



Apport de l'optique non linéaire à l'imagerie infrarouge pour la détection de cibles à longue distance

Romain Demur

► To cite this version:

Romain Demur. Apport de l'optique non linéaire à l'imagerie infrarouge pour la détection de cibles à longue distance. Physique [physics]. Sorbonne Université, 2018. Français. NNT : 2018SORUS166 . tel-01976357v2

HAL Id: tel-01976357

<https://theses.hal.science/tel-01976357v2>

Submitted on 28 Jan 2020

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.

Thèse de Doctorat de Sorbonne Université

Spécialité : Physique

École doctorale : « Physique en Île de France »

Laboratoire Kastler Brossel / Thales Research & Technology

présentée par

Romain Demur

pour obtenir le grade de :

Docteur de Sorbonne Université

Sujet de thèse :

Apport de l'optique non linéaire à l'imagerie infrarouge pour la détection de cibles à longue distance

Présentée et soutenue publiquement le 28 septembre 2018

Devant un jury composé de :

Dr. ADAM Philippe	Direction Générale de l'Armement	Invité
Pr. FABRE Claude	LKB, Sorbonne Université	Directeur de thèse
Dr. FADE Julien	IPR, Université de Rennes	Rapporteur
Dr. FRAGOLA Alexandra	LPEM, Sorbonne Université	Examinatrice
Pr. GALLO Katia	KTH, Sweden	Rapporteuse
Dr. GODARD Antoine	DPhIEE, ONERA	Examineur
Dr. GRISARD Arnaud	Thales Research & Technology	Invité
Dr. SCHANNE-KLEIN Marie-Claire LOB, École Polytechnique		Examinatrice



Except where otherwise noted, this work is licensed under
<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/>

Remerciements

Cette thèse a été effectuée dans le laboratoire Ondes et Traitement du Signal du groupe de Recherche en Physique de Thales Research & Technology. Je remercie donc Pascale Nouchi de m'avoir accueilli dans son laboratoire et Daniel Dolfi dans son groupe et de m'avoir accordé leur confiance dans la réalisation de cette thèse. Je les remercie grandement pour leur aide dans l'organisation de mes nouvelles aventures.

Je remercie mon jury, Katia Gallo et Julien Fade rapporteurs de la thèse qui ont lu mon manuscrit avec une très grande attention comme en atteste la qualité de leurs rapports. Alexandra Fragola, Marie-Claire Schanne-Klein, Philippe Adam et Antoine Godard en examinateurs qui ont su poser des questions très pertinentes dans leurs domaines de compétences respectifs.

Merci à Matthieu Dupont-Nivet et Sylvain Schwartz de m'avoir recueilli en stage à TRT, ce qui m'a permis de mettre le pied dans la maison et de rester en thèse.

L'encadrement de cette thèse a été multiple et j'ai été très heureux de travailler avec chacun d'entre eux, ce qui est le plus important au cours d'une thèse, plus que le sujet en lui-même. Je commence naturellement par remercier très chaleureusement Arnaud Grisard pour son encadrement quotidien, sa disponibilité, sa confiance sans faille et ses nombreux très bons conseils. Il a su me donner une grande liberté de choix et d'actions au cours de ces trois années. Un grand merci aussi à Claude Fabre au Laboratoire Kastler Brossel pour avoir accepté de prendre en charge la direction de cette thèse, nos nombreuses discussions avec Nicolas Treps ont toujours été très enrichissantes. Luc Leviandier, évidemment, sans qui les simulations effectuées au cours de cette thèse n'auraient jamais vu le jour. Eric Lallier dont l'expertise sur les différentes architectures lasers est sans prix. Nous avons aussi la même manière de travailler, surtout sur les expériences ce qui m'a permis d'avancer très rapidement. Loïc Morvan pour les nombreuses discussions intéressantes et sa bonne humeur. Et non je n'ai pas fait de cavité autour de mon cristal !

D'autres personnes ont aussi fortement contribué au succès de cette thèse. Pour cela je remercie Dominique Papillon qui m'a sauvé la vie à de nombreuses reprises avec ma fibre optique. Renaud Garioud et Lucas Fuster que j'ai eu l'honneur d'encadrer en stage et qui ont fait un travail remarquable sur le développement du code.

Je voudrais aussi remercier les équipes de Thales LAS avec lesquelles j'ai eu la chance d'échanger à plusieurs reprises pour essayer de trouver des applications à ma thèse. En particulier merci à Thierry Midavaine pour la caméra bas bruit, la biblio et les nombreuses discussions passionnantes sur l'imagerie active. Merci à Jean-Luc Reverchon du III-V Lab pour les discussions et le partage de sa grande culture concernant les technologies de détecteurs.

Je remercie aussi tous les autres membres des laboratoires OTS et MNP pour la bonne ambiance et les échanges scientifiques toujours très intéressants, avec une attention toute particulière à mes deux co-bureaux Ghaya et Perrine que j'ai vu partir tour à tour en congés maternité, comme pour me fuir ! Merci à la team footing, Jérôme courage, tu ne peux que progresser ! Merci aux doctorants et aux stagiaires passés et présents, pour les différentes sorties, voyages et soirées épiques en conférences. Et enfin merci à Barbara Petit, pour son aide logistique et administrative.

Merci à tous les autres membres de TRT avec qui j'ai pu interagir.

Merci aux compagnons d'infortune du RER B qui ont rendu les trajets quotidiens presque agréables !

Merci à mes amis, aux PCéens compagnons de thèse et à ma famille. En particulier, mes parents qui m'ont toujours encouragé dans mes études et qui m'ont inculqué rigueur, travail, patience, pragmatisme et courage : des qualités indispensables à un bon thésard.

Sommaire

Remerciements	3
Sommaire	5
Liste des abréviations	11
Introduction	13
Chapitre 1 Objectifs de la thèse	17
I. La détection infrarouge	17
1. Contexte technologique de la défense et de la sécurité.....	17
2. Caractéristiques des signaux à détecter.....	25
II. Les technologies de détecteurs	29
1. Les différentes sources de bruit en détection optique	29
2. Les détecteurs ponctuels	30
3. Les détecteurs matriciels	35
III. Détection par somme de fréquence : propriétés, limites et état de l’art	38
1. Les travaux historiques	38
2. Le renouveau de la somme de fréquence	41

3.	Les sources de bruit spécifiques à la détection par somme de fréquence	45
4.	L'amplification paramétrique	48
5.	Les avantages de la détection par somme de fréquence pour l'imagerie active	49
6.	Conclusion sur l'état de l'art.....	49
IV.	Conclusion du Chapitre 1	49
Chapitre 2 Conversion multimode : théorie et modélisation		51
I.	Optique non linéaire	51
1.	Généralités sur l'optique non linéaire d'ordre 2	51
2.	Equations générales de la somme de fréquence.....	54
3.	Somme de fréquence monomode, sans dépeuplement du signal	55
4.	Le quasi-accord de phase	55
5.	Somme de fréquence monomode, avec dépeuplement du signal	57
II.	Somme de fréquence multimode spatiale.....	58
1.	Définition d'une image	58
2.	Expression intégrale de l'interaction paramétrique	58
3.	Approche hamiltonienne de la somme de fréquence multimode.....	61
4.	Accord de phase non-colinéaire.....	65
5.	Une nouvelle définition du nombre de modes	70
6.	Hamiltonien d'interaction avec élargissement du spectre de pompe.....	73
III.	Intégration numérique des équations de propagation	73
1.	Méthodes numériques	73
2.	Images à travers le système optique.....	81
3.	Quantification de la qualité de la conversion.....	84

4.	Conclusion et perspectives du modèle numérique	88
IV.	Conclusion du Chapitre 2	89
Chapitre 3 Somme de fréquence dans le cristal d'OP-GaAs pour la détection en bande III		91
I.	Le cristal d'OP-GaAs	91
1.	Histoire.....	91
2.	Propriétés linéaires	92
3.	Propriétés non-linéaires	93
II.	Dispositif expérimental.....	95
1.	Schéma général et procédure d'alignement	95
2.	Laser de pompe : description et caractérisation	96
3.	Laser signal	97
4.	Caractérisation du cristal d'OP-GaAs.....	97
5.	Détecteurs	99
III.	Conversion de fréquence	100
1.	Effet de la polarisation sur la conversion.....	100
2.	Conversion avec pompe multimode longitudinale	101
3.	Efficacité de conversion.....	105
4.	Performances en détection	107
IV.	Conclusion du Chapitre 3	108
Chapitre 4 Conversion d'images dans le PPLN.....		111
I.	Dispositif expérimental	111
1.	Le cristal de PPLN	111
2.	Schéma général du dispositif expérimental	113

3.	Le laser signal et la génération des images	114
4.	Détecteurs, caméras et spectromètres	114
5.	Les filtres optiques	115
6.	Procédure d'alignement	116
II.	Pompe à spectre fin.....	117
1.	Description du laser de pompe.....	117
2.	Efficacité de conversion.....	118
3.	Performances en imagerie.....	120
4.	Photons parasites.....	124
5.	Sensibilité du système	126
III.	Pompe à spectre large	127
1.	Description du laser de pompe.....	127
2.	Efficacité de conversion.....	129
3.	Performances en imagerie.....	130
4.	Comparaison avec les images simulées	135
5.	Images d'objets diffusants	137
IV.	Conclusion du Chapitre 4	139
	Conclusion.....	141
	Publications et communications.....	145
	Publications dans des revues internationales à comité de lecture	145
	Communications effectuées par le doctorant	145
	Dépôt de mémoires d'invention	146
	Bibliographie	147

Annexe 1 – Hamiltonien d’interaction avec pompe à spectre étroit	157
Annexe 2 – Hamiltonien d’interaction avec élargissement spectral de la pompe.....	161
Table des illustrations.....	163
Table des tableaux.....	170

