the middle of the frame (Figs. 10c and 10d).

In a third step, the images are stacked to produce the long-exposure analogue image. Comparing the two long-exposure images simultaneously obtained with low and high flux levels, we observe a background shift between these two images (Fig. 10e). This gap is due to the photon-counting detector dark counts. This contribution is randomly superimposed on the photon frames and results in a homogeneous intensity background over long-exposure images. Finally, once we know the photon-counting detector's dark count rate, this bias can be removed and the two long-exposure images (resulting from the photon-counting regime and high flux level data) match perfectly (Fig. 10f).

One can observe a difference between the theoretical instrument PSF and experimental long-exposure image (see Fig. 11 left). This difference is due to the limited accuracy of the co-phasing process. Some photons are consequently incoherently superimposed on the coherent image (both on the photon-counting regime and high flux level channels). This phenomenon results in homogeneous noise on the whole image and can be removed by subtracting the mean value of this background (see

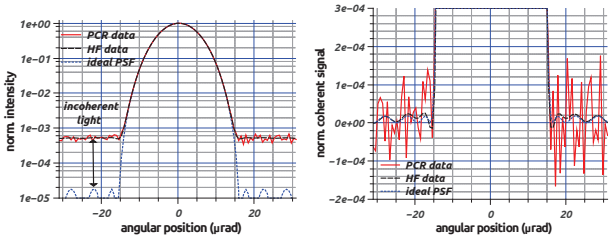

Fig. 11. Substraction of the incoherent light. Due to the limited accuracy of the co-phasing process, a homogeneous background appears on the whole of the long-exposure image. The bias amplitude on a long-exposure image (*left*) is a function of photon-flux level and of number of short-exposure images. Its subtraction leads to an image close to the ideal PSF (*right*).

Fig. 11 right). The origin of this bias is mainly due to the photon noise limiting the co-phasing accuracy and to the limited resolution of the piezoelectric optical path modulator. The intensity bias to be subtracted is a function of the photon-flux level and is a reproducible process that can be evaluated by acquiring a calibration PSF.

Assuming that this background bias is mainly due to the photon count statistics, the noise behaviour on the dark field area can be analysed as follows. During a short-exposure image collecting N_{ph} photons per frame (see Fig. 12), the mean value of the background N_{sb} for each snapshot image can be approximately inferred from the snapshot dynamic range DR_s,

$$N_{sb} \approx \frac{N_{ph}}{DR_s.N_{pp}},$$

where N_{pp} corresponds to the number of pixels of the PSF peak. The full width at half maximum of this peak is about one-sixth of the clean field of view (CLF). Over an N_f-frame integration, we stack $N_{ib} = N_f.N_{sb}$ photon events on each pixel of the dark field. This number approximately corresponds to the background offset 1/DR of the normalized long-exposure image and can be removed. Thus, the residual RMS fluctuation observed in each pixel of the dark field of the normalized long-exposure image is equal to

$$RMS_= \frac{1}{DR.\sqrt{N_{ib}}}.$$

4.2.2. Image acquisition of an unbalanced binary star system

In this section, we report some experimental results obtained with the THT breadboard in the photon-counting regime. The co-phasing algorithm uses the $M_2[-\pi;+\pi]$ metric. Two photon-flux levels have been investigated: 200 and 500 photons/frame. For each one, two long-exposure images have been acquired in the photon-counting regime: the instrument PSF, using a point-like source, and the image of an unbalanced binary system. In this second case, the companion was 1000 (±10%) times weaker than the star. Figure 13 shows the comparison between a calibration PSF and the image of the binary star for the two photon-flux levels. These long-exposure images are obtained by stacking 30 000 short-exposure images for 200 ph/fr and 20 000 for 500 ph/fr. In both cases, the angular position and amplitude ratio between the main star and the companion are well measured (25 μrad and factor 1000). The standard deviations of the intensity fluctuations measured on the PSF dark field are equal to 1.1×10^{-4} 200 ph/fr and 5.4×10^{-5} for 500 ph/fr. If we only consider the effect of the photon noise, the calculated RMS fluctuations are equal to 8.3×10^{-5} for 200 ph/fr and 5.1×10^{-5} for 500 ph/fr. These values are close to the measured intensity fluctuations and prove that the co-phasing process is mainly limited by the photon noise. The corresponding signal-to-noise ratio are 9000 and 18 000. The faint companion is at least ten times brighter than the noise observed experimentally. The signal-to-noise ratio value observed for 500 photons/frame reaches the limitation previously recorded with our co-phasing process using high flux data (Bouyeron et al. 2012). This limitation is

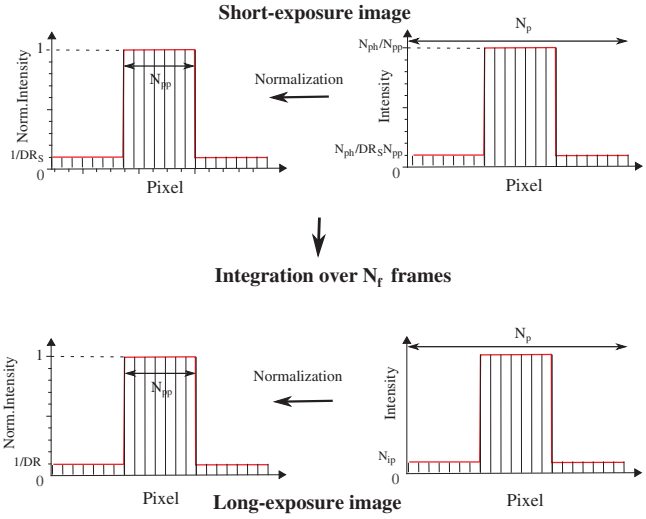

Fig. 12. Definition of the parameters required to estimate the intensity fluctuations in the dark field of the long-exposure image.

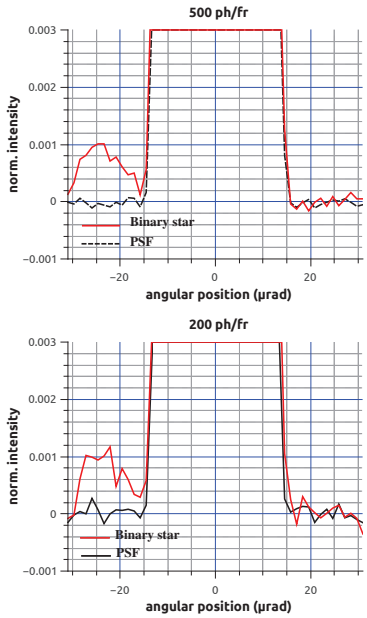

Fig. 13. Experimental images of a single star and a binary star obtained with the THT test bench in the photon-counting regime. Two photon flux are investigated (*top*: 500 and *bottom*: 200 photons/frame). The number of pixels is equal to 50 across the clean field of view. These images are obtained by stacking 30 000 and 20 000 short-exposure images for 200 and 500 ph/fr respectively. The intensity ratio between the two components of the unbalanced binary star is set to 1:1000 and their angular separation is 25 μrad. The dynamic range (DR) of each long-exposure PSF measured before the background bias subtraction are close to 450 and 730 for 200 and 500 ph/fr, respectively.

intrinsic to our test bench and is mainly due to the misalignment of the neutral axis of maintaining polarization fibre at each connection.

These experimental results demonstrate the imaging ability of the THT to properly operate in the photon-counting regime and, when using an appropriate data reduction process, the ability of this instrument to perform as well as in the high-flux regime.

5. Conclusion and discussion

Our previous study experimentally demonstrated the effectiveness of our system to co-phase an aperture synthesis instrument dedicated to direct imaging with a bright source. In this paper, we extend this performance even with the very weak photon-flux level in the range of the astrophysical sources. We optimized the algorithm parameters through numerical investigations (metric/PDR). By applying these parameters to our experimental setup, a stabilization of the OPDs in the range of 20 nm using only 200 photons per frame has been demonstrated experimentally. Using an averaging process over about 20 000 acquisitions and a data reduction method usable in the photon-counting regime, we produced high-contrast images of a (1:1000) unbalanced binary object. This measurement has been achieved with a signal-to-noise ratio equal to 10. This new experimental step demonstrates that the concept of hypertelescope is fully relevant for astrophysical applications.

For illustrative purposes, we extrapolated the results presented here to a large-scale and space-based instrument with the same architecture as our breadboard (linear array of eight telescopes in a redundant configuration). This case is close to our current setup with very low wavefront distortion before the telescope array and no variation in the baselines of the array as a function of time. A ground-based configuration would need to take the additional perturbations of the atmosphere and the geometric evolution of the baselines over the observation into account. We did not focus on the angular resolution specification that can be managed with the telescope-array configuration and the scale of the baselines. Therefore, the assumptions used in our extrapolation were as follows.

- The acquisition time of a single frame (short-exposure image) is set to 0.1 s.
- The operating wavelength is 0.9 μm to directly benefit from both silicon photon-counting detectors and optical fibres. The reference spectral illuminance in I band is 8.3×10^{-13} W cm^{-2} μm^{-1}. The mean energy per photon in this band is 2.2×10^{-19} J.
- Global photometric losses are equal to 22 dB (coupling: 9 dB; polarization: 3 dB, apodization: 4 dB, insertion: 5 dB, detector quantum efficiency: 1 dB).
- With 200 photons per frame, the instrument is able to provide long-exposure images with a 1:10 000 contrast.
- The optical bandwidth is chosen equal to 100 nm. This assumption is made to allow the computation of the instrument theoretical performance. However, it has not been tested yet on our test bench. This will be one of the next steps in our investigations.

This way, we can estimate the limiting magnitude of the instrument when observing an unbalanced binary star. This computation is done for various mirror diameters (20 to 50 cm) to be in agreement with reasonable trade-off for a space mission. Results are shown in Table 1. Here, M_s is the limiting magnitude of the main star, and M_c is the magnitude of its faint companion ($\Delta m = 10$). These results show that, even for relatively small mirror diameters, such an instrument can obtain highly resolved and high-contrast images of stellar systems (Ollivier et al. 2009).

Table 1. Limiting magnitude for an unbalanced binary star observation.

D (cm)	M_s	M_c
20	6.4	16.4
30	7.3	17.3
40	7.9	17.9
50	8.4	18.4

Notes. D is the diameter of the mirrors. M_s is the magnitude of the main star required to have 200 photons per frame. M_c is the limiting magnitude of the companion.

Acknowledgements. This works is supported by Thales Alenia Space and the Centre National d'Études Spatiales (CNES). We are grateful to A. Dexet for his suggestions regarding all the specific mechanical components.