Liste des abréviations

AGS : AgGaS_2

APD : *Avalanche PhotoDiode*, PhotoDiode à Avalanche

ASE : *Amplified Spontaneous Emission*, Emission spontanée amplifiée

CCD : *Charge-Coupled Device*

CMOS : *Complementary metal oxide semi-conductor*

DAST : 4-N,N-dimethylamino-4-N-methyl stilbazolium tosylate

DEL : Diode ElectroLuminescente

DOP : Détection d'Optique Pointée

FTM : Fonction de Transfert de Modulation

HR : Haute Réflection

HT : Haute Transmission

IR : Infra Rouge

ISL : Intervalle Spectral Libre

ITAR : *International Traffic in Arms Regulations*

LiDAR : *Light Detection And Ranging*

MCT : HgCdTe

NEP : *Noise Equivalent Power*, Puissance Equivalente au Bruit

OP-GaAs : *Orientation Patterned GaAs*, GaAs à Orientation Périodique

OP-GaP : *Orientation Patterned GaP*, GaP à Orientation Périodique

OPO : Oscillateur Paramétrique Optique

PIN : *Positive-Intrinsic-Negative*

PPLN : *Periodically Poled Lithium Niobate*

PPKTP : *Periodically Poled Potassium-Titanyl-Phosphate*

PSF : *Point Spread Function*

QAP : Quasi-Accord de Phase

RK4 : *4th order Runge-Kutta*, Runge-Kutta d'ordre 4

RK4IP : *4th order Runge-Kutta in the Interaction Picture*, Runge-Kutta d'ordre 4 dans la représentation d'interaction

ROIC : *Read Out Integrated Circuit*

rms : *round mean square*, racine carrée de la moyenne des carrés

SPAD : *Single-Photon Avalanche Diode*

TRT : Thales Research & Technology

w : waist, rayon d'un faisceau gaussien à $1/e^2$ du maximum (sauf mention contraire)

ZGP : ZnGeP_2

Introduction

Trouver des moyens de voir autour de soi lorsque notre œil n'est pas assez performant pour y arriver seul a été depuis toujours un enjeu crucial pour l'être humain. Ainsi, dès la préhistoire, l'homme a développé des systèmes actifs, c'est-à-dire des dispositifs d'éclairage artificiel, en particulier le feu, pour voir la nuit ou dans des environnements sombres. Depuis cette époque, de nombreux progrès ont été effectués.

Une autre façon d'étendre notre capacité de vision est d'utiliser des détecteurs ayant des caractéristiques différentes de l'œil humain. Dans la nature les abeilles utilisent la polarisation de la lumière du ciel pour s'orienter. Dans le domaine qui nous intéresse, l'imagerie passive infrarouge (IR) étend la capacité de vision visible (400 à 800 nm) vers des longueurs d'ondes plus élevées (jusqu'à environ 15 μm) pour des applications de vision de nuit dans la mesure où les objets chauds émettent naturellement dans l'infrarouge. Cette vision nocturne est un besoin opérationnel très important des forces armées car elle donne un très grand avantage tactique sur le terrain.

De nombreuses applications de détection mettent à profit des systèmes d'observation avec éclairage actif. La vision nocturne d'objets émettant peu de rayonnement IR, la vision en milieu difficile (brouillard, neige, fumée...), la télémétrie, le guidage actif de missiles, les télécommunications en espace libre ou encore la spectroscopie pour la détection de polluants ou de composants dangereux en sont des exemples. C'est pour cela que les systèmes actifs font actuellement l'objet de nombreux développements. En particulier, les systèmes actifs fonctionnant avec des sources d'illumination laser infrarouge sont d'un grand intérêt opérationnel car l'atmosphère présente trois bandes de transmission dans ces longueurs d'ondes. De plus, la sécurité oculaire à ces longueurs d'ondes, combinée aux récentes améliorations des sources laser IR et à la relative discrétion de ces longueurs d'ondes, font de ces systèmes des candidats de choix pour répondre aux nouveaux enjeux des forces de défense et de sécurité.

Cependant ces systèmes sont actuellement cruellement limités en portée malgré l'utilisation de sources d'éclairement puissantes. Cela vient principalement des limites en sensibilité des détecteurs à ces longueurs d'ondes. Mais ce n'est pas leur seul défaut, en effet, ils nécessitent d'être refroidis et sont souvent soumis aux restrictions ITAR (*International Traffic in Arms Regulation*) qui limitent les exportations de technologies américaines pour des applications défense, en particulier les matrices à base d'InGaAs pour le 1,5 μm . Ils possèdent de plus des temps d'obturation lents limitant leurs utilisations pour des applications nécessitant un filtrage par porte temporelle (nommé crénelage dans la suite) étroit. Malgré de nombreux développements, ces détecteurs infrarouges matriciels ou ponctuels, possèdent des performances bien moindres, des coûts bien plus élevés et des disponibilités plus difficiles que leurs équivalents dans le visible, à base de silicium. Ainsi, trouver des schémas de détection alternatifs spécifiques aux systèmes actifs pour augmenter la sensibilité de détection est d'un intérêt certain.

La conversion de fréquence vers de plus basses longueurs d'ondes, par somme de fréquence dans un matériau d'ordre 2 en utilisant une source de pompage annexe, a été une idée presque évidente dès l'invention du laser et les premiers développements en optique non linéaire dans les années 60. Cependant, le manque de matériaux non linéaires performants et de versatilité des lasers de pompe n'a pas fait émerger ces techniques pour des applications concrètes car le gain en performance était trop faible par rapport au coût et à la complexité ajoutée. Plusieurs éléments conduisent à reconsidérer cette technologie de détection. En effet, le développement récent de cristaux tels que le PPLN (Lithium de niobate périodiquement retourné) ou l'OP-GaAs (Arséniure de gallium à orientation périodique), ainsi que la maîtrise de la conception de lasers dans une large gamme de fonctionnement permettent d'obtenir de bonnes efficacités de conversion. De plus, les nombreux développements d'optique non linéaire pour la génération et la manipulation d'états quantiques ont permis une connaissance fine des processus de conversion en particulier pour des signaux multimodes. Enfin, les énormes progrès faits dans le domaine des détecteurs silicium (proches du bruit de photon contrairement aux détecteurs IR qui en sont encore loin) justifient l'intérêt de cette technique.

Cependant la conversion de fréquence obéit aux deux lois de l'optique non linéaire : la relation de conservation de l'énergie et la relation d'accord de phase. Ainsi, cette technique ne peut pas être appliquée à n'importe quel signal à détecter et il s'agit dans cette thèse de délimiter soigneusement les domaines d'applications de cette méthode. En effet, la conversion s'opère pour des longueurs d'ondes bien définies, avec de petites acceptances en nombre de modes spatiaux convertis. Pour les applications spécifiques de systèmes actifs, utilisant des lasers d'éclairement, la longueur d'onde d'émission est bien définie et les champs à observer sont relativement faibles, donc avec peu de modes spatiaux. La détection par somme de fréquence semble donc particulièrement bien adaptée à ces applications, ce qui motive les travaux de ce manuscrit.

Cette thèse a pour but de déterminer les gains en performances que l'on peut obtenir pour différents cas d'applications identifiés. Cette étude doit en particulier prendre en compte le caractère multimode spatial des signaux à détecter (des images). Pour cela, nous nous

appuierons sur les développements théoriques et expérimentaux de conversion multimode de fréquence effectués au Laboratoire Kastler Brossel depuis plus de 10 ans pour la génération et la manipulation d'états quantiques complexes. En effet, même si les applications visées sont très différentes, la physique gouvernant ces phénomènes est très similaire. Deux grandes familles d'applications seront étudiées expérimentalement :

- Une application de détection ponctuelle, utilisant un détecteur mono-élément (appelée monodétection dans la suite), dans l'infrarouge moyen, en utilisant un cristal d'OP-GaAs, qui sera comparé aux détecteurs MCT (HgCdTe) cryogéniques habituellement utilisés pour ces applications ;
- Une application d'imagerie active à 1,5 μm mettant en œuvre un cristal de PPLN associé à un capteur silicium (CCD ou CMOS) à la place des caméras InGaAs actuellement utilisées.

Pour répondre à ces problématiques ce manuscrit s'articule autour des chapitres suivants. Le Chapitre 1 a pour objectif de délimiter le domaine applicatif de la détection par somme de fréquence. Pour cela les applications et les caractéristiques de l'imagerie active et des monodétections dans l'infrarouge sont passées en revue. Une comparaison des différents détecteurs existants dans l'infrarouge et dans le visible permet de mettre en évidence les gains potentiels et les caractéristiques de la détection par somme de fréquence. Enfin, un état de l'art de la détection par somme de fréquence positionne les travaux de cette thèse dans l'état de l'art et montre l'originalité des expériences à suivre pour les applications visées.

Le Chapitre 2 développe les calculs théoriques de la conversion paramétrique. La notion de mode spatial est introduite et différentes manières de calculer le nombre de modes convertis sont présentées. L'intérêt d'utiliser un laser de pompe à spectre large pour effectuer la conversion est détaillé, ce qui conduit à des expressions analytiques non intégrables. Pour surmonter ce problème, une résolution numérique des équations est présentée. Ce code s'approche au mieux des paramètres expérimentaux utilisés dans les chapitres suivants. La convergence de différents algorithmes est étudiée ainsi que l'influence des différents paramètres sur la définition et l'efficacité de conversion des images.

La partie expérimentale de ce manuscrit commence au Chapitre 3 avec une détection ponctuelle où nous étudions la conversion d'un laser à 10,6 μm vers 1,68 μm avec un laser de pompe à 2 μm dans un cristal d'OP-GaAs. L'influence de la polarisation des différentes ondes ainsi que le caractère multimode longitudinal de la pompe sur l'efficacité de conversion est étudiée en détail. Enfin, les améliorations en sensibilité par rapport à des détecteurs MCT sont calculées. Une deuxième série d'expériences est présentée au Chapitre 4 et étudie la conversion d'images à 1,56 μm vers le visible avec différents lasers de pompes à 1,06 μm dans un cristal de PPLN. Les efficacités de conversion et la génération de photons parasites sont quantifiées ainsi que la définition des images. Nous montrons en particulier que nous augmentons cette définition d'un facteur 10 en utilisant un laser de pompe à spectre élargi. Les résolutions ainsi obtenues sont compatibles avec des applications d'imagerie active pour la détection et l'identification de cibles.

Chapitre 1

Objectifs de la thèse

Ce chapitre introduit les motivations de cette thèse. La détection infrarouge est un sujet critique dans les domaines de la défense et de la sécurité. La performance des détecteurs dans ces gammes de longueurs d'ondes est connue pour être limitée, ainsi trouver des alternatives pour augmenter les sensibilités actuelles en détection infrarouge est d'un intérêt certain. Après avoir développé les applications spécifiques à la défense et sécurité, nous allons exposer les différentes sources de bruits en détection infrarouge et faire un rapide état de l'art des différentes technologies de détection ainsi que leurs limitations.