References

Ares-Pena, F. J., Rodriguez-Gonzalez, J. A., Villanueva-Lopez, E., et al. 1999, IEEE Trans. on Antennas and Propagation, 47, 506
Armand, P., Benoist, J., Bousquet, E., et al. 2009, Eur. J. Operational Research, 195, 519
Brady, R. M. 1985, Nature, 317, 804
Bolcar, M. R., & Fienup, J. R. 2005, Proc. SPIE, 5896, 1
Bolcar, M. R., & Fienup, J. R. 2009, A. Opt., 48, A5
Bouyeron, L., Olivier, S., Delage, L., et al. 2010, MNRAS, 408, 1886
Bouyeron, L., Delage, L., Grossard, L., et al. 2012, A&A, 545, A18
Ceus, D., Reynaud, F., Woillez, J., et al. 2012, MNRAS, 427, L95
Lawson R. 1997, Selected Papers on Long Baseline Stellar Interferometry, SPIE Milestone Series (Washington)
Kendrick, R. L., Acton, D. S., & Duncan, A. L. 1994, A. Opt., 33, 6533
Labeyrie, A. 1996, A&ASS, 118, 517
Lardière, O., Martinache, F., & Patru, F. 2007, MNRAS, 375, 977
Louisell, O., Yariv, A., & Siegman, A. E. 1961, Phys. Rev., 124, 1646
Marcano, D., & Durán, F. 2000, IEEE Antennas and Propag. Mag., 42, 12
Ollivier, M., Absil, O., Allard, F., et al. 2009, Exp. Astron., 23, 403
Patru, F., Tarmoul, N., Mourard, D., & Lardière, O. 2009, MNRAS, 395, 2363
Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, A&A, 464, 1
Reynaud, F., & Delage, L. 2007, A& A, 465, 1093
Roussev, R. V., Langrock, C., Kurz, J. R., & Fejer, M. M. 2004, Opt. Lett., 29, 1449
Ten Brummelaar, T. A., McAlister, H. A., Ridgway, S. T., et al. 2005, ApJ, 628, 453
Traub, W. A. 1986, Appl. Opt., 25, 528

Laboratory Demonstration of Spatial-Coherence Analysis of a Blackbody through an Up-Conversion Interferometer

J.-T. Gomes,[1,*] L. Delage,[1] R. Baudoin,[1] L. Grossard,[1] L. Bouyeron,[1] D. Ceus,[1] F. Reynaud,[1] H. Herrmann,[2] and W. Sohler[2]
[1]*Xlim, Département Photonique, Université de Limoges, UMR CNRS 7252, 123 Avenue Albert Thomas, 87060 Limoges CEDEX, France*
[2]*Universität Paderborn, Angewandte Physik, Warburger Strasse 100-33098 Paderborn, Germany*
(Received 27 November 2013; published 11 April 2014)

In the field of high resolution imaging in astronomy, we experimentally demonstrate the spatial-coherence analysis of a blackbody using an up-conversion interferometer in the photon counting regime. The infrared radiation of the blackbody is converted to a visible one in both arms of the interferometer thanks to the sum-frequency generation processes achieved in Ti-diffused periodically poled lithium niobate waveguides. The coherence analysis is performed through a dedicated imaging stage which mimics a classical telescope array analyzing an astrophysical source. The validity of these measurements is confirmed by the comparison with spatial-coherence analysis through a reference interferometer working at infrared wavelengths.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.112.143904 PACS numbers: 42.65.Wi, 95.55.Br, 95.75.Kk

In the framework of high resolution imaging, the use of aperture synthesis devices allows us to get the angular resolution required to extensively study the Universe. This kind of instrument consists of a telescope array which collects the light emitted by an astrophysical object. By mixing the waves collected by each telescope, we obtain an interferometric signal allowing us to measure the Fourier transform of the spatial intensity distribution of the source under study (Zernike–Van Cittert theorem [1]). This way, by changing the telescope basis, it is possible to sample the spectrum of the spatial intensity distribution. These data are either processed to retrieve an image of the object through reconstruction algorithms or directly used for model fitting [2,3].

At the present time, several instruments have been implemented to investigate the visible and near-infrared (NIR) spectral domains using such a method. On some of these devices (FLUOR [4,5] and AMBER [6]), the use of integrated optical components allows us to achieve very accurate and reliable measurements on astrophysical targets (Fig. 1). For example, using optical fibers to spatially filter the optical beams incoming from the telescopes allows us to trade off phase fluctuations due to atmospheric turbulence against intensity fluctuations that can be more easily monitored and corrected at the interferometer output.

In order to obtain detailed information on astronomical sources with a blackbody behavior (for example, exoplanets or astrophysical objects at the beginning or at the end of their lives), high resolution imaging is currently extending its capability towards the detection of optical waves in the midinfrared (MIR) and the far-infrared (FIR) spectral domains. However, these spectral domains are more challenging to investigate, as the required components (fibers, integrated optical components, and detectors) are either not available or have low performances. In order to overcome these limitations, a lot of technological developments are currently conducted to design optical components matching with the MIR and FIR spectral domain requirements [7–10].

In an alternative way, our research team investigates an original approach to this challenge. Instead of trying to develop a new instrumental chain to propagate, mix, filter and, more generally, process MIR or FIR light, we propose to shift a part of the long wavelength spectrum of the astronomical source to the visible while preserving its coherence properties using a sum-frequency generation (SFG) process. This nonlinear effect is intensively investigated in the fields of quantum communication [11–13], spectroscopy [14], and direct imaging [15–17]. It is known to be intrinsically noiseless [18] and can be used to up-convert a part of the spectrum of very faint sources.

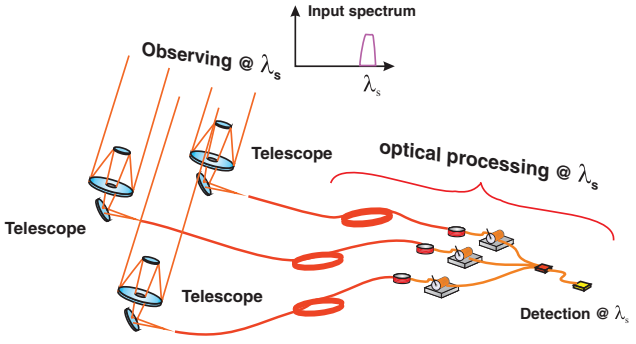

FIG. 1 (color online). Global scheme of a telescope array using fibered components to analyze the spatial coherence of an astronomical source at visible and infrared wavelengths.

 © 2014 American Physical Society

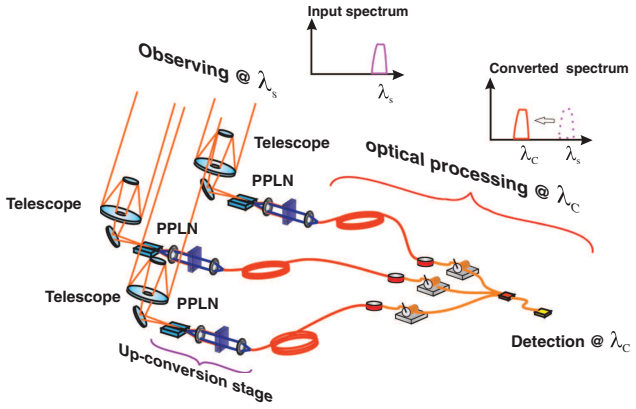

FIG. 2 (color online). Global scheme of the up-conversion interferometer dedicated to spatial-coherence analysis of an astronomical source (PPLN: periodically poled lithium niobate).

For ten years, we investigated the potential of the SFG process in the framework of spatial-coherence analysis for high resolution imaging. For this purpose, we have designed an interferometer with a stage of up-conversion from infrared to visible in each arm (Fig. 2). This way, after the light is collected by each telescope, the optical waves are shifted to a spectral domain where a very efficient optical chain can be used (optical fibers, couplers, detectors, etc.).

In the long term, this up-conversion interferometer will present two major advantages compared to the current or future classical aperture synthesis instruments dedicated to the analysis of MIR or FIR light. First, the possibility to use optical fibers after each SFG process allows us to achieve long-distance transport of the interferometric beams, which is not possible over hundreds of meters with current bulk optical components operating in the MIR and FIR spectral domains. This property would be of great use, for example, in the framework of a protoplanetary disk study, which needs both high resolution and good sensitivity at FIR wavelengths [19]. Second, as the SFG process is limited to a narrow spectral bandwidth (in the range of hundreds of picometers), such an instrument will benefit from a high spectral resolution, which is not available with a classical instrument without a strong limitation of its sensitivity. This feature would be relevant for spectroscopic studies like water ice and organics detection at MIR wavelengths [20].

In order to achieve proof-of-principle experiments with such an instrument, we have developed and characterized a laboratory up-conversion interferometer involving nonlinear integrated optical periodically poled lithium niobate (PPLN) components to convert 1.55 μm radiations to 630 nm in the visible domain. Working in the NIR spectral domain for these preliminary studies allows us to compare the results provided by the up-conversion interferometer with reference measurements achieved with reliable, calibrated NIR instruments using guided optics (for example, the MAFL [21]).

With this setup, we have previously analyzed NIR laser sources and demonstrated the preservation of the observables to be acquired (contrast and phase closure measurements) [22,23]. Moreover, we have recently successfully up-converted the starlight collected by a single small 8 in telescope and proceeded it through one single arm of the up-conversion interferometer [24] validating the sensitivity of this instrument for future on-sky proof-of-principle demonstration.

As a direct continuation of these previous demonstrations, we report in this Letter on the laboratory demonstration of the spatial-coherence analysis of a blackbody using an up-conversion interferometer. The aim of this work is to experimentally demonstrate that the SFG process can be applied to the detection of incoherent light sources with far less than one photon per spatiotemporal mode, while preserving its coherence properties. Since such a source emits light over a large spectral bandwidth, coherence analysis is only possible if the mutual coherence of the two converted optical fields is preserved through the instrument. This condition requires us to achieve very similar nonlinear processes on each arm of the up-conversion interferometer. To validate the results obtained through this experimental setup, they are compared to measurements achieved with a reference fibered interferometer working at infrared wavelengths.

We use a halogen bulb lamp as the blackbody source. Its spectrum is limited over a 10 nm bandwidth by an interference filter centered at 1550 nm. It is then coupled to a 50 μm core diameter multimode fiber. The output of this fiber acts as the thermal object that we want to spatially analyze. It provides a power $P_s \approx 60$ nW shared out over 100 spatial modes. To analyze the spatial coherence of such an object, we have implemented an experimental setup divided in two parts: the imaging stage and the interferometer.

The imaging stage mimics the telescope array analyzing the astrophysical source [Fig. 3(a)]. First, a polarizer selects the linear vertical polarization of the light under analysis. Then a lens associated with a beam splitter forms two images of the multimode fiber output plane, which are then spatially sampled thanks to two single mode fibers [Fig. 3(b)]. The relative position of these single mode fiber inputs is controlled by fine positioning modules. The translation of the fiber tips along the x axis allows us to scan the spatial mutual coherence function of the thermal object and acts as a change of the telescope basis (relative position of two telescopes) in the genuine configuration. The overall transmission of the imaging stage is in the range of 5×10^{-4} from the multimode fiber output to the output of one single mode fiber which samples the light under analysis. In this case, the large bandwidth of the source and the very low number of photons per spatiotemporal mode increase significantly the difficulty to retrieve the mutual coherence of the optical fields.

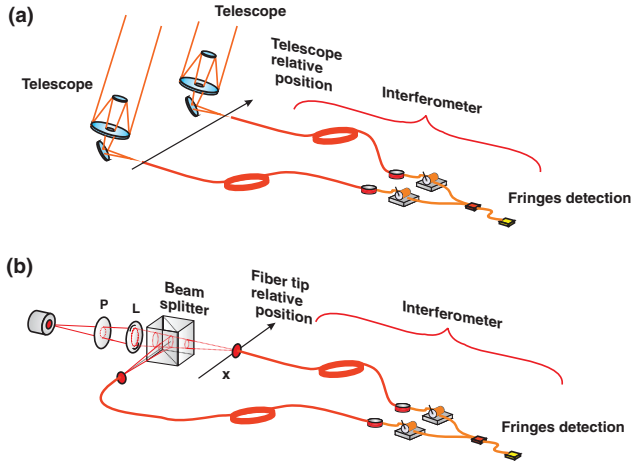

FIG. 3 (color online). (a) Classical spatial-coherence analysis through a telescope array. (b) Spatial-coherence analysis through the dedicated test bench used for the laboratory experiment on a blackbody source [P (polarizer), L (lens)].

Using this configuration, it is possible to test the actual effect of the SFG stage implemented in each arm of our up-conversion interferometer on the mutual coherence analysis of the thermal object. In our experiment, this function results from the modal distribution at the output plane of the multimode fiber. This spatial distribution is extremely difficult to model as being sensitive to all the source assembly. This way, we performed two different measurements: the first one by using a reference infrared interferometer and the second one by using the up-conversion interferometer. The two instruments are successively connected to the imaging stage output.

The reference IR interferometer is shown in Fig. 4. This instrument uses polarization maintaining single mode fibers at 1550 nm. In one interferometric arm, we have inserted a 12 cm stroke fibered delay line [25] to manage the optical path difference (OPD). To display the fringe pattern as a function of time, we temporally modulate this

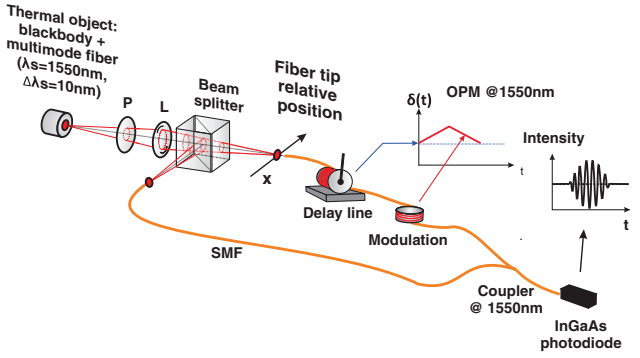

FIG. 4 (color online). Global scheme of the reference IR interferometer [P (polarizer), OPM (optical path modulation), L (lens), SMF (single mode fiber)].

OPD over a ± 5 μm span by means of an optical fiber modulator [26]. The interferometric mixing is achieved through a 2×2 fibered coupler at the interferometer output. The overall transmission of the reference IR interferometer is equal to 0.35 from the single mode fiber input of the instrument to the output of the coupler. This allows us to acquire the fringe patterns in classical analog operation mode using an InGaAs photodiode. The related contrast measurements obtained with this instrument are recorded and used as a reference.

The up-conversion interferometer is shown in Fig. 5. In both arms of this instrument, the blackbody infrared radiation collected at the imaging stage outputs is up-converted to visible wavelengths thanks to SFG processes. These quasiphase matched processes are achieved in both interferometric arms using 40 mm long specially designed Ti:PPLN waveguides. The quasiphase matched conditions are determined by the PPLN periodicity ($\Lambda = 10.85$ μm) and temperature. Here, we use PPLN waveguides at a temperature equal to 90 °C, allowing us to convert a 1550 nm radiation to 630 nm, thanks to the energy supplied by a laser pump source around 1064 nm. The conversion efficiency spectral bandwidth of these PPLN crystals is equal to 0.3 nm. As the up-conversion interferometer and the reference one work on different spectral bandwidths (0.3 versus 10 nm, respectively), we took care to set the mean OPD value very close to zero in order to become insensitive to this spectral bandwidth difference. Note that in this last configuration, the narrow spectral bandwidth related to these SFG processes allows us to reach a high spectral resolution at the cost of a decrease of the global power conversion efficiency. In addition, the SFG process leads to a converted signal with a higher coherence length than the incoming infrared signal. This reduces significantly the constraint on the optical path equalization in the interferometer and makes it easier to improve the sensitivity of the instrument by time integration of the signal power spectral density. This configuration is well suited to the detection of very faint infrared astronomical sources [24].

On this instrument, fibered wavelength division multiplexers are used in both interferometric arms to mix the infrared radiation under analysis with the light emitted at $\lambda_p = 1064.5$ nm by the Nd:YAG laser pump source ($P_p = 20$ mW at each SFG process input). These waves are then injected into the PPLN waveguides to perform the up-conversion processes. In order to preserve the mutual coherence of the two optical fields propagating in the fibered arms, the two nonlinear processes have to be identical. Hence, a fine-tuning of the conversion efficiency curves associated to each SFG process is necessary. This functionality is achieved here through the crystal temperature control with a dedicated homemade servo system allowing a 0.01 °C accuracy. The converted signal in each arm is spectrally filtered with a dispersive prism and an interference filter centered at 630 nm ($\Delta\lambda = 40$ nm) for

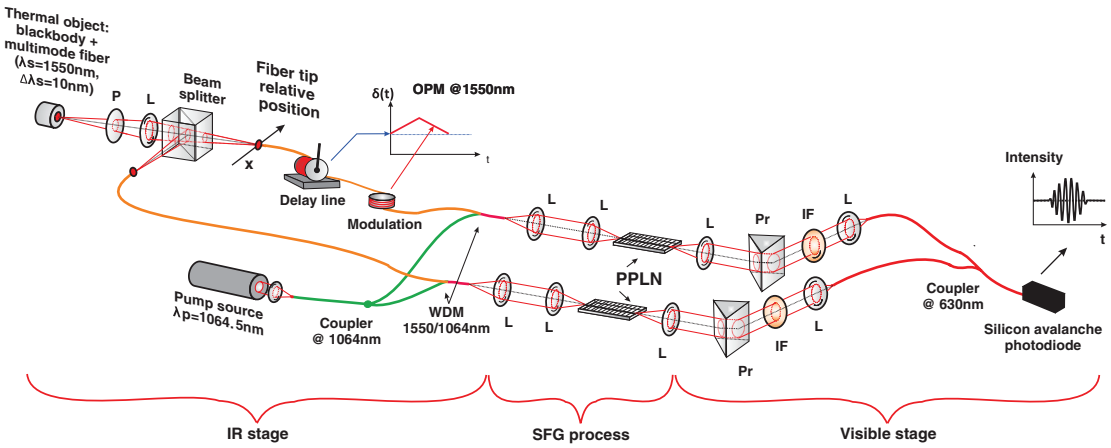

FIG. 5 (color online). Global scheme of the up-conversion interferometer [OPM (optical path modulation), *L* (lens), WDM (wavelength division multiplexer), IF (interference filter), Pr (prism), *P* (polarizer)].

rejecting any residual infrared or parasite signal as the potential pump second harmonic radiation generated by a nonphase matched process in the waveguides. These up-converted beams are also spatially filtered through single mode fibers at 630 nm, and the interferometric mixing is obtained through a 2×2 single mode polarization maintaining fibered coupler.

The overall transmission of the up-conversion interferometer is in the range of 5×10^{-3} from the infrared fiber input of the instrument to its output in front of the detector. However, this value can be strongly improved for future experiments thanks to the use of fibered PPLN waveguides [27]. From this result and the coherence bench transmission, the mean flux on the detector is only hundreds of photons per second. To achieve the detection of fringe patterns at this power level, we used a silicon avalanche photodiode (Si-APD) working in the photon counting regime with a 70% detection efficiency and a dark count rate of 65 counts/s.

Before using the interferometer, we have conducted preliminary measurements to characterize additional noises that could be generated through the SFG processes on the instrument. The main contribution is due to the laser pump source supplying each nonlinear process [28,29] and could lead to a strong limitation of the signal-to-noise ratio (SNR). This way, we performed two different measurements of the noise at the interferometer output when the pump was off and on. In both cases, the noise count rate was equal to the dark count of the detector. This result infers that in this experimental configuration, the SFG processes do not generate any significant noise which could harm the SNR of the instrument. The detector dark count is the only noise source to take into account.

Using the reference and the up-conversion interferometers, we performed the spatial-coherence analysis of the thermal object. The results of this experimental study are shown in Fig. 6. The fringe contrast evolution is measured as a function of the fiber tip position x for the two experimental configurations (reference and up-conversion interferometer). Each contrast and related standard deviation reported here has been computed through the acquisition of 500 frames of 100 ms duration each. Each measurement is corrected from the photometric imbalance between the two interferometric arms of the instrument.

We measured a maximum contrast equal to 89.1% with the reference interferometer and to 89.3% with the up-conversion one. For these two measurements, the maximum contrast degradation against its theoretical value (100%) is due to differential defects on the imaging stage. The relative difference between the two curves fitting the experimental data is lower than 3% at half maximum. The very good agreement between these measurements clearly demonstrates that the spatial coherence of a blackbody source with far less than one photon per spatiotemporal

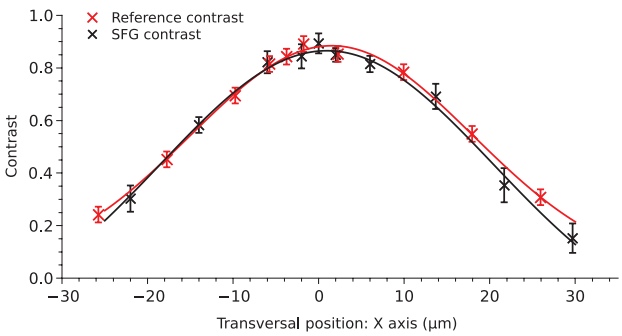

FIG. 6 (color online). Fringe contrast evolution versus the fiber tip relative position x for the two experimental configurations [red crosses (reference IR interferometer measurements), black crosses (up-conversion interferometer measurements)]. The red curve is the numerical fit of the reference contrast measurements. The black curve is the numerical fit of the SFG contrast measurements.

mode can be investigated using an up-conversion interferometer.

In conclusion, we have carried out an experimental study on the application of an up-conversion process to high resolution imaging in astronomy. By comparing our experimental results with a reference one obtained with the reference IR interferometer, we have clearly demonstrated the possibility to achieve the spatial-coherence analysis of a blackbody through SFG processes implemented on each arm of the interferometer.

After this laboratory demonstration, the next step will consist of an on-sky proof-of-principle experiment using an up-conversion interferometer coupled with a telescope array to achieve a spatial-coherence analysis on a real astrophysical object. We are planning to test the up-conversion interferometer on the CHARA telescope array in the coming years. This study will then be carried out with astrophysical light around 1550 nm to benefit from the available technology in the telecom window before being extended to longer wavelengths in the MIR and FIR spectral domains.