Enfin un état de l'art théorique et expérimental détaillé sur l'utilisation de la somme de fréquence en détection infra-rouge sera établi et permettra de mettre en perspective les nouveautés de la présente thèse dans les chapitres suivants. En particulier, l'application spécifique de cette méthode à la détection de signaux multimodes en éclairage actif sera mise en évidence.

I. La détection infrarouge

1. Contexte technologique de la défense et de la sécurité

L'atmosphère présente plusieurs fenêtres de transparence dans le domaine infrarouge. Celles-ci sont toutes utilisées pour des applications de défense et de sécurité. Elles sont classiquement divisées en 3 fenêtres d'intérêts (Figure 1-1) : la bande I entre 1,5 et 2,5 μm , la bande II entre 3 et 5 μm et la bande III entre 8 et 12 μm . Ces 3 bandes sont par exemple utilisées en imagerie passive, pour la vision nocturne, ou dans les autodirecteurs de missiles qui suivent la chaleur émise par les cibles, en bande II ou III.

Cette thèse s'intéresse plus particulièrement aux applications de détection actives où un laser d'éclairement est utilisé et le signal réfléchi ou rétrodiffusé est détecté en retour. Là encore, les 3 bandes sont utilisées pour des applications diverses. De nombreux progrès ont été effectués ces dernières années sur les sources d'émission laser infrarouge. Les lasers à fibres deviennent de plus en plus performants en bande I [1], avec les développements des fibres dopées erbium, fonctionnant autour de $1,5\ \mu\text{m}$ [2, 3] et des fibres dopées thulium émettant entre $1,9$ et $2\ \mu\text{m}$ [4, 5, 6, 7]. Plus loin dans l'infrarouge, les OPOs à base de cristaux d'OP-GaAs [8] ou ZGP [9] par exemple permettent d'obtenir des puissances relativement importantes, enfin la montée en puissance des lasers à cascade quantique (QCL) [10] ouvre des perspectives applicatives intéressantes.

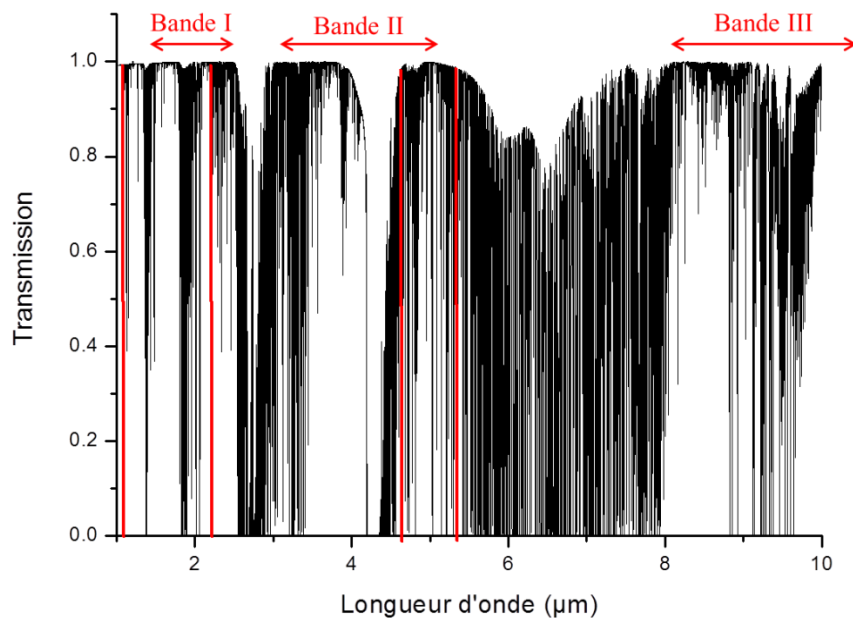


Figure 1-1 : Courbe de transmission atmosphérique calculée avec le logiciel Hitran, à 10 km d'altitude et pour un trajet de 10 km.

a) Les 4 classes de systèmes optroniques

Il existe 4 grandes classes de systèmes optroniques tels que présentés Figure 1-2 :

- Les systèmes passifs détectent le rayonnement de la scène, émis par la scène elle-même ou éclairée par une source externe (soleil). Ces systèmes sont utilisés pour observer une scène et pour la poursuite de cible.
- Les systèmes semi-actifs utilisent des moyens d'éclairement artificiels extérieurs pour des applications de poursuite de cibles et d'écartométrie – qui consiste à mesurer l'écart angulaire entre un point de visée et la direction de déplacement d'un missile par exemple. Ici, le système d'éclairement et le système de détection sont indépendants.

- Les systèmes actifs utilisent des moyens d'illumination artificiels (lampes, flashes, DEL ou laser) pour éclairer une scène et une voie de réception dédiée pour la détection. Les systèmes actifs utilisant des lasers d'éclairage et une réception dédiée sont au cœur de cette thèse et sont développés plus loin.
- Les systèmes de point à point sur ligne de visée utilisent une source d'illumination artificielle pour éclairer directement un moyen de détection. C'est le type de systèmes utilisés par exemple en télécommunication optique en espace libre.

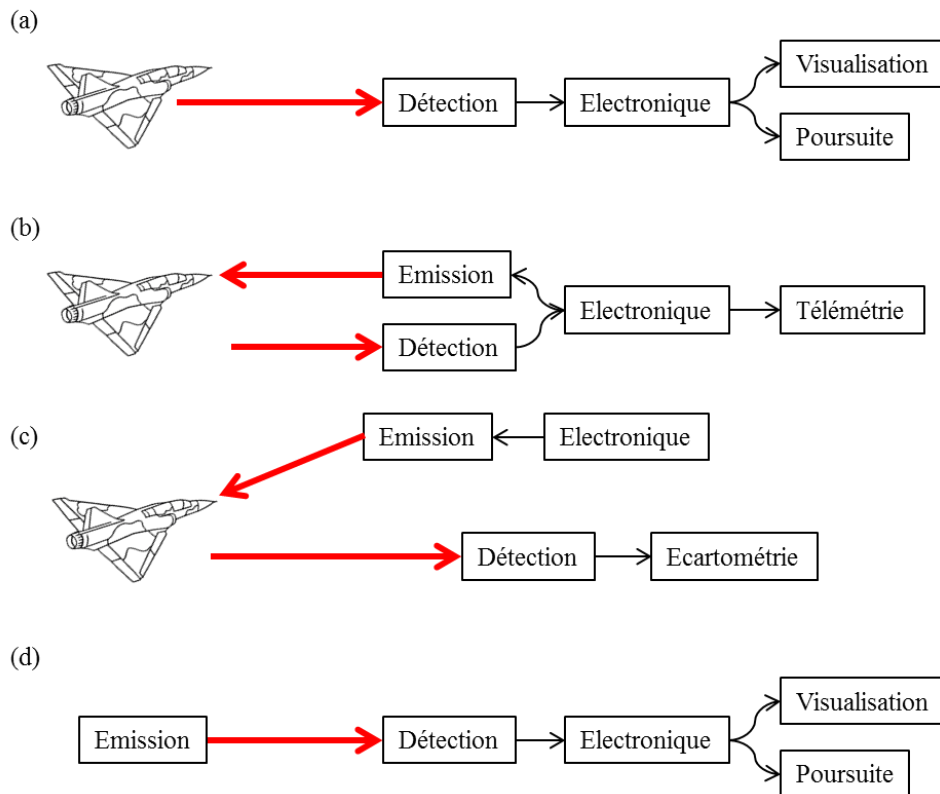


Figure 1-2 : Les différentes classes de systèmes optroniques. (a) Les systèmes passifs. (b) Les systèmes actifs. (c) Les systèmes semi-actifs. (d) Les systèmes de point à point sur ligne de visée.

b) Historique de l'imagerie active

La première publication moderne introduisant un système d'imagerie active date de 1966 et introduit les concepts de vision de nuit avec détection à crénelage temporel [11]. A Thales Research & Technology (ex Laboratoire Central de Recherche de Thomson-CSF) le premier prototype d'imageur actif a été développé en 1972 par J.-P. Fouilloy et G. Creel pour des applications de vision de nuit de missiles anti-char (Figure 1-3 (a)). Il utilisait un empilement de 180 diodes laser, délivrant 500 W de puissance crête à 800 nm et un tube à intensificateur de lumière à galette de microcanaux comme détecteur. La Figure 1-3 (c) en imagerie active fait apparaître le char qui n'est pas visible sur la Figure 1-3 (b) passive, d'où l'intérêt opérationnel de l'imagerie active.

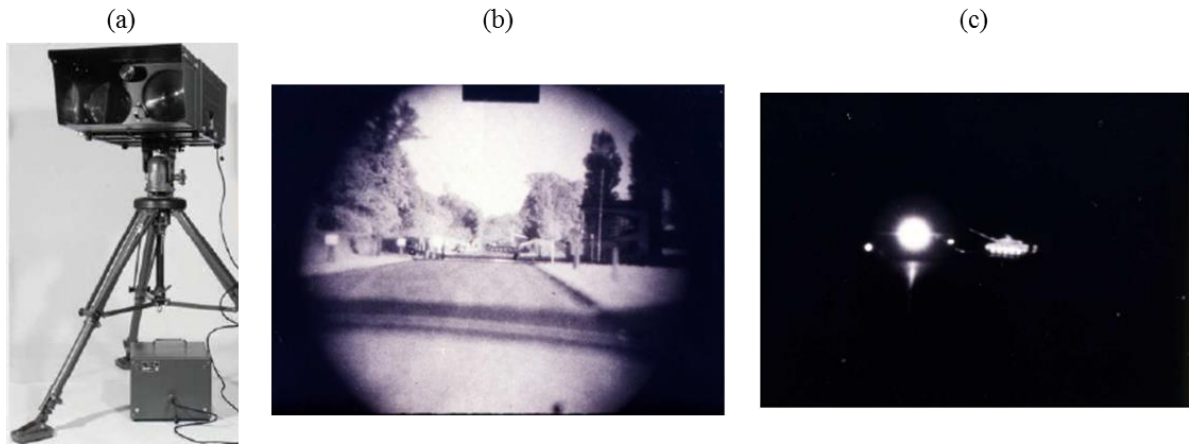


Figure 1-3 : (a) Démonstrateur tomoscopique 1972, (b) Image infrarouge passive, (c) Même image, active. Image d'un AMX 30 (MBT) à 1100 m avec la signature d'un missile anti-char à 1000 m.