This work has been financially supported by the Centre National d'Études Spatiales (CNES) and by the Institut National des Sciences de l'Univers (INSU). Our thanks go to A. Dexet for the development and his advices for all the specific mechanical components.

*jean-thomas.gomes@unilim.fr

[1] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, (Pergamon, London, 1964), p. 508.
[2] S. Kraus *et al.*, Astron. J. **130**, 246 (2005).
[3] H.-K. Hofmann, T. Driebe, M. Heininger, D. Schertl, and G. Weigelt, Astron. Astrophys. **444**, 983 (2005).
[4] V. Coudé du Foresto, G. Perrin, J.-M. Mariotti, M. Lacasse, and W. Traub, in *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, edited by P. Kern, and F. Malbet (Bastia-nelli-Guirimand, Grenoble, France, 1997), p. 115–125.
[5] V. Coudé du Foresto, P. J. Borde, A. Merand, C. Baudouin, A. Remond, G. Perrin, S. T. Ridgway, T. A. Ten Brummelaar, and H. A. McAlister, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. **4838**, 280 (2003).
[6] R. G. Petrov *et al.*, Astron. Astrophys. **464**, 1 (2007).
[7] L. Labadie, P. Kern, P. Labeye, E. LeCoarer, C. Vigreux-Bercovici, A. Pradel, J.-E. Broquin, and V. Kirschner, Adv. Space Res. **41**, 1975 (2008).
[8] R. Grille, G. Martin, L. Labadie, B. Arezki, P. Kern, T. Lewi, A. Tsun, and A. Katzir, Opt. Express **17**, 12516 (2009).
[9] L. Labadie, G. Martin, N. C. Anheier, B. Arezki, H. A. Qiao, B. Bernacki, and P. Kern, Astron. Astrophys. **531**, A48 (2011).
[10] N. Tromp, F Rigal, E. Elswijk, G. Kroes, Y. Bresson, and R. Navarro, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. **7734**, 77341S (2010).
[11] M. A. Albota, and F. N. C. Wong, Opt. Lett. **29**, 1449 (2004).
[12] R. V. Roussev, C. Langrock, J. R. Kurz, and M. M. Fejer, Opt. Lett. **29**, 1518 (2004).
[13] L. Ma, M. T. Rakher, M. J. Stevens, O. Slattery, K. Srinivasan, and X. Tang, Opt. Express **19**, 10501 (2011).
[14] L. Ma, O. Slattery, and X. Tang, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng. **7680**, 76800P-10 (2010).
[15] J. S. Dam, C. Pedersen, and P. Tidemand-Lichtenberg, Opt. Lett. **35**, 3796 (2010).
[16] S. Baldelli, Nat. Photonics **5**, 75 (2011).
[17] J. S. Dam, P. Tidemand-Lichtenberg, and C. Pedersen, Laser Focus World **49**, 82 (2013).
[18] W. H. Louisell, A. Yariv, and A. E. Siegman, Phys. Rev. **124**, 1646 (1961).
[19] C. Gräfe, and S. Wolf, Astron. Astrophys. **552**, A88 (2013).
[20] H. Campins, K. Hargrove, N. Pinilla-Alonso, E. Howell, M. Kelley, J. Licandro, T. Mothé-Diniz, Y. Fernàndez, and J. Ziffer, Nature (London) **464**, 1320 (2010).
[21] S. Olivier *et al.*, Appl. Opt. **46**, 834 (2007).
[22] S. Brustlein, L. Del Rio, A. Tonello, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann, and W. Sohler, Phys. Rev. Lett. **100**, 153903 (2008).
[23] D. Ceus, A. Tonello, L. Grossard, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann, and W. Sohler, Opt. Express **19**, 8616 (2011).
[24] D. Ceus *et al.*, Mon. Not. R. Astron. Soc. Lett. **427**, L95 (2012).
[25] L. M. Simohamed, L. Delage, and F. Reynaud, Pure Appl. Opt. **5**, 1005 (1996).
[26] L. Delage, F. Reynaud, and A. Lannes, Appl. Opt. **39**, 6406 (2000).
[27] G.-L. Shentu, J.-S. Pelc, X.-D. Wang, Q.-C. Sun, M.-Y. Zheng, M. M. Fejer, Q. Zhang, and J. W. Pan, Opt. Express **21**, 13986 (2013).
[28] H. Kamada, M. Asobe, T. Honjo, H. Takesue, Y. Tokura, Y. Nishida, O. Tadanaga, and H. Miyazawa, Opt. Lett. **33**, 639 (2008).
[29] J. S. Pelc, L. Ma, C. R. Phillips, Q. Zhang, C. Langrock, O. Slattery, X. Tang, and M. M. Fejer, Opt. Express **19**, 21445 (2011).

Monthly Notices of the ROYAL ASTRONOMICAL SOCIETY LETTERS

Mon. Not. R. Astron. Soc. **427,** L95–L98 (2012) doi:10.1111/j.1745-3933.2012.01352.x

Application of frequency conversion of starlight to high-resolution imaging interferometry. On-sky sensitivity test of a single arm of the interferometer

D. Ceus,[1,2] F. Reynaud,[1⋆] J. Woillez,[3] O. Lai,[2] L. Delage,[1] L. Grossard,[1] R. Baudoin,[1,4] J.-T. Gomes,[1] L. Bouyeron,[1] H. Herrmann[5] and W. Sohler[5]

[1]*Xlim Photonique Department, UMR CNRS 7252, 123 av. Albert Thomas, 87000 Limoges, France*
[2]*Canada France Hawaii Telescope Corporation, HI 96743, USA*
[3]*W. M. Keck Observatory, HI 96743, USA*
[4]*LEUKOS SAS, France*
[5]*Universität Paderborn, Angewandte Physik, Warburger Strasse 100, 33098 Paderborn, Germany*

Accepted 2012 September 13. Received 2012 September 11; in original form 2012 July 6

ABSTRACT

We investigate the sensitivity of frequency conversion of starlight using a non-linear optical sum frequency process. This study is being carried out in the context of future applications of optical interferometry dedicated to high-resolution imaging. We have implemented a complete experimental chain from telescope to detector. The starlight frequency is shifted from the infrared to the visible using an optically non-linear crystal. To fulfil the requirements of interferometry, our experimental setup uses spatially single-mode and polarization maintaining components. Due to the small size of the collecting aperture (8 inches Celestron C8) with a 3 nm spectral bandwidth, on-sky tests were performed on bright stars in the *H* band. The detection was achieved in a true photon counting operation, using synchronous detection. Betelgeuse (HMag $= -3.9$), Antares (HMag $= -3.6$) and Pollux (HMag $= -1$) were successfully converted and detected in visible light. Despite the low transmission of our experiment, our results prove that the efficiency of frequency conversion offers sufficient sensitivity for future interferometric applications.

Key words: instrumentation: miscellaneous – instrumentation: photometers – methods: observational – techniques: interferometric.

1 INTRODUCTION

Our knowledge of astronomical sources is mainly brought to us by the electromagnetic waves emitted from the X-rays to the radio waves. To investigate such an ultrawide wavelength domain, a large variety of instruments have been designed and implemented. Even in the limited optical domain spectrum, the usual way to propose an instrumental concept is to develop an experimental chain (including the collecting antenna, wave propagation, optical processing and detection) specifically dedicated to the narrow spectral window to be investigated. It can be very stringent to design and manufacture the related optical components with convenient optical characteristics. Conversely, we propose to use an instrumental chain working in a technologically mature wavelength domain and to shift the astronomical spectrum into this spectral domain. There are several advantages to using such a frequency conversion, especially from far-mid-infrared to near-infrared or visible wavelengths: the possibility of using spatially single-mode and polarization maintaining components which are easy to handle and have low optical losses (optical fibres and integrated optical combiners), the availability of efficient detectors (high quantum efficiency, low noise, room temperature operation) and not to be compelled to use complex cooling systems over the entire instrument (assuming the frequency conversion takes place right after the telescope focus).

Previous results (Gurski 1973) have reported astronomical image conversions during the 1970s to 1980s. If this concept appeared to be very attractive to astronomers, the frequency conversion process was limited by a poor conversion efficiency and an unknown noise was observed (Boyd 1977). Recent studies and technological developments have significantly enhanced the quality and the efficiency of the related non-linear components (Kamada et al. 2008; Thew, Zbinden & Gisin 2008). Thanks to these improvements, we intend to develop a new kind of interferometer using the non-linear techniques associated with a telescope array such as, for example, the VLTI or CHARA. In this coherence

⋆E-mail: francois.reynaud@xlim.fr

© 2012 The Authors
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society © 2012 RAS

analysis context, reliable observables are achievable only if the optical propagation of light is coherently managed in the interferometer (spatially single-mode and polarization maintaining propagation, etc.) (Froehly 1981; Coudé du Foresto 1997; Delage & Reynaud 2000). We have recently demonstrated, in laboratory experiments, the conservation of the spatial complex coherence of an artificial star, after frequency conversion in both arms of a fibre-linked interferometer (Brustlein et al. 2008; Ceus et al. 2011). The aim of the study reported in this Letter is to prove that astronomical light can be converted and detected with a proper sensitivity despite the tremendous dynamic range between the power of the signal to be detected and the pump laser used for the non-linear frequency conversion. Moreover, our demonstrator has to satisfy the single-mode and polarization maintaining requirements necessary for future applications to high angular resolution imaging interferometry. We have implemented a complete detection chain (from the collecting aperture to the detector) using single-mode and polarization maintaining components for the propagation of the infrared and the converted lights. The experiment has been conducted with an astronomical spectrum in the *H* band in order to take advantage of the mature technology developed around 1.5 μm for optical telecommunications.

Section 2 describes the non-linear process used to shift the astronomical spectrum. Section 3 describes our demonstrator and the related data processing. Then, the results are reported followed by a discussion and a conclusion.

2 BACKGROUND ON THE NON-LINEAR EFFECT

The following part is a brief description of the non-linear effect used in this study. More details about non-linear optics can be found in Boyd (2008). The non-linear process involved in our study is sum frequency generation (SFG) resulting from the non-linear mixing between three optical waves:

(i) the astronomical light at the wavelength λ_{AL}
(ii) the pump source at λ_p
(iii) the converted signal at λ_c

The conservation of energy over this process leads to the following equation:

$$\frac{1}{\lambda_{AL}} + \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_c}. \quad (1)$$

In addition, the non-linear conversion efficiency is maximal when the three waves satisfy the phase matching condition. This phase condition can be expressed as a function of the wavevector of each beam and strongly depends on the optical properties of the non-linear crystal. In our study, we used a periodically poled lithium niobate (PPLN) crystal, allowing a coaxial propagation of the three interacting waves. In this case, we talk about the quasi-phase matching condition, given by

$$k_{AL} + k_p - k_c + k_m = 0\,, \quad (2)$$

where $k_i = 2\pi n_i/\lambda_i$ (i = AL, p, c) is the wavenumber of the astronomical light, the pump source and the converted signal, respectively, and n_i is the corresponding refractive index. $k_m = 2\pi m/\Lambda$ is the magnitude of the grating vector associated with the mth Fourier component of the spatial variation of the non-linear coefficient, and Λ is the period of the ferroelectric inversion of the PPLN.