D'autres développements dans les années 70 ont montré l'intérêt des systèmes d'imagerie actifs, comme à la SAT (Société Anonyme de Télécommunication) en 1977 où un système d'imagerie à balayage fonctionnant avec un laser à CO_2 à $10,6 \mu\text{m}$ a permis de visualiser des câbles dans une scène qui n'étaient pas visibles en imagerie passive visible et infra-rouge (Figure 1-4).

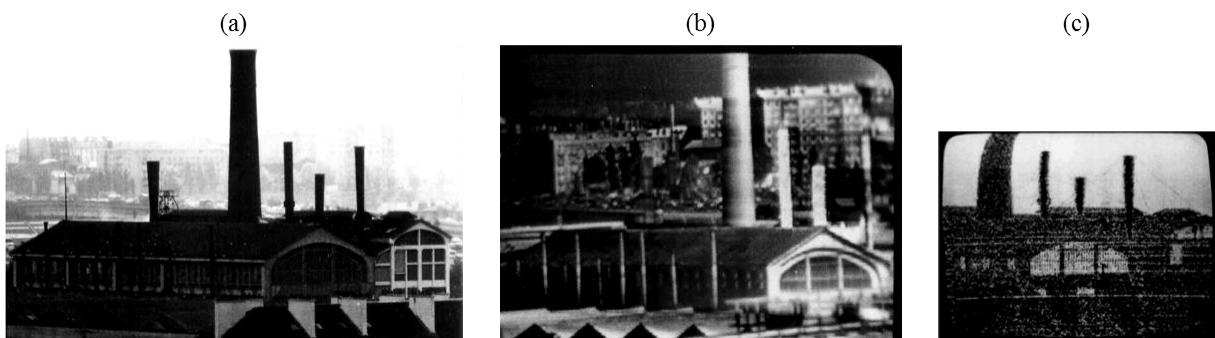


Figure 1-4 : Vue depuis les locaux de la SAT en 1977. (a) Image visible passive, (b) Image infrarouge passive, (c) Image active.

Malgré ces développements réussis datant de plus de 40 ans, peu de systèmes utilisent actuellement ces concepts d'imagerie active. Les sections suivantes dressent un état de l'art plus récent de ces techniques.

c) Applications de l'imagerie active et de la télémétrie

Les applications en bande I sont nombreuses car elles bénéficient des propriétés de sécurité oculaire de la bande de $1,53$ à $1,58 \mu\text{m}$. L'inconvénient récurrent rapporté par les opérationnels des techniques actives est sa furtivité limitée, une source d'illumination puissante

étant nécessaire pour éclairer une scène. La position de l'utilisateur peut alors être facilement déterminée. Cependant, les avantages apportés sont loin d'être négligeables.

Les fonctions de télémétrie sont indispensables d'un point de vue opérationnel. Une impulsion laser est émise, réfléchiée par la cible et revient jusqu'à l'observateur. Le temps d'aller-retour de l'impulsion renseigne sur la distance de la cible. C'est actuellement le seul moyen de connaître précisément la distance d'une cible [12]. Cela a été, dès 1965, l'une des premières applications du laser. Aujourd'hui, des précisions en distance de l'ordre de 10 m sont atteintes avec des portées de quelques dizaines de km.

Une autre grande application utilisée par les forces armées est la conduite de tir par guidage laser. Un opérateur illumine l'objectif avec un laser et l'autodirecteur est asservi sur cet éclairage. Ceci a révolutionné la précision des munitions.

La détection d'optique pointée (DOP) est un domaine applicatif en plein essor [13] pour lequel l'utilisation de systèmes actifs apporte une solution pertinente. En effet, une optique pointée vers la direction du système de DOP va réfléchir efficacement le laser d'illumination. Le signal reçu en retour est intense et va saturer le capteur, c'est ce que l'on appelle l'effet « œil de chat ».

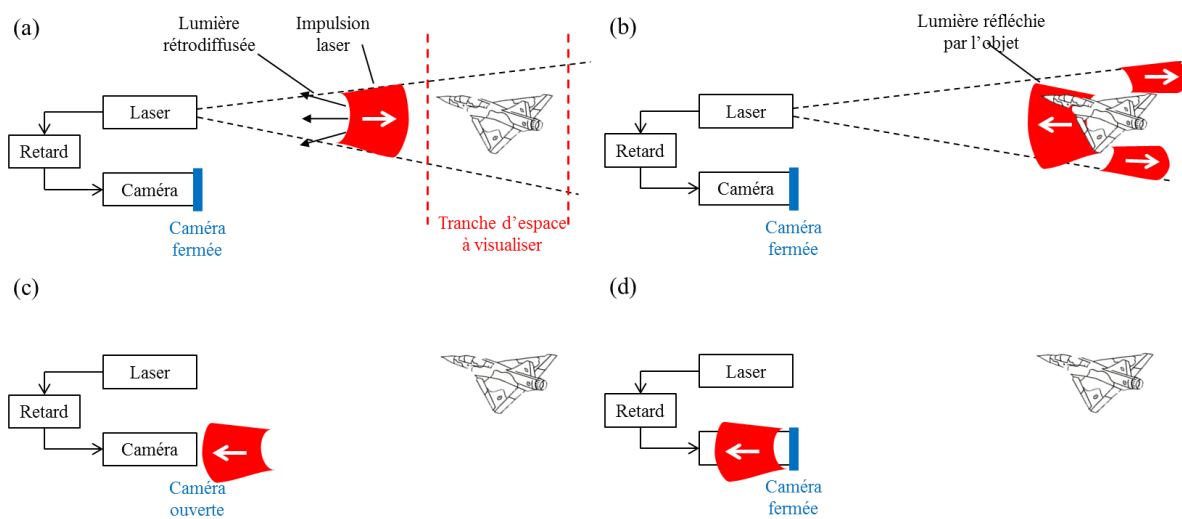


Figure 1-5 : Principe de l'imagerie active par crénelage temporel. (a) L'impulsion laser est émise. (b) L'objet réfléchit l'impulsion laser. (c) La caméra est ouverte le temps de la détection. (d) La caméra est refermée juste après le passage de l'impulsion.

Concernant les systèmes d'imagerie active à proprement parler, les avantages sont très nombreux. En effet, l'utilisation des techniques de crénelage temporel avec des sources d'éclairage impulsionnelles et des détecteurs possédant de petits temps d'exposition (Figure 1-5) permet d'améliorer la visibilité dans des conditions dégradées (pluie, brouillard, neige, fumée, milieu turbide, soleil dans l'axe d'observation...) [14]. Ce crénelage temporel permet la sélection d'une image correspondant à une tranche d'espace par temps de vol. Le

délai contrôlé entre le moment où l'impulsion laser est produite et le moment où la caméra est ouverte détermine la distance d'observation. A titre d'exemple, une impulsion laser de durée 100 ns correspond à une tranche d'espace de 15 m de profondeur en prenant en compte l'aller-retour de l'impulsion. Ces systèmes sont donc particulièrement peu sensibles aux effets d'éblouissement par rétrodiffusion sur les particules en suspension. Ce type d'acquisition permet aussi d'effectuer des reconstitutions 3D des scènes par tomographie, ce qui nécessite des temps d'expositions très courts, de l'ordre de la nanoseconde, pour obtenir une bonne résolution spatiale. Ceci est difficile à obtenir avec des caméras infrarouges. La Figure 1-6 illustre parfaitement l'intérêt du crénelage temporel dans de mauvaises conditions météorologiques. Les applications possibles de ce type de système dépassent le domaine militaire. Par exemple, la détection d'objets présents au milieu des pistes d'aéroports lors de mauvaises conditions de visibilité, est un enjeu important pour la sécurité des avions. Une autre application concerne l'imagerie biologique, où la diffusion de la lumière limite l'épaisseur sur laquelle on peut acquérir des images.



Figure 1-6 : Observation de véhicules à 500 m sous des chutes de neiges, avec un système d'imagerie active à $1,55 \mu\text{m}$. (a) La détection est continue et le système est aveuglé par la rétrodiffusion sur la neige. (b) Le crénelage temporel est utilisé, faisant apparaître la scène d'intérêt à travers la neige [15].

Un autre intérêt important de l'imagerie active est de voir à travers les vitres, opaques dans les gammes de longueurs d'ondes de l'imagerie thermique mais transparentes à $1,5 \mu\text{m}$ (Figure 1-7). Des fonctions de décamouflage, pour détecter des véhicules ainsi que de sauvetage en mer, pour détecter des gilets de sauvetages en surface sont d'autres applications très utiles de ces systèmes.



Figure 1-7 : (a) Imagerie thermique d'un véhicule à 330 m. (b) Imagerie active à $1,55 \mu\text{m}$ de ce véhicule. L'identification d'un individu à l'intérieur de la voiture est alors possible [16].

Une dernière application remarquable est l'imagerie polarimétrique : en utilisant un laser d'éclairement polarisé et en étudiant l'état de polarisation de la lumière en retour, on peut faire apparaître des signatures caractéristiques d'objets manufacturés [17, 18].

Parmi les problèmes inhérents à ce type d'imagerie on peut citer les effets de tavelure¹ (*speckle*) dans les images provenant de la réflexion de la lumière sur les objets à observer ainsi que les effets de scintillation atmosphérique causés par la turbulence et la convection atmosphérique. Ceux-ci sont causés par la cohérence des lasers d'illumination. Ils peuvent donc être réduits en diminuant leur cohérence spectrale ou spatiale (ou les deux) ou encore en effectuant des accumulations d'images dans le temps [19, 20, 21].

Malgré tous ces avantages, peu de systèmes d'imagerie active sont actuellement commercialisés. L'Institut franco-allemand de Saint-Louis (ISL) travaille depuis de nombreuses années sur différents systèmes d'imagerie active. Obzerv, en collaboration avec Thales, a commercialisé il y a une dizaine d'années des jumelles de surveillance pour les forces armées et de sécurité, fonctionnant à 854 nm. Lheritier commercialise une jumelle d'identification courte portée (150 m) et CILAS des systèmes de DOP et d'imagerie active de quelques km de portée avec des champs de vue de l'ordre de 1° . Augmenter ces portées est aujourd'hui difficile et des progrès sont encore nécessaires. Les systèmes fonctionnant autour de 800 nm sont plus courants car il existe des diodes puissantes et des détecteurs performants à ces longueurs d'ondes. En revanche, la bande vers $1,5 \mu\text{m}$ souffre du manque de détecteurs performants non ITAR (réglementation américaine sur les exportations d'armes).