The best conversion efficiency is obtained through use of the first-order ($m = 1$) interaction. The quasi-phase matching condition then writes

$$\frac{2\pi n_{AL}}{\lambda_{AL}} + \frac{2\pi n_p}{\lambda_p} - \frac{2\pi n_c}{\lambda_c} + \frac{2\pi}{\Lambda} = 0. \quad (3)$$

The non-linear conversion efficiency is strongly enhanced when the fields are confined into a single-mode waveguide etched on the surface of the PPLN, thus increasing the overlap integral of the beams. The waveguide is realized by diffusion of titanium.

There are two ways to select the astronomical wavelength to be converted. We can either change the wavelength of the pump source at a given temperature of the non-linear crystal, or change the temperature of the crystal at a given pump source wavelength. In our study, we used a 4-cm-long PPLN operating at 90°C. The waveguide was 6 μm wide and the period of the ferroelectric inversion was equal to $\Lambda = 10.85$ μm. With these parameters, we have numerically computed the variation of the astronomical wavelength to be converted as a function of the pump wavelength using equation (3) (see Fig. 1). The refractive indices have been computed using the temperature-dependant Sellmeier equation (Jundt 1997). This way, a 1.7-nm-wide pump spectral band centred at 1064 nm can convert a 3 nm astronomical spectral window centred at 1544 nm.

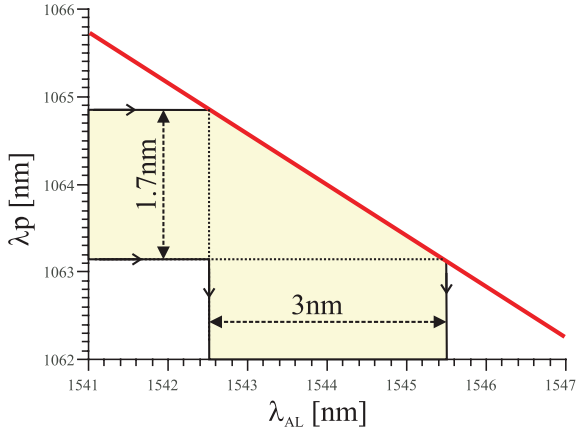

Figure 1. Spectral selectivity of the SFG process: the red curve gives the wavelength of the pump wave leading to the maximum conversion efficiency versus the astronomical wavelength to be converted according to equation (3). Using a 1.7 nm bandwidth pump laser, it is possible to convert a 3 nm spectral window in the *H* band. The wavelength of the converted signal λ_c is not represented here, but can be easily deduced from equation (1).

3 EXPERIMENTAL SETUP

Our experimental setup corresponds to one arm of a future upconversion interferometer operating in the *H* band (see Fig. 2) that would include a frequency conversion stage in each arm. The astronomical light input spectrum is centred at $\lambda_{AL} = 1544$ nm. The pump laser spectrum is 1.7 nm wide and is centred at $\lambda_p = 1064$ nm. According to equation (1), the converted spectrum is then centred at $\lambda_c = 630$ nm. The astronomical light is collected by a modified amateur C8 (8 inches aperture) telescope borrowed from the OHANA-Iki project (Baril et al. 2010). The C8 telescope is used to feed a single-mode fibre. A tip-tilt mirror, placed between the optical fibre and the collecting aperture, and a camera (used to send the position offsets to the tip-tilt mirror) allow us to stabilize the focused beam on the fibre input. Thanks to the good atmospheric conditions at the Mauna Kea summit (seeing better than 0.5 arcsec during the observation nights), the tip-tilt correction is efficient enough to launch the astronomical light into a single-mode fibre.

© 2012 The Authors, MNRAS **427,** L95–L98
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society © 2012 RAS

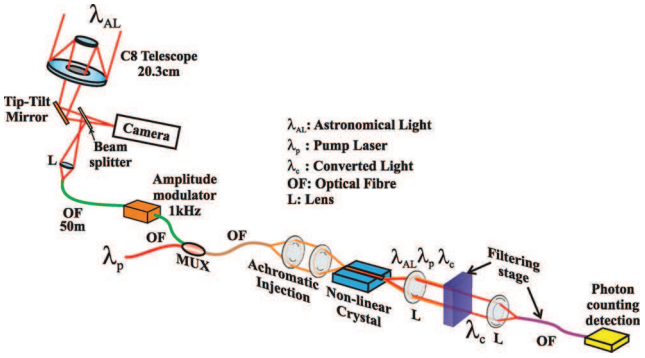

Figure 2. Astronomical light ($\lambda_{AL} = 1544$ nm) collected by the C8 telescope feeds a 50-m-long single-mode optical fibre over the *H* band. The starlight is amplitude-modulated through a lithium niobate modulator and is mixed with a pump laser (300 mW fibred pigtail laser photodiode at $\lambda_p = 1064 \pm 0.85$ nm) by means of a multiplexer. The output of the multiplexer feeds an achromatic injection device for optimized coupling to the waveguide of a non-linear PPLN crystal. At the output of the PPLN waveguide, the converted light is collimated and spectrally filtered with a prism and a narrow bandwidth filter centred on the converted wavelength. A long single-mode optical fibre at 630 nm completes the pump laser rejection and guides the converted light to a Si-APD photon counting detector.

The astronomical light is tagged through an amplitude modulation at 1 kHz, and is then synchronously detected to enhance the signal-to-noise ratio (S/N). The astronomical beam is mixed with the pump laser (300 mW) by a fibred multiplexer. The fibre output of the multiplexer is connected to a free space achromatic injection device (using off-axis parabolas and mirrors) that couples the light into the PPLN waveguide. The non-linear crystal is placed in a 90°C temperature stabilized oven used to reach the quasi-phase matching conditions for the (λ_{AL}, λ_p) wavelengths. At the output of the PPLN waveguide, a set of spatial and spectral filtering stages are used to remove the residual pump light that could disturb the photon counting detection of the converted light. In our study, the optical power ratio between the converted and the pump beams is equal to 10^{-15}. Finally, the converted light is sent to a silicon avalanche photodiode (Si-APD) detector. A photon counting event can arise from three kinds of phenomena: the converted photons due to the SFG process, the detection of the pump source or related noise and the dark counts of the avalanche photodiode. The latter is the intrinsic noise of the Si-APD photon counting detector with no light on (in our study, the dark count rate is equal to 90 counts s^{-1}).

The signal processing is based on the detection of the astronomical light modulation at 1 kHz through an averaging of the spectrum.

4 RESULTS

Fig. 3 plots the curves related to Betelgeuse (MMag − 3.9 in the *H* band with a spectral flux density of 4.7×10^{-13} W cm^{-2} μm^{-1}). For each curve we averaged the Fourier transform of the photon counting signal, then took its modulus. For Betelgeuse, we used 500 acquisition frames, with 0.1 s duration per frame. The red curve is an acquisition with simultaneously the Betelgeuse light and the pump laser. The converted signal clearly reveals the expected modulation peak at 1 kHz. The black and blue curves show acquisitions without the pump light and without the Betelgeuse light, respectively. For these two configurations, the absence of the modulation peak at 1 kHz proves that the red peak at 1 kHz is due to the frequency conversion of light and not from a spurious modulation. The S/N over 50 s (i.e. 500 frames) is equal to 17 when Betelgeuse is converted from the infrared to the visible wavelength. The S/N calculus is equal to the signal mean value over the noise mean value. Fig. 4 presents the results for two other stars: Antares (MMag = −3.6 in the *H* band, averaged over 400 frames) and Pollux (MMag = −1 in the *H* band, averaged over 6000 frames). For both of them, the star and the pump sources fed the frequency conversion bench. The 1 kHz peak is due to the frequency conversion process with a S/N equal to 19 (over 400 frames) for Antares and 3.1 (over 6000 frames) for Pollux. Notice that the S/N for Antares is higher than the Betelgeuse S/N. This could be explained by a better coupling efficiency between the C8 telescope and the single-mode optical fibre during the 40 s of average time (the seeing conditions may have changed since the measurements were made during two different nights).

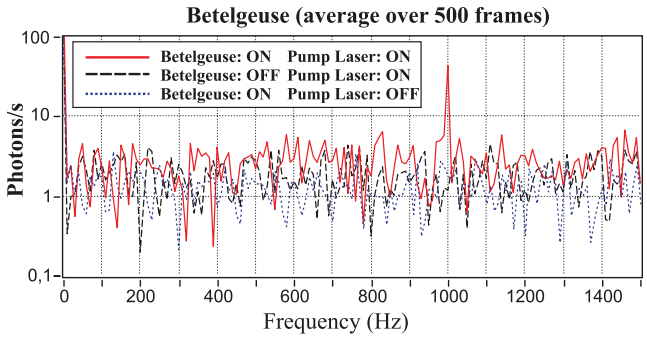

Figure 3. Frequency conversion of Betelgeuse (MMag = −3.9 in the *H* band). Red solid line: Betelgeuse and the pump source on. Black dashed line: Betelgeuse off and the pump source on. Blue dotted line: Betelgeuse on and the pump source off.

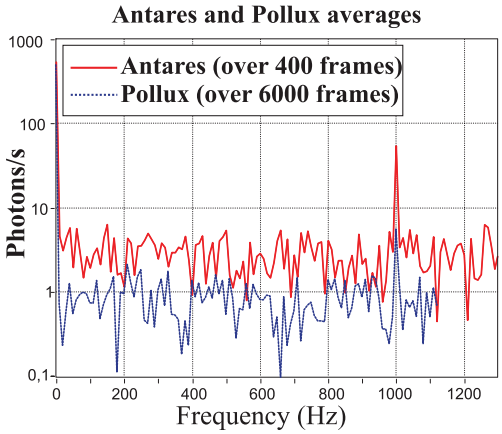

Figure 4. Frequency conversion for Antares (MMag = −3.6 in the *H* band, red solid line) and Pollux (MMag = −1 in the *H* band, blue dotted line). In both cases, the pump source and the astronomical light feed the frequency conversion bench.

Fig. 5 plots the evolution of the S/N versus the averaging time for the three converted stars. In a few seconds for Antares and Betelgeuse, the S/N is better than 2 and the evolution as a function of time follows the theoretical root mean square curve. Due to the higher magnitude of Pollux and probably the injection instabilities of the C8 telescope, the S/N for Pollux rises over the averaging time with a more disturbed evolution.