Un autre domaine, qui dépasse le cadre des applications de défense, et pouvant bénéficier des avancées technologiques en imagerie active est celui des télécommunications

¹ Le terme français tavelure étant peu commun, nous utiliserons par abus de langage le mot anglais *speckle* dans la suite de ce manuscrit.

optiques en espace libre. Ce domaine connaît actuellement un regain d'intérêt, les concepts développés dans cette thèse peuvent être étendus à ces applications.

d) Applications de détection d'espèces chimiques

Les applications de détection active en bande II et III sont principalement liées aux lidars et à la détection d'espèces chimiques (Figure 1-8) : explosifs, armes chimiques, polluants, où ces espèces ont des bandes d'absorption caractéristiques. De nombreux travaux visent ces applications. On peut par exemple citer les projets européens MIRIFISENS et AMURFOCAL [22, 23] qui visent la détection d'explosifs mais aussi les nombreux travaux développés à l'ONERA [24]. La bande I est aussi utilisée pour ces applications [25] pour la détection de CO₂ par exemple. Tous ces travaux portent principalement sur l'amélioration des performances des lasers d'émission mais peu sur l'utilisation de schémas de détection performants dédiés. Or pour beaucoup d'applications, les signaux à détecter sont de faible intensité et on s'intéresse aux faibles variations de ceux-ci. Une voie de réception sensible est donc nécessaire à ces systèmes.

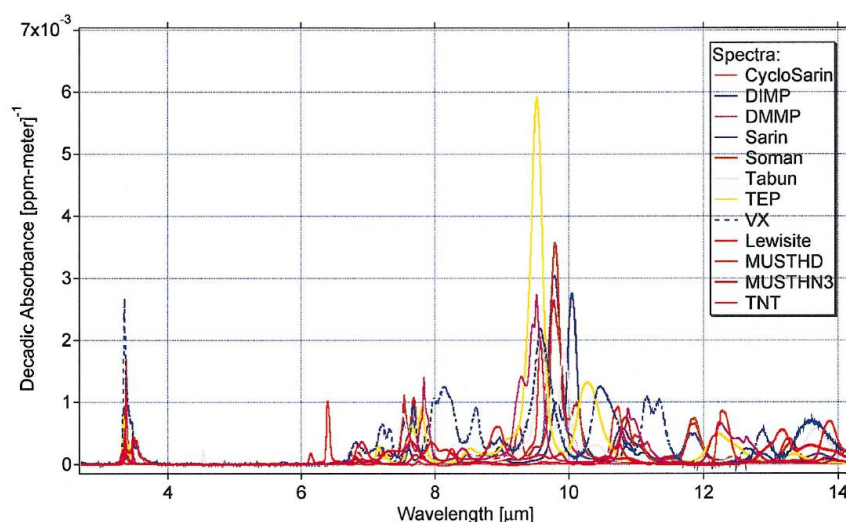


Figure 1-8 : Spectre d'absorption de quelques molécules d'intérêt en sécurité [26].

Pour ces applications atmosphériques à longues distances, des sources impulsionnelles de l'ordre du millijoule ou de la dizaine de millijoules sont utilisées et leur portée est principalement limitée par la sensibilité des détecteurs utilisés. Par conséquent peu ou pas de systèmes utilisant ces concepts sont disponibles commercialement. Ainsi, trouver des solutions permettant d'augmenter la sensibilité des systèmes de détection peut considérablement augmenter la portée des systèmes optiques actifs. L'objectif est donc de détecter un signal de longueur d'onde fixée, avec un petit champ connu, correspondant au champ d'éclairement. Il faut alors détecter la puissance provenant de plusieurs modes spatiaux, même sans en faire l'image. Ces signaux bien spécifiques, décrits dans la section suivante, peuvent bénéficier de systèmes de détection performants dédiés.

2. Caractéristiques des signaux à détecter

a) Puissance reçue

La puissance optique, ou le flux reçu par un système d'illumination d'optique actif dépend des conditions d'éclairements. Considérons l'éclairement d'une cible Lambertienne étendue d'albédo ρ_t située à une distance R du système optique. Deux cas sont à distinguer.

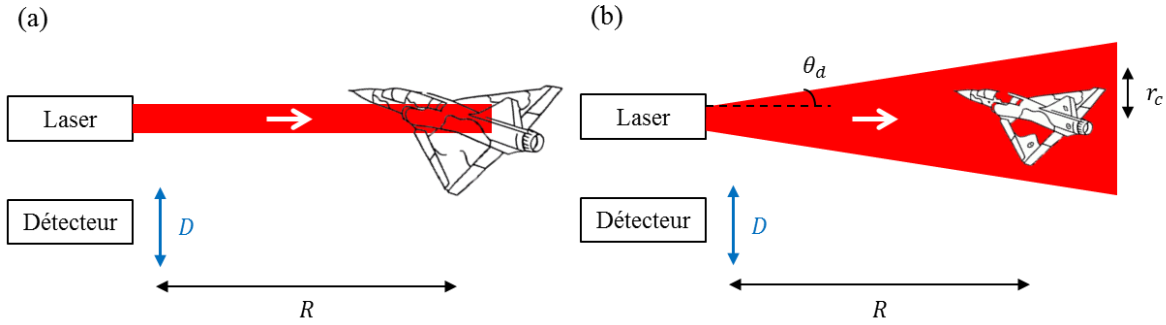


Figure 1-9 : Schémas introduisant les notations pour les calculs de porté dans les 2 cas d'éclairements. (a) la cible est plus large que le faisceau d'éclairement, (b) la cible est plus petite que le faisceau d'éclairement.

Dans le premier cas, lorsque le faisceau d'illumination est totalement intercepté par la cible, ce qui est le cas pour un télémètre correctement dimensionné par exemple, la cible est dite résolue. Le flux optique du signal reçu sur le détecteur s'exprime alors :

$$\phi_s = \phi_T \frac{\rho_t D^2}{4R^2} e^{-2\alpha R} \eta_{opt} \quad 1.1$$

où ϕ_T est le flux optique du faisceau d'illumination, D est le diamètre de la pupille de réception, α est le coefficient d'extinction atmosphérique à la longueur d'onde considérée et η_{opt} est la transmission du système optique de réception.

Dans le second cas, lorsque le faisceau d'illumination est plus grand que la taille de la cible, la cible n'est pas résolue, une partie de la puissance d'éclairement est donc perdue. C'est le cas d'un système d'imagerie active où l'on veut observer la cible entière ou d'un télémètre non optimisé. Le flux optique total reçu en retour s'exprime en supposant une cible circulaire de rayon r_c :

$$\phi_s = \phi_T \frac{\rho_t r_c^2 D^2}{4\theta_d^2 R^4} e^{-2\alpha R} \eta_{opt} \quad 1.2$$

où θ_d est la divergence du faisceau d'éclairement.

En imagerie active, le flux reçu par pixel décroît en $\frac{1}{R^2}$. En effet, un élément résolu de cible est toujours éclairé par le même flux car la résolution décroît avec la distance.

Dans les deux cas, la puissance reçue diminue rapidement avec la distance d'observation et seule une petite fraction de la puissance d'éclairement est reçue par le système de détection.

Une rapide application numérique pour une cible résolue, en négligeant l'absorption atmosphérique, pour un albédo de 0,3, une pupille de diamètre 5 cm, un système de détection parfait ($\eta_{opt}=1$) et une distance d'observation de 10 km donne :

$$\phi_S \sim 10^{-12} \phi_T \quad 1.3$$

Seul un mille-milliardième de l'énergie d'éclairement est reçue par le détecteur pour une distance d'observation de 10 km. Ainsi pour un laser d'éclairement de la classe 10 mJ, l'énergie à détecter est de seulement 10 fJ. Dans ces conditions, la sensibilité des détecteurs est une problématique importante et ce bilan énergétique a pendant longtemps limité les applications de tels systèmes. Ainsi pour en augmenter la portée deux solutions sont possibles, la première étant d'augmenter la puissance des lasers d'illumination, ce qui n'est pas évident car cela nécessite de passer à des lasers de la classe 100 mJ, voir 1 J. De plus, les spécifications de sécurité oculaire limitent les puissances maximales d'émission. Elles dépendent fortement de la longueur d'onde utilisée et des régimes d'émission. Le Tableau 1-1 donne les limites de sécurité oculaire pour les longueurs d'ondes et les régimes d'intérêts dans l'infrarouge. La bande spectrale la plus avantageuse en termes de sécurité oculaire est entre 1,5 et 1,8 μm .

Tableau 1-1 : Limites d'émission laser à sécurité oculaire pour nos régimes d'intérêts.

Longueur d'onde (nm)	Durée d'émission (s)	
	10^{-9} à 10^{-7}	continu
1400 - 1500	10^3 J/m^2	1000W/m ²
1500 - 1800	10^4 J/m^2	
1800 - 2600	10^3 J/m^2	
2600 - 10^6	100 J/m^2	

La deuxième solution est d'augmenter la sensibilité du système de détection : augmenter la sensibilité d'un facteur 10 ayant le même effet qu'augmenter la puissance d'éclairement d'un facteur 10. Cette thèse s'articule autour de cette idée.

b) Nombre de modes

Le système optique utilisé à la réception détermine la qualité des images obtenues dans le cas d'un imageur, ou la quantité de lumière collectée dans le cas d'un télémètre ou d'un lidar. Dans tous les cas, les signaux collectés sont spatialement multimodes, ce qui va

conditionner les dimensionnements des détecteurs. Pour se donner deux cas d'applications classiques, nous supposons que l'objet à détecter est soit un être humain, de dimension caractéristique $l_c = 1$ m, soit un véhicule, de dimension caractéristique $l_c = 10$ m.

Supposons que nos systèmes d'imagerie sont limités par la diffraction et négligeons la turbulence atmosphérique qui dégrade la qualité des signaux reçus par propagation. Le nombre de modes spatiaux (ou éléments résolus) dans une dimension des objets d'intérêts, en gardant les notations introduites précédemment, est d'environ : $\frac{l_c D}{\lambda R}$.