5 DISCUSSION

To complete our experimental study, we evaluated the transmission coefficients of the different stages (see Fig. 6) and made the

© 2012 The Authors, MNRAS **427,** L95–L98
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society © 2012 RAS

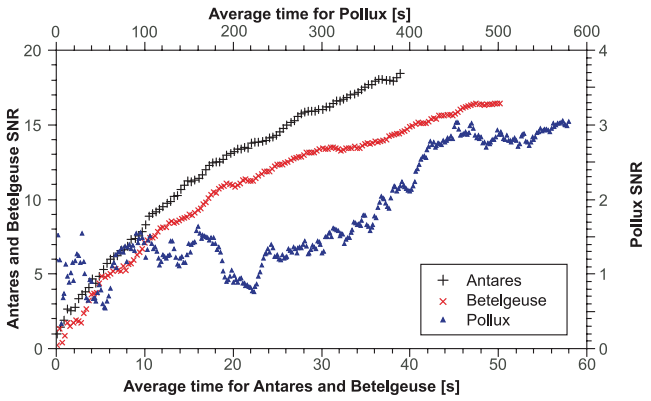

Figure 5. S/N plots for Antares, Betelgeuse and Pollux over the averaging time.

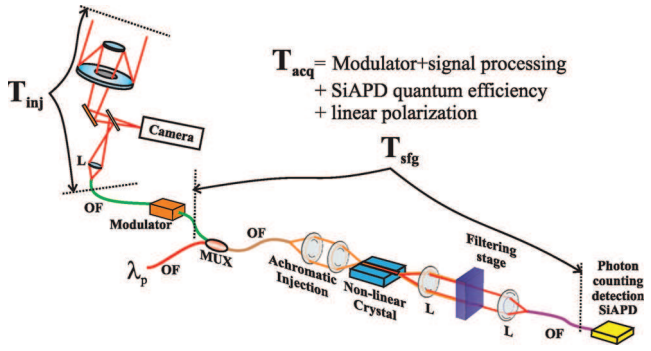

Figure 6. Parameters used to evaluate the global throughput.

energy budget of the entire instrumental chain. The instrument consists of three main optical functionalities: the telescope/single-mode waveguide coupling, the frequency conversion and the signal processing and detection. A measurement of H band flux launched in the fibre by using the CAID NICMOS camera (Baril et al. 2010) allows us to measure the throughput $T_{\rm inj}$ between the telescope and the input of the intensity modulator. Moreover, to determine the global transmission $T_{\rm sfg}$ between the input of the fibred multiplexer and the photon counting detector, we used a laser source at 1540 nm as a reference infrared signal to convert. Note that $T_{\rm sfg}$ takes the multiplexer losses, the PPLN coupling losses, the non-linear efficiency, the spectral filtering (prism and interference filter), and the spatial filtering (monomode fibre @ 630 nm) into account. Finally, $T_{\rm acq}$ gathers several parameters: the 0.5 coefficient of the Fourier transform, the Si-APD quantum efficiency (0.8), the optical loss (0.5), the duty cycle (0.5) of the amplitude modulator and the 0.5 coefficient of polarization filtering. Table 1 gives the different throughput coefficients of our experimental setup.

Table 1. Throughputs of our experimental setup.

Parameter	Value
$T_{\rm inj}$	0.0035
$T_{\rm sfg}$	0.01
$T_{\rm acq}$	0.05
Total	1.75×10^{-6}

We can notice that the major limitation of our experimental setup is currently due to the low coupling efficiency of the starlight collected by the mere C8 amateur telescope into the single-mode fibre. According to Shaklan & Roddier (1988) and Coudé du Foresto et al. (1996), we can expect to gain two orders of magnitude in $T_{\rm inj}$. Moreover, using commercially available fibre pigtailed non-linear crystals dedicated to the H band and higher laser pump powers, $T_{\rm sfg}$ could be significantly enhanced. In the view of the expectable improvement in the global transmission of this instrument chain, these first experimental results are very promising.

6 CONCLUSIONS

We successfully converted the astronomical light emitted by Betelgeuse, Antares and Pollux using a non-linear process in the experimental context required by astronomical interferometry: spatially single-mode and polarization preserving beam propagation. This way, we demonstrated on-sky that the non-linear frequency conversion has enough sensitivity to be applied to astronomical interferometry. Our experimental demonstrator gives a typical S/N up to 19 over 1 minute exposure time on Antares. After demonstrating in laboratory that an up-conversion interferometer is able to provide good observables (Brustlein et al. 2008; Ceus et al. 2011), the next step of this study will take place on the CHARA interferometer to get fringes on an astronomical source.

ACKNOWLEDGMENTS

We would like to acknowledge the CFHT astronomical observatory, the Agence pour la Valorisation de la Recherche Universitaire du Limousin (AVRUL), the BQR University of Limoges, the 'Ohana team (Observatoire de Paris) and Alain Dexet for his advice and the realization of the mechanical parts.

REFERENCES

Baril M. et al., 2010, in Danchi W. C., Delplancke F., Rajagopal J. K., eds, Proc. SPIE Vol. 7734, Optical and Infrared Interferometry II. Am. Inst. Phys., New York, p. 77341U
Boyd R. W., 1977, Opt. Eng., Bellingham, 16, 563
Boyd R. W., 2008, Nonlinear Optics, 3rd edn. Academic Press/Elsevier, Inc., Oxford
Brustlein S. et al., 2008, Phys. Rev. Lett., 100, 153903.1
Ceus D. et al., 2011, Opt. Express, 19, 9
Coudé du Foresto V., 1997, C. R. Acad. Sci. Paris, Série II b, 177
Coudé du Foresto V., Faucherre M., Hubin N., Gitton P., 1996, A&AS, 145, 305
Delage L., Reynaud F., 2000, J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 2, 147
Froehly C., 1981, in Ulrich M.-H., Kjär K., eds, Proc. ESO Conf., Coherence and Interferometry through Optical Fibers. ESO, Garching, p. 285
Gurski T. R., 1973, Appl. Phys. Lett., 23, 273
Jundt D. H., 1997, Opt. Lett., 22, 1553
Kamada H. et al., 2008, Opt. Lett., 33, 639
Shaklan S., Roddier F., 1988, Appl. Opt., 27, 2334
Thew R. T., Zbinden H., Gisin N., 2008, Appl. Phys. Lett., 93, 071104

This paper has been typeset from a TEX/LATEX file prepared by the author.

© 2012 The Authors, MNRAS **427,** L95–L98
Monthly Notices of the Royal Astronomical Society © 2012 RAS

Bibliographie

[Achilles 03] Daryl Achilles, Christine Silberhorn, Cezary liwa, Konrad Banaszek & Ian A. Walmsley. *Fiber-assisted detection with photon number resolution.* Opt. Lett., vol. 28, no. 23, pages 2387–2389, December 2003.

[Albota 04] Marius A. Albota & FrancoN. C. Wong. *Efficient single-photon counting at 1.55 μm by means of frequency upconversion.* Opt. Lett., vol. 29, no. 13, pages 1449–1451, July 2004.

[Armstrong 62] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing & P. S. Pershan. *Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric.* Phys. Rev., vol. 127, no. 6, pages 1918–1939, September 1962.

[Armstrong 13] J. T. Armstrong, D. J. Hutter, E. K. Baines & J. A. Benson. *The navy precision optical interferometer : NPOI.* J. Astron. Instrum., vol. 02, no. 02, page 1340002, December 2013.

[Bachor 04] Hans-A. Bachor & Timothy C. Ralph. *A Guide to Experiments in Quantum Optics, 2nd, Revised and Enlarged Edition.* A Guide to Experiments in Quantum Optics, 2nd, Revised and Enlarged Edition, by Hans-A. Bachor, Timothy C. Ralph, pp. 434. ISBN 3-527-40393-0. Wiley-VCH , March 2004., vol. -1, March 2004.

[Blakesley 05] J. C. Blakesley, P. See, A. J. Shields, B. E. Kardynał, P. Atkinson, I. Farrer & D. A. Ritchie. *Efficient Single Photon Detection by Quantum Dot Resonant Tunneling Diodes.* Phys. Rev. Lett., vol. 94, no. 6, page 067401, February 2005.

[Boudrioua 06] Azzedine Boudrioua. Optique intégrée : Théorie et applications. Hermes Science Publications, 2006.

[Bouyeron 13] Laurent Bouyeron. *Optimisation et cophasage d'un dispositif d'imagerie directe à haute résolution et haut contraste : l'hypertélescope temporel.* PhD thesis, Université de Limoges, November 2013.

[Bouyeron 14] L. Bouyeron, L. Delage, R. Baudoin, J. T. Gomes, L. Grossard & F. Reynaud. *Co-phasing of a diluted aperture synthesis instrument for direct imaging : II. Experimental demonstration in the photon-counting regime with a temporal hypertelescope.* Astronomy & Astrophysics, vol. 567, page A87, July 2014.

[Boyd 03] Robert W. Boyd. Nonlinear optics. Academic press, 2003.

[Brown 87] Robert G. W. Brown, Robin Jones, John G. Rarity & Kevin D. Ridley. *Characterization of silicon avalanche photodiodes for photon correlation measurements. 2 : Active quenching.* Appl. Opt., vol. 26, no. 12, pages 2383–2389, June 1987.

[Brustlein 08] S. Brustlein, L. Del Rio, A. Tonello, L. Delage, F. Reynaud, H. Herrmann & W. Sohler. *Laboratory Demonstration of an Infrared-to-Visible Up-Conversion Interferometer for Spatial Coherence Analysis.* Phys. Rev. Lett., vol. 100, no. 15, page 153903, April 2008. Copyright (C) 2010 The American Physical Society ; Please report any problems to prola@aps.org.

[Burns 94] W.K. Burns, W. McElhanon & L. Goldberg. *Second harmonic generation in field poled, quasi-phase-matched, bulk LiNbO3.* IEEE Photonics Technology Letters, vol. 6, no. 2, pages 252–254, February 1994.

[Ceus 11] Ceus. *Interféromètre à conversion de fréquence pour l'imagerie à haute résolution angulaire : validation de la technique de clôture de phase et fonctionnement en régime de comptage de photons.* PhD thesis, Limoges, October 2011.

[Ceus 12] D. Ceus, F. Reynaud, J. Woillez, O. Lai, L. Delage, L. Grossard, R. Baudoin, J.-T. Gomes, L. Bouyeron, H. Herrmann & W. Sohler. *Application of*

frequency conversion of starlight to high-resolution imaging interferometry. On-sky sensitivity test of a single arm of the interferometer. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters, vol. 427, no. 1, pages L95–L98, 2012.

[Coudé du Foresto 92] V. Coudé du Foresto & S. T. Ridgway. *Fluor - a Stellar Interferometer Using Single-Mode Fibers.* In European Southern Observatory Conference and Workshop Proceedings, volume 39, page 731, March 1992.

[Coudé du Foresto 03] Vincent Coudé du Foresto, Pascal J. Borde, Antoine Merand, Cyrille Baudouin, Antonin Remond, Guy S. Perrin, Stephen T. Ridgway, Theo A. ten Brummelaar & Harold A. McAlister. *FLUOR fibered beam combiner at the CHARA array.* Proceedings of SPIE, vol. 4838, pages 280–285, February 2003.