Pour évaluer quantitativement les performances en résolution d'un système optique, on mesure la fonction de transfert de modulation du système (FTM), qui représente le contraste d'imagerie de signaux sinusoïdaux en fonction de leur fréquence spatiale f_x . Elle s'exprime en nombre de cycles par millimètre (lp/mm). Un cycle peut être interprété comme 2 modes spatiaux définis précédemment. Typiquement, la FTM diminue avec la fréquence spatiale et un système optique est d'autant meilleur qu'il s'approche au plus près de la limite de diffraction présentée au-dessus. Cependant, pour des mesures expérimentales, des mires sinusoïdales sont difficiles à produire et nous utilisons plutôt des mires constituées de traits rectilignes, parallèles et équidistants, à profil rectangulaire et nous mesurons alors la FTM rectangulaire (FTM_r). Le passage de la FTM sinusoïdale (FTM_s) à la FTM rectangulaire se calcul comme [27, 28] :

$$FTM_r(f_x) = \frac{\pi}{4} \left(FTM_s(f_x) + \frac{FTM_s(3f_x)}{3} - \frac{FTM_s(5f_x)}{5} + \frac{FTM_s(7f_x)}{7} - \dots \right) \quad 1.4$$

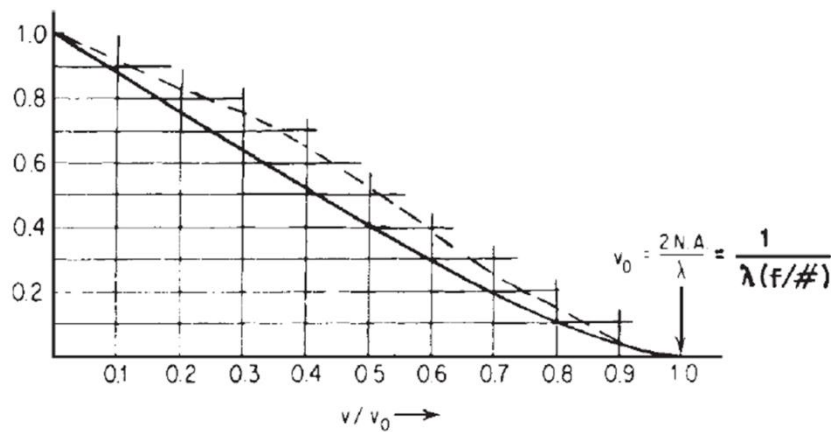


Figure 1-10 : Fonction de transfert de modulation (FTM) : contraste en fonction de la fréquence spatiale normalisée, pour un système sans aberrations avec une pupille circulaire de transmission uniforme en éclairage incohérent. La ligne solide représente FTM sinusoïdale et la ligne en tirets la FTM rectangulaire [27].

La Figure 1-10 représente ces deux FTM. L'interprétation de la mesure de la FTM rectangulaire conduit à surestimer légèrement les performances du système optique, la courbe étant au-dessus de celle de la FTM sinusoïdale. En pratique, la distinction entre les deux FTM

est rarement effectuée et nous utiliserons dans la suite de ce manuscrit la FTM rectangulaire, dont les fréquences spatiales sont définies dans le plan de l'objet.

La portée d'un système d'imagerie est calculée à partir des critères de Johnson qui donnent les nombres de cycles résolus minimaux pour différents niveaux d'imagerie [29]. On en distingue principalement trois, illustrés sur la Figure 1-11 :

- La détection, pour détecter la présence ou non d'un objet, pour cela un seul cycle est nécessaire.
- La reconnaissance, qui permet de déterminer le type d'objet (une voiture, un avion, une personne...). 3 cycles permettent d'effectuer de la reconnaissance.
- L'identification, permet d'avoir suffisamment de détails sur l'objet pour en différencier deux du même type (modèle de voiture par exemple). L'objet doit alors être couvert par au moins 6,4 cycles.

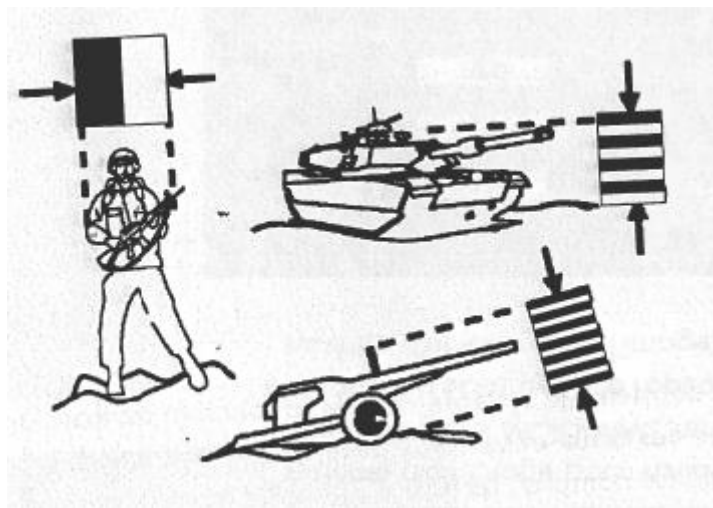


Figure 1-11 : Définition des critères de Johnson. Le soldat est détecté, le char est reconnu et l'avion identifié.

Le tableau ci-dessous donne les portées maximales théoriques pour différents cas d'intérêt. Les distances autour de la centaine de kilomètres sont, à ce jour, inatteignables en imagerie active du fait des limites énergétiques décrites dans la section précédente. Les performances visées par ce manuscrit sont de cet ordre de grandeur.

Tableau 1-2 : Portées maximales théoriques de détection, reconnaissance et identification de deux types d'objets pour différents systèmes optiques à 1,5 μm limités par la diffraction.

Objet	Personne			Véhicule		
Pupille D (cm)	5	10	15	5	10	15
Détection (km)	16	32	48	160	320	480
Reconnaissance (km)	5	11	16	50	110	160
Identification (km)	2,5	5	7,5	25	50	75

En pratique, des distances plus modestes sont à considérer à cause des effets de speckle sur la cible, de turbulence atmosphérique et de scintillation qui réduisent la résolution des systèmes optiques.

II. Les technologies de détecteurs

Cette partie n'a pas la prétention de dresser un état de l'art complet sur les différentes technologies de détection. Nous nous focalisons simplement sur les grandes familles de détecteurs hautes performances habituellement utilisés pour les applications visées et de quelques technologies prometteuses.

1. Les différentes sources de bruit en détection optique

Les détecteurs optiques sont des systèmes qui convertissent une puissance lumineuse incidente en signal électrique. Ce signal électrique est ensuite mesuré et exploité pour en déduire les propriétés de la lumière incidente. Lors de la détection, plusieurs sources de bruits sont présentes et vont limiter le plus petit signal qu'un détecteur pourra mesurer. Un détecteur est composé d'une photodiode qui est matériau convertissant les photons incidents en électrons et d'un circuit électronique permettant le traitement de ces électrons, en les amplifiant par exemple. C'est la combinaison des deux éléments qui permet de déterminer les limites de sensibilités d'un détecteur donné. Les détecteurs ponctuels et matriciels ne sont pas caractérisés de la même manière.

Pour les détecteurs ponctuels :

- La puissance équivalente au bruit, notée NEP (*Noise Equivalent Power*) est la densité spectrale de lumière incidente sur le détecteur nécessaire pour égaler le bruit. Elle s'exprime $NEP = \frac{i_{n,total}}{R(\lambda)}$ où $i_{n,total}$ est la valeur efficace du courant de bruit dans le détecteur et $R(\lambda)$ est la réponse spectrale du détecteur. Elle est donnée en W/√Hz.
- La détectivité spécifique D^* qui est l'inverse de la NEP, normalisée par la surface A_d du détecteur : $D^* = \frac{\sqrt{A_d}}{NEP}$. Elle est donnée en cm.√Hz/W.
- La bande passante Δf , donnée en Hz, est une donnée importante pour résoudre temporellement les signaux d'intérêts.

La variance du bruit total de détection augmente en racine carrée de la bande passante. De plus, les détecteurs possédant à la fois une bande passante élevée et un bruit faible sont difficiles à réaliser, surtout lorsque la longueur d'onde à détecter augmente. En détection infrarouge les principales sources de bruit sont le bruit de photon dû à la statistique des photons incidents, les bruits intrinsèques à la photodiode et les bruits de l'électronique. Les expressions et les caractéristiques de ces bruits dépendent des technologies des détecteurs.

Pour des applications à bas niveau de lumière, c'est le bruit thermique du détecteur qui sera dominant, d'autant plus que la longueur d'onde à détecter est élevée. En effet, dans l'infrarouge moyen, l'énergie des photons est basse et le matériau réalisant la détection est alors très sensible à l'agitation thermique. C'est pour cela que les détecteurs IR hautes performances sont généralement refroidis.

Pour les détecteurs matriciels, les bruits sont caractérisés en nombre d'électrons, directement relié au nombre de photons incidents et à l'efficacité quantique du détecteur. Le temps d'exposition caractérise le temps pendant lequel le détecteur va intégrer le signal optique. L'obtention de petits temps d'exposition peut être difficile et demande une électronique adaptée. Ces bruits sont :

- Le bruit de lecture (*readout noise*) est le bruit mesuré en électrons associé à la mesure de la tension créée par les électrons accumulés sur un pixel et est indépendant du temps de pose. C'est généralement le bruit dominant dans les détections à faible temps d'exposition.
- Le courant d'obscurité mesuré en electron/pixel/s, équivalent du bruit thermique des détecteurs ponctuels, est souvent négligeable pour des détections à crénelage temporel.
- Le bruit associé à la statistique des photons incidents, généralement poissonien.

2. Les détecteurs ponctuels

La Figure 1-12 présente les détectivités de nombreux détecteurs infrarouges de technologies différentes. La tendance générale à retenir de cette figure est une décroissance forte de la détectivité et une diminution de la température d'opération avec la longueur d'onde à détecter. Dans la suite nous développerons seulement les détecteurs silicium pour le visible, InGaAs pour la bande I et les détecteurs MCT (HgCdTe) pour les bandes II et III.