[Cova 89] S. Cova, A. Lacaita, M. Ghioni, G. Ripamonti & T. A. Louis. *20-ps timing resolution with single-photon avalanche diodes.* Review of Scientific Instruments, vol. 60, no. 6, pages 1104–1110, June 1989.

[Del Rio 09] Louis Del Rio. *Utilisation d'un processus d'optique non linéaire en somme de fréquences dans le cadre de l'optique cohérente appliquée à l'imagerie haute résolution.* PhD thesis, Limoges, 2009.

[Delacour 07] Cécile Delacour. *Transport et détection quantiques dans un nanofil supraconducteur réalisé par microscopie à force atomique.* PhD thesis, Université Joseph-Fourier-Grenoble I, 2007.

[Donati 01] Silvano Donati. *Photodetectors : Devices, Circuits, and Applications.* Meas. Sci. Technol., vol. 12, no. 5, page 653, May 2001.

[Dravins 00] Dainis Dravins, Daniel Faria & Bo Nilsson. *Avalanche diodes as photon-counting detectors in astronomical photometry.* volume 4008, pages 298–307, 2000.

[Eckart 09] Megan Eckart. *Making kilopixel x-ray microcalorimeter arrays a reality.* SPIE Newsroom, 2009.

[Einstein 05] Albert Einstein. *On a heuristic point of view about the creation and conversion of light.* Annalen der Physik, vol. 17, pages 132–148, 1905.

[Eisaman 11] M. D. Eisaman, J. Fan, A. Migdall & S. V. Polyakov. *Invited Review Article : Single-photon sources and detectors.* Review of Scientific Instruments, vol. 82, no. 7, page 071101, July 2011.

[Felekyan 05] S. Felekyan, R. Kühnemuth, V. Kudryavtsev, C. Sandhagen, W. Becker & C. a. M. Seidel. *Full correlation from picoseconds to seconds by time-resolved and time-correlated single photon detection.* Review of Scientific Instruments, vol. 76, no. 8, page 083104, August 2005.

[Froehly 81] C. Froehly. *Coherence and interferometry through optical fibers.* In Proceeding of the ESO Conference on "Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths", pages 285–293, Garching, 1981.

[Fukasawa 08] A Fukasawa, J. Haba, A Kageyama, H. Nakazawa & M. Suyama. *High Speed HPD for Photon Counting.* IEEE Transactions on Nuclear Science, vol. 55, no. 2, pages 758–762, April 2008.

[Gemmell 13] Nathan R. Gemmell, Aongus McCarthy, Baochang Liu, Michael G. Tanner, Sander D. Dorenbos, Valery Zwiller, Michael S. Patterson, Gerald S. Buller, Brian C. Wilson & Robert H. Hadfield. *Singlet oxygen luminescence detection with a fiber-coupled superconducting nanowire single-photon detector.* Optics express, vol. 21, no. 4, pages 5005–5013, 2013.

[Gisin 02] Nicolas Gisin, Grégoire Ribordy, Wolfgang Tittel & Hugo Zbinden. *Quantum cryptography.* Rev. Mod. Phys., vol. 74, no. 1, pages 145–195, March 2002.

[Gol'tsman 01] G. N. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams & Roman Sobolewski. *Picosecond superconducting single-photon optical detector.* Applied Physics Letters, vol. 79, no. 6, pages 705–707, August 2001.

[Gomes 13a] Gomes. *Mise en place de processus de génération de somme de fréquences*

optiques large bande dédiés à l'imagerie haute résolution pour l'astronomie. PhD thesis, Limoges, October 2013.

[Gomes 13b] Jean-thomas Gomes, Ludovic Grossard, Damien Ceus, Harald Herrmann, Laurent Delage & Wolfgang Sohler. *Demonstration of a frequency spectral compression effect through an up-conversion interferometer Abstract :.* vol. 21, no. 3, pages 8616–8624, 2013.

[Gomes 14] J.-T. Gomes, L. Delage, R. Baudoin, L. Grossard, L. Bouyeron, D. Ceus, F. Reynaud, H. Herrmann & W. Sohler. *Laboratory Demonstration of Spatial-Coherence Analysis of a Blackbody through an Up-Conversion Interferometer.* Phys. Rev. Lett., vol. 112, no. 14, page 143904, April 2014.

[Gosch 04] Michael Gosch, Alexandre Serov, Tiemo Anhut, Theo Lasser, Alexis Rochas, Pierre-Andre´ Besse, Radivoje S. Popovic, Hans Blom & Rudolf Rigler. *Parallel single molecule detection with a fully integrated single-photon 2×2 CMOS detector array.* J. Biomed. Opt, vol. 9, no. 5, pages 913–921, 2004.

[Haar 67] D. ter Haar. The old quantum theory. Pergamon Press, 1967.

[Hadfield 09] Hadfield. *single-photon detectors for optical quantum information applications.* Nature Photonics, vol. 3, pages 696–705, December 2009.

[Hammoum 08] Rachid Hammoum. Etude par spectroscopie raman de la structure des domaines périodiquement polarisés dans le niobate de lithium (PPLN). Metz, June 2008.

[Isoshima 95] Takashi Isoshima, Yasushi Isojima, Katsuhiko Hakomori, Kazuro Kikuchi, Katsuya Nagai & Hachiro Nakagawa. *Ultrahigh sensitivity single-photon detector using a Si avalanche photodiode for the measurement of ultraweak biochemiluminescence.* Review of Scientific Instruments, vol. 66, no. 4, pages 2922–2926, April 1995.

[Jennison 61] R. C. Jennison. *The Michelson Stellar Interferometer : A Phase Sensitive Variation of the Optical Instrument.* Proc. Phys. Soc., vol. 78, no. 4, page 596, October 1961.

[Jiang 07] Leaf A. Jiang, Eric A. Dauler & Joshua T. Chang. *Photon-number-resolving detector with 10bits of resolution.* Phys. Rev. A, vol. 75, no. 6, page 062325, June 2007.

[Jorel 04] Corentin Jorel. *Développement de Jonctions Supraconductrices à Effet Tunnel pour le comptage de photons en astronomie.* PhD thesis, Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, December 2004.

[Jradi 10] Khalil Jradi. *Étude et réalisation de photodétecteurs de type APD Geiger pixellisés à très haute sensibilité pour l'astronomie gamma très haute énergie.* phd, Université de Toulouse, Université Toulouse III - Paul Sabatier, July 2010.

[Kamada 08] H Kamada, M Asobe, T Honjo, H Takesue, Y Tokura, Y Nishida, O Tadanaga & H Miyazawa. *Efficient and low-noise single-photon detection in 1550 nm communication band by frequency upconversion in periodically poled LiNbO3 waveguides.* Optics letters, vol. 33, no. 7, pages 639–41, April 2008.

[Kok 07] Pieter Kok, W. J. Munro, Kae Nemoto, T. C. Ralph, Jonathan P. Dowling & G. J. Milburn. *Linear optical quantum computing with photonic qubits.* Rev. Mod. Phys., vol. 79, no. 1, pages 135–174, January 2007.

[Kuo 13] Paulina S. Kuo, Jason S. Pelc, Oliver Slattery, Yong-Su Kim, M. M. Fejer & Xiao Tang. *Reducing noise in single-photon-level frequency conversion.* Optics Letters, vol. 38, no. 8, page 1310, April 2013.

[Kwiat 94] P. G. Kwiat, A. M. Steinberg, R. Y. Chiao, P. H. Eberhard & M. D. Petroff. *Absolute efficiency and time-response measurement of single-photon detectors.* Appl. Opt., vol. 33, no. 10, pages 1844–1853, April 1994.

[Labeyrie 96] Antoine Labeyrie. *Resolved imaging of extra-solar planets with future 10-100km optical interferometric arrays.* arXiv :astro-ph/9602093, February 1996. arXiv : astro-ph/9602093.

[Langrock 05] Carsten Langrock, Eleni Diamanti, Rostislav V. Roussev, Yoshihisa Yamamoto, M. M. Fejer & Hiroki Takesue. *Highly efficient single-photon detection at communication wavelengths by use of upconversion in reverse-proton-exchanged periodically poled LiNbO3 waveguides.* Opt. Lett., vol. 30, no. 13, pages 1725–1727, July 2005.

[Legré 07] M. Legré, R. Thew, H. Zbinden & N. Gisin. *High resolution optical time domain reflectometer based on 1.55 μm up-conversion photon-counting module.* Opt. Express, vol. 15, pages 8237–8242, 2007.

[Lewis 26] Gilbert N. Lewis. *The Conservation of Photons.* Nature, vol. 118, no. 2981, pages 874–875, December 1926.

[Lieberwirth 98] Ulrike Lieberwirth, Jutta Arden-Jacob, Karl H. Drexhage, Dirk P. Herten, Ralph Müller, Michael Neumann, Andreas Schulz, Stefan Siebert, Gregor Sagner, Sven Klingel, Markus Sauer & Jürgen Wolfrum. *Multiplex Dye DNA Sequencing in Capillary Gel Electrophoresis by Diode Laser-Based Time-Resolved Fluorescence Detection.* Anal. Chem., vol. 70, no. 22, pages 4771–4779, November 1998.

[Lita 08] Adriana E. Lita, Aaron J. Miller & Sae Woo Nam. *Counting near-infrared single-photons with 95% efficiency.* Opt. Express, vol. 16, no. 5, pages 3032–3040, March 2008.

[Longueteau 03] Emmanuel Longueteau, Laurent Delage & François Reynaud. *Validation of photon noise correction using the OAST stellar interferometer breadboard.* Optics Communications, vol. 217, no. 1–6, pages 75–83, March 2003.

[Louisell 61] W. H. Louisell, A. Yariv & A. E. Siegman. *Quantum Fluctuations and Noise in Parametric Processes. I.* Phys. Rev., vol. 124, no. 6, pages 1646–1654, December 1961.

[Makky 10] Ali Makky. *Analyse des mécanismes de pénétration intramembranaire de porphyrines glycoconjuguées utilisables en thérapie photodynamique des*

cancers : modélisation des intéractions spécifiques et non-spécifiques. PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2010.

[Migdall 04] A. Migdall & J. Dowling. *Introduction to the Journal of Modern Optics Special Issue on Single-Photon : Detectors, Applications, and Measurement Methods*. Rapport technique, 2004.

[Monnier 06] John D. Monnier, Ettore Pedretti, Nathalie Thureau, Jean-Philippe Berger, Rafael Millan-Gabet, Theo ten Brummelaar, Harold McAlister, Judit Sturmann, Lazlo Sturmann, Phil Muirhead, Ajay Tannirkulam, Scott Webster & Ming Zhao. *Michigan Infrared Combiner (MIRC) : commissioning results at the CHARA Array*. pages 62681P–62681P, June 2006.

[Nikogosyan 77] D. N. Nikogosyan. *Nonlinear optics crystals (review and summary of data)*. Sov. J. Quantum Electron., vol. 7, no. 1, page 1, January 1977.

[Nishida 03] Y. Nishida, H. Miyazawa, M. Asobe, O. Tadanaga & H. Suzuki. *Direct-bonded QPM-LN ridge waveguide with high damage resistance at room temperature*. Electronics Letters, vol. 39, no. 7, pages 609–611, April 2003.

[Pan 06] Haifeng Pan & Heping Zeng. *Efficient and stable single-photon counting at 1.55 μm by intracavity frequency upconversion*. Opt. Lett., vol. 31, no. 6, pages 793–795, March 2006.

[Parameswaran 02] Krishnan R. Parameswaran, Roger K. Route, Jonathan R. Kurz, Rostislav V. Roussev, Martin M. Fejer & Masatoshi Fujimura. *Highly efficient second-harmonic generation in buried waveguides formed by annealed and reverse proton exchange in periodically poled lithium niobate*. Opt. Lett., vol. 27, no. 3, pages 179–181, February 2002.

[Paschotta 13] Rüdiger Paschotta. *Article on quasi-phase matching, QPM, periodic poling, nonlinear crystal, orientation-patterned GaAs - Encyclopedia of Laser Physics and Technology*, 2013.

[Peacock 98] T. Peacock, P. Verhoeve, N. Rando, C. Erd, M. Bavdaz, B. G. Taylor & D. Perez. *Recent developments in superconducting tunnel junctions*

for ultraviolet, optical &amp ; near infrared astronomy. Astronomy and Astrophysics Supplement Series, vol. 127, no. 3, pages 497–504, February 1998.

[Pelc 10] Jason S. Pelc, Carsten Langrock, Qiang Zhang & Martin M. Fejer. *Influence of domain disorder on parametric noise in quasi-phase-matched quantum frequency converters.* Optics letters, vol. 35, no. 16, pages 2804–2806, 2010.

[Pelc 11a] J. S. Pelc, L. Ma, C. R. Phillips, Q. Zhang, C. Langrock, O. Slattery, X. Tang & M. M. Fejer. *Long-wavelength-pumped upconversion single-photon detector at 1550 nm : performance and noise analysis.* Opt. Express, vol. 19, no. 22, pages 21445–21456, October 2011.

[Pelc 11b] J. S. Pelc, C. R. Phillips, D. Chang, C. Langrock & M. M. Fejer. *Efficiency pedestal in quasi-phase-matching devices with random duty-cycle errors.* Opt. Lett., vol. 36, no. 6, pages 864–866, March 2011.

[Pelc 12] Jason S. Pelc. *Frequency conversion of single photons : physics, devices, and applications.* Rapport technique, DTIC Document, 2012.

[Pellegrini 00] Sara Pellegrini, Gerald S. Buller, Jason M Smith, Andrew M. Wallace & Sergio Cova. *Laser-based distance measurement using picosecond resolution time-correlated single-photon counting.* Meas. Sci. Technol., vol. 11, no. 6, page 712, June 2000.

[Petrov 07] R. G. Petrov, F. Malbet, G. Weigelt & P. Antonelli. *AMBER, the near-infrared spectro-interferometric three-telescope VLTI instrument.* Astronomy and Astrophysics, vol. 464, no. 1, pages 1–12, March 2007.

[Pifferi 08] Antonio Pifferi, Alessandro Torricelli, Lorenzo Spinelli, Davide Contini, Rinaldo Cubeddu, Fabrizio Martelli, Giovanni Zaccanti, Alberto Tosi, Alberto Dalla Mora, Franco Zappa & Sergio Cova. *Time-Resolved Diffuse Reflectance Using Small Source-Detector Separation and Fast Single-Photon Gating.* Phys. Rev. Lett., vol. 100, no. 13, page 138101, March 2008.

[Polyakov 07] Sergey V. Polyakov & Alan L. Migdall. *High accuracy verification of a correlated-photon- based method for determining photoncounting detection efficiency.* Opt. Express, vol. 15, no. 4, pages 1390–1407, February 2007.

[Pott 04] Joerg-Uwe Pott, Andreas Glindemann, Andreas Eckart, Markus Schoeller, Christoph Leinert, Thomas Viehmann & Massimo Robberto. *A feasibility study of future observations with MIDI and other VLTI science instruments : the example of the Galactic Center.* pages 126–135, October 2004.

[Reynaud 93] F. Reynaud & E. Delaire. *Linear optical path modulation with lambda /200 accuracy using a fibre stretcher.* Electronics Letters, vol. 29, no. 19, pages 1718–1719, 1993.

[Reynaud 07] François Reynaud & Laurent Delage. *Proposal for a temporal version of a hypertelescope.* Astronomy and Astrophysics, vol. vol. 465, no. no. 3, April 2007.

[Roussev 04] Rostislav V. Roussev, Carsten Langrock, Jonathan R. Kurz & M. M. Fejer. *Periodically poled lithium niobate waveguide sum-frequency generator for efficient single-photon detection at communication wavelengths.* Optics letters, vol. 29, no. 13, pages 1518–1520, 2004.

[Rowe 06] M. A. Rowe, E. J. Gansen, M. Greene, R. H. Hadfield, T. E. Harvey, M. Y. Su, S. W. Nam, R. P. Mirin & D. Rosenberg. *Single-photon detection using a quantum dot optically gated field-effect transistor with high internal quantum efficiency.* Applied Physics Letters, vol. 89, no. 25, page 253505, December 2006.

[Schmidt 74] R. V. Schmidt & I. P. Kaminow. *Metal-diffused optical waveguides in LiNbO3.* Applied Physics Letters, vol. 25, no. 8, pages 458–460, October 1974.

[Shentu 13] Guo-Liang Shentu, Jason S. Pelc, Xiao-Dong Wang, Qi-Chao Sun, Ming-Yang Zheng, M. M. Fejer, Qiang Zhang & Jian-Wei Pan. *Ultralow noise*

up-conversion detector and spectrometer for the telecom band. Optics Express, vol. 21, no. 12, page 13986, June 2013.

[Simohamed 96] L. M. Simohamed, L. Delage & F. Reynaud. *An optical fibre delay line with a 318 mm stroke.* Pure Appl. Opt., vol. 5, no. 6, page 1005, November 1996.

[Smirr 10] Jean-Loup Smirr. *Vers une source de paires de photons intriqués en polarisation de spectre étroit à 1550 nm.* PhD thesis, Université Paris Sud-Paris XI, 2010.

[Stellari 01] F. Stellari, F. Zappa, S. Cova, C. Porta & James C. Tsang. *High-speed CMOS circuit testing by 50 ps time-resolved luminescence measurements.* IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 48, no. 12, pages 2830–2835, December 2001.

[Takeuchi 99] Shigeki Takeuchi, Jungsang Kim, Yoshihisa Yamamoto & Henry H. Hogue. *Development of a high-quantum-efficiency single-photon counting system.* Applied Physics Letters, vol. 74, no. 8, pages 1063–1065, February 1999.

[Thew 08] R. T. Thew, H. Zbinden & N. Gisin. *Tunable upconversion photon detector.* Applied Physics Letters, vol. 93, no. 7, page 071104, 2008.

[Vandevender 04] Aaron P. Vandevender & Paul G. Kwiat. *High efficiency single photon detection via frequency up-conversion.* Journal of Modern Optics, vol. 51, no. 9-10, pages 1433–1445, June 2004.

[Viterbini 87] Maurizio Viterbini, Alberto Adriani & Guido Di Donfrancesco. *Single photon detection and timing system for a Lidar experiment.* Review of Scientific Instruments, vol. 58, no. 10, pages 1833–1839, October 1987.

[Webjorn 94] J. Webjorn, V. Pruneri, P.St.J. Russell, J.R.M. Barr & D.C. Hanna. *Quasi-phase-matched blue light generation in bulk lithium niobate, electrically poled via periodic liquid electrodes.* Electronics Letters, vol. 30, no. 11, page 894, 1994.

[Weiss 99] Shimon Weiss. *Fluorescence Spectroscopy of Single Biomolecules*. Science, vol. 283, no. 5408, pages 1676–1683, December 1999.

[Zhang 07] Qiang Zhang, Xiuping Xie, Hiroki Takesue, Sae Woo Nam, Carsten Langrock, M. M. Fejer & Yoshihisa Yamamoto. *Correlated photon-pair generation in reverse-proton-exchange PPLN waveguides with integrated mode demultiplexer at 10 GHz clock*. Opt. Express, vol. 15, no. 16, pages 10288–10293, August 2007.

Résumé

Le processus de somme de fréquences optiques est utilisé dans certaines applications pour convertir des signaux de longueurs d'onde infrarouges vers le domaine des longueurs d'onde visibles. Cela permet de bénéficier de technologies plus performantes notamment en terme de détection et de propagation. Les travaux menés dans cette thèse s'intéressent à l'étude de phénomènes optiques parasites générés par ce processus non linéaire dans des cristaux de niobate de lithium périodiquement polarisés (PPLN) pour des applications de conversion de fréquence en régime de comptage de photons. La première partie de ce manuscrit montre l'intérêt du processus de somme de fréquences optiques dans le contexte technologique de la détection infrarouge en régime de comptage de photons, via le concept de détection hybride. Les éléments théoriques et l'état de l'art associés à la détection hybride seront également présentés dans cette première partie. La deuxième partie traite d'une étude comparative entre différents cristaux de PPLN pour la détection hybride à 1550 nm. Pour cela, une analyse expérimentale détaillée des processus parasites est effectuée. Les résultats de cette étude sont utilisés pour des applications en astronomie et en microscopie. Enfin, la troisième partie traite d'une application de la somme de fréquences en interférométrie stellaire. Les résultats de caractérisation des cristaux de PPLN sont mis à contribution dans l'optimisation d'un instrument pour l'astronomie appelé interféromètre à somme de fréquences. Les résultats d'observation sur le site astronomique du Mont Wilson ainsi que les perspectives de cet instrument y sont présentées.

Mots-clés : Somme de fréquences, PPLN, régime de comptage de photons, détection hybride, interférométrie, processus paramétriques parasites

Abstract

The sum frequency generation process is used in differents applications to convert signals from infrared wavelengths to the field of visible wavelength. This allows to benefit of more efficient technologies in terms of detection and propagation. This thesis describes the study of noise phenomena generated by this process in crystals of periodically poled lithium niobate (PPLN) for frequency up-conversion applications in photon counting regime. The first part of the manuscript shows the advantage of sum frequency generation process in the technological environment of the infrared detection on single photon counting regime, using the concept of hybrid detection. The theoretical elements and the state of the art associated with hybrid detection will also be presented in this first part. The second part deals with a comparative study between different PPLN for hybrid detection at 1550 nm. A detailed experimental analysis of the noise process is performed. The results of this study are used for applications in astronomy and microscopy. The third part deals with an application of the sum frequency in stellar interferometry. The results of PPLN's characterization are involved in optimizing an instrument for astronomy called sum frequency interferometer. The results of observation on the astronomical site of Mount Wilson and the prospects of this instrument are presented.

Keywords: Sum-frequency generation, PPLN, photon counting detection, hybrid detection, up-conversion, interferometry, dark count