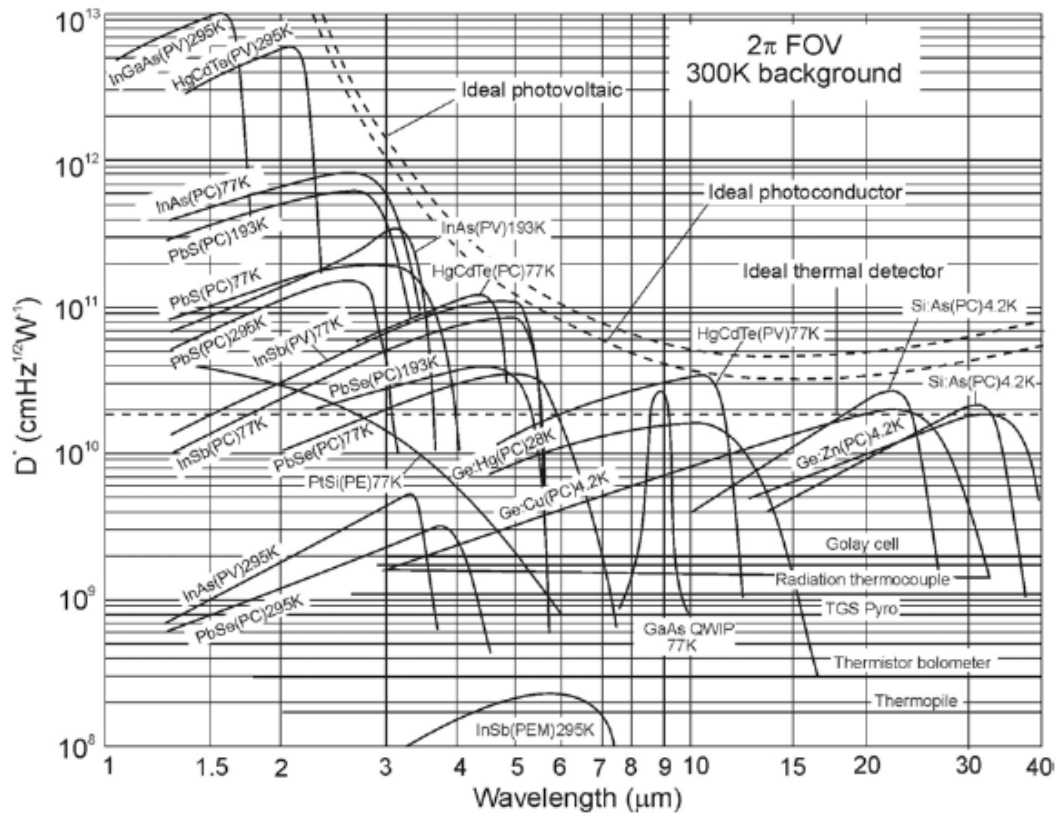


Figure 1-12 : Réponse spectrale et détectivité de plusieurs détecteurs infrarouges disponibles commercialement et fonctionnant à la température indiquée. PC : détecteur photoconductif, PV : détecteur photovoltaïque, PE : détecteur photoémissif et PEM : détecteur photoélectromagnétique [30].

a) Photodiodes PIN

Les photodiodes PIN sont des détecteurs photovoltaïques possédant une jonction p-i-n qui définit une énergie de gap du matériau. Dans ces détecteurs, un photon peut-être absorbé si son énergie est supérieure à l'énergie de gap créant ainsi une paire électron-trou. Un champ polarisant est appliqué à la jonction ce qui génère un courant proportionnel à la puissance incidente. L'énergie de gap du matériau détermine la bande d'acceptance spectrale du détecteur. Ainsi, une photodiode silicium est utilisable de 400 à 1000 nm alors qu'une photodiode InGaAs, qui possède une énergie de gap plus petite, va pouvoir absorber des photons d'énergies plus basses. La bande spectrale dépend du rapport de composition des différents éléments. Celle des détecteurs InGaAs standards va de 900 à 1700 nm et celle des détecteurs InGaAs dits étendus peut monter jusqu'à 2600 nm.

Cependant, l'augmentation de la longueur d'onde de détection s'accompagne d'une augmentation significative du bruit thermique des détecteurs. Les photons à détecter étant d'énergie plus basse, les détecteurs deviennent beaucoup plus sensibles au bruit de Johnson. L'évolution de la détectivité de l'InGaAs à température ambiante avec la longueur d'onde de

détection est donnée Figure 1-13. Elle diminue de plus de deux ordres de grandeurs entre 1,6 μm et 2,6 μm . Pour limiter ce bruit, les détecteurs InGaAs et a fortiori les détecteurs InGaAs étendus sont refroidis à l'aide de modules Peltier.

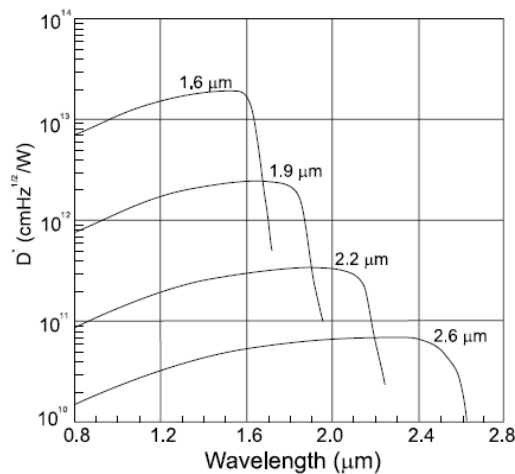


Figure 1-13 : Défectivité des photodiodes InGaAs à température ambiante pour des longueurs d'ondes de coupure de 1,6 μm , 1,9 μm , 2,2 μm et 2,6 μm [31].

Malgré cela, les performances des photodiodes InGaAs sont nettement inférieures à celles des photodiodes Si. La détectivité est au moins un ordre de grandeur supérieure pour les détecteurs Si. Les conséquences technologiques sont multiples. Il est possible de fabriquer des détecteurs avec une surface plus grande et une bande passante plus importante dans le cas des détecteurs visibles.

b) Photodiodes à avalanche (APD)

Les photodiodes à avalanche (APD, *Avalanche PhotoDiode*) ont un fonctionnement légèrement différent des photodiodes PIN. Le photocourant est amplifié d'un facteur M par un processus d'avalanche dans la photodiode avant de passer dans un amplificateur électronique et d'être mesuré. Ce processus d'avalanche est différent dans le silicium et dans l'InGaAs. Cette avalanche est effectuée uniquement par les électrons dans le cas du silicium alors qu'elle est faite par les électrons mais aussi les trous présents dans l'InGaAs ce qui engendre un facteur de bruit en excès dans la statistique des photons qui est bien plus important dans le cas des APDs InGaAs que Si et qui limite le facteur de gain M . Il est de l'ordre de 10 fois plus faible dans l'InGaAs que dans le silicium (Tableau 1-3).

Tableau 1-3 : Tableau comparatif des APD Excelitas Si et InGaAs sans électronique.

Modèle	C30817EH	C30662EH
Matériau	Si	InGaAs
Longueur d'onde (nm)	900	1550
Aire active (mm ²)	0,5	0,03
Capacitance (pF)	2	2
Gain M	120	10
Réponse (A/W)	75	9,3
NEP (fW/√Hz)	1	100

La sensibilité des photodiodes est extrêmement dépendante de la qualité des électroniques d'amplification. Ainsi pour comparer les différences de performances entre les APDs silicium et les APDs InGaAs nous devons prendre les caractéristiques d'un même fournisseur et préférentiellement d'une même série. Pour cela Excelitas est une référence (non soumise à la réglementation ITAR) dans le domaine, cette entreprise fournissant parmi les meilleures APDs hautes performances sur le marché. La conception de l'électronique est gouvernée par la valeur de la capacitance du matériau de détection qui est d'autant plus grande que la surface du détecteur est grande. Or plus cette capacitance est élevée, plus le bruit de l'électronique est important. De plus l'InGaAs possède une capacitance plus élevée que le silicium pour une surface équivalente, ce qui explique les surfaces moindres des APDs InGaAs. Le Tableau 1-4 présente les principales caractéristiques d'APDs Si et InGaAs possédant une électronique similaire. La détectivité des APD Si est 40 fois meilleure que celle des InGaAs. Pour pallier ce manque de performances, la surface active des APDs InGaAs est bien plus petite que celles des APDs en silicium.

Tableau 1-4 : Tableau comparatif des APD Excelitas Si et InGaAs avec préamplificateur.

Modèle	C30659-900	C30659-1550
Matériau	Si	InGaAs
Longueur d'onde (nm)	900	1550
Aire active (mm ²)	0,5	0,03
Bande passante (MHz)	50	50
Réponse (kV/W)	3000	340
NEP (fW/√Hz)	12	130
D^* (cm.√Hz/W)	$5,9.10^{12}$	$1,3.10^{11}$

Notons aussi que la réponse maximale pour les APD silicium est située autour de 900 nm et autour de 1550 nm pour les APDs InGaAs (Figure 1-14). Nous verrons plus loin que la courbe de réponse des matrices silicium CMOS est différente.

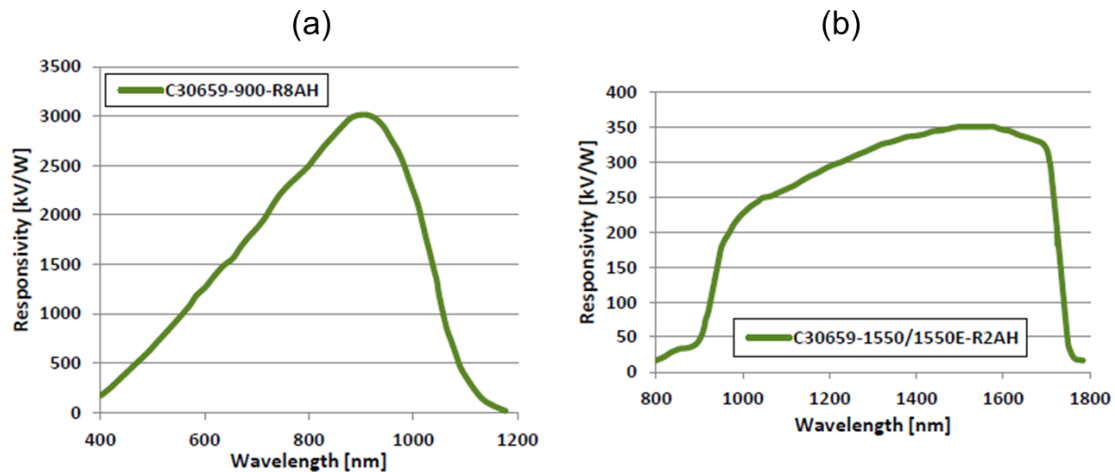


Figure 1-14 : Réponses spectrales des APD (a) : Si, (b) : InGaAs [32].

Un mode de fonctionnement particulier de ces APD est le mode Geiger (SPAD) où les champs électriques appliqués sont légèrement supérieurs à la valeur de claquage. Cela permet un fonctionnement en mode comptage de photons. Les différences de performances entre les compteurs de photons silicium et InGaAs sont similaires à celles des APD classiques.

De nombreux développements ont été proposés pour améliorer la qualité des APDs InGaAs, comme par exemple ajouter une couche d'InAlAs entre l'InGaAs et le silicium pour effectuer la photoconversion dans l'InGaAs et l'avalanche dans le silicium, ce qui améliore le facteur de bruit d'amplification [33]. Cependant il n'existe aucun produit commercial car les difficultés de fabrication de ces détecteurs ne sont pas justifiées par le gain en performances trop modeste.

c) Détecteurs HgCdTe (MCT)

Pour aller plus loin dans l'infrarouge les détecteurs HgCdTe (MCT) sont les détecteurs présentant les meilleures performances. Ils peuvent être utilisés de 1 μm jusqu'à environ 30 μm en fonction du rapport entre le mercure et le cadmium dans le matériau [30]. Les performances en détectivité obtenues sont seulement de l'ordre de $10^{10} \text{ cm} \cdot \sqrt{\text{Hz/W}}$ en bande III, avec des bandes passantes de l'ordre du MHz et ils doivent être utilisés à des températures cryogéniques de 77 K, en utilisant une machine de Stirling ou de l'azote liquide ce qui limite grandement leur utilisation pratique. Parmi les fournisseurs de MCT refroidis performants, nous pouvons citer Hamamatsu. En revanche, lorsque l'on veut augmenter la bande passante de détection, les performances en détectivité se dégradent et il n'est même plus nécessaire de refroidir à des températures cryogéniques. On peut citer par exemple les détecteurs Vigo, refroidis par des modules Peltier, qui offrent des bandes passantes de plusieurs centaines de MHz pour des détectivités de l'ordre de $10^9 \text{ cm} \cdot \sqrt{\text{Hz/W}}$.

3. Les détecteurs matriciels

Les détecteurs matriciels mettent en parallèle une multitude de détecteurs ponctuels. Ainsi, obtenir des détecteurs bas bruits sur toute la surface de la matrice est un défi technologique de taille mais qui tire parti des développements des procédés de fabrication en microélectronique dans les fonderies silicium. Ainsi un imageur matriciel est composé de deux parties : le détecteur et le circuit de lecture ROIC (*Read Out Integrated Circuit*).

Le matériau composant le détecteur détermine la gamme spectrale de fonctionnement du capteur, typiquement le silicium pour le visible, l'InGaAs pour la bande I et le MCT pour les bandes II et III. Nous nous focaliserons ici seulement sur les deux premiers types de détecteurs.

Il existe deux grandes familles technologiques de circuits de lecture aux fonctionnements très différents :

- La technologie CCD (*Charge Coupled Device*) où les charges produites par la photodiode sont accumulées dans un puit de potentiel au niveau de chaque pixel. Puis une grille d'électrode fait varier le potentiel du puit et transfère les charges d'une colonne jusqu'à la sortie où s'effectue la conversion en tension.
- La technologie CMOS (*Complementary Metal Oxide Semi-Conductor*) où chacun des pixels possède son propre convertisseur en tension, en utilisant des transistors. Il existe de nombreuses architectures de pixels de lecture avec chacune leurs avantages. Ces matrices sont fabriquées dans les mêmes fonderies que celles utilisées en microélectronique. Ainsi les progrès et la réduction des coûts de fabrications sont spectaculaires [34] et la technologie CMOS tend à supplanter la technologie CCD.

Il y a de plus de nombreux avantages à utiliser des matrices CMOS plutôt que CCD. Les tensions de fonctionnements CMOS peuvent être de 3 V alors que 15 V sont nécessaires pour les CCD. Chaque pixel possédant son propre circuit électronique, les CMOS peuvent fonctionner à des cadences beaucoup plus grandes et sont aussi beaucoup moins sensibles aux perturbations et aux parasites contrairement aux CCD qui doivent manipuler de faibles photocourants sur la surface du capteur. Enfin de nombreuses fonctions électroniques, de calculs et de traitement du signal peuvent être intégrées directement sur le circuit CMOS.

Dans le domaine des imageurs en bande I, il faut hybrider (relier électriquement pixel par pixel) le détecteur en technologie InGaAs et le circuit de lecture en silicium. Dans le cas des détecteurs visibles CMOS, l'hybridation n'est pas nécessaire : la partie électronique des circuits de lecture est co-intégrée avec la partie optique des pixels. Des détecteurs très hautes performances sont ainsi obtenus. On peut en particulier citer les capteurs Fairchild Imaging [35] comme celui que nous avons utilisé dans nos expériences d'imagerie. Il est composé d'une architecture pixel dite 5T, composée de 5 transistors. Une efficacité quantique de 55% à

600 nm est obtenue avec un bruit de lecture de seulement $1\text{ e}^- \text{ rms}$ (1 électron en valeur efficace).

L'hybridation entre un détecteur InGaAs et un circuit de lecture CMOS est beaucoup plus complexe et engendre des surplus de bruit de lecture difficilement améliorables. Plusieurs types d'hybridations sont possibles, la plus utilisée est l'hybridation par des contacts sur chaque pixel par microbille d'indium (Figure 1-15). Quelques constructeurs se partagent actuellement le marché tels que le III-V Lab (Thales, Nokia, CEA Leti), Xenics, Sensor Unlimited, NIT, SCD, Chunghwa, Teledyne, Aerius photonics et Flir. Les meilleures performances obtenues en bruit de lecture sont de l'ordre de $30\text{ e}^- \text{ rms}$ pour des efficacités quantiques de 80% à 1550 nm. De plus, la majorité de ces capteurs sont fabriqués par des entreprises basées aux États-Unis et sont donc soumis au contrôle des exportations d'armes US (ITAR).

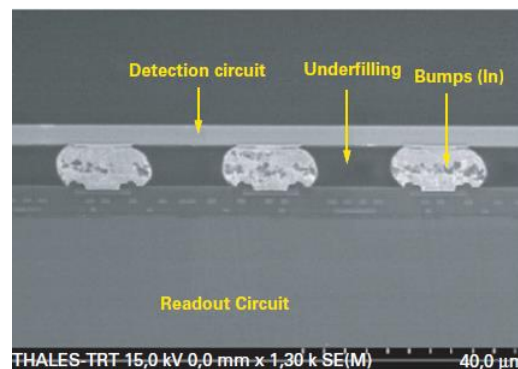


Figure 1-15 : Image MEB d'hybridation par bille d'indium [34].

La réponse spectrale des détecteurs matriciels InGaAs est similaire à celle des monodétecteurs. En revanche, en ce qui concerne les détecteurs CMOS visibles (Figure 1-16), le maximum de sensibilité est atteint autour de 600 nm, ce qui est plus bas en longueur d'onde que les détecteurs silicium ponctuels. Le rendement quantique est de 60%, contre 80% pour les détecteurs InGaAs. C'est peut-être le seul paramètre où les détecteurs InGaAs sont meilleurs que les détecteurs Si. En effet, les propriétés de dynamique, linéarité, uniformité des pixels, courant d'obscurité et coût sont indiscutablement à l'avantage des détecteurs CMOS pour le visible.

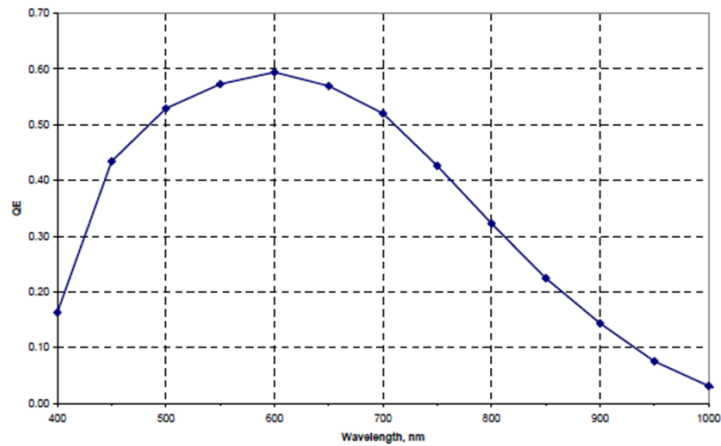


Figure 1-16 : Courbe d'efficacité quantique d'un capteur CMOS Fairchild Imaging [35].

Le développement de détecteurs matriciels à InGaAs étendu, pour atteindre la gamme spectrale autour de $2\ \mu\text{m}$ manque cruellement de moyens, et il n'existe actuellement aucun produit hautes performances disponible sur le marché. Les applications de niches de ces détecteurs ne permettent pas un développement industriel suffisant pour une montée en maturation de cette technologie. Ainsi trouver des alternatives de détection pour ces longueurs d'ondes est une nécessité.

Les niveaux de bruits obtenus dans les détecteurs visibles permettent de s'approcher de la détection de photons uniques. Plusieurs technologies sont en développement pour espérer atteindre ces régimes. On peut citer par exemple l'ebCMOS [36] où les photo-électrons sont accélérés par un champ électrique intense (de l'ordre du kV/mm) avant de bombarder la puce CMOS. Dans ces dispositifs, le bruit de lecture n'est pas réduit mais c'est le signal incident qui est amplifié, ce qui augmente le rapport signal à bruit.

Une autre technologie en développement est celle des matrices de SPAD qui consiste en la mise en parallèle de photodiodes à avalanche en mode Geiger déjà présentées dans la partie sur les détecteurs ponctuels. Seules de petites matrices ont actuellement été obtenues (64×64 pixels) avec des tailles de pixels de l'ordre de la centaine de μm . Chacun de ces pixels possédant sa propre électronique, la mise en parallèle est complexe et volumineuse.

Enfin, la technologie CMOS continue à progresser, en particulier avec les travaux d'Eric Fossum de la Thayer School of Engineering à Dartmouth (USA) qui a récemment mis au point un capteur CMOS possédant un bruit de lecture de seulement $0,21\ e^- \text{ rms}$, un courant d'obscurité de $0,2\ e^-/\text{s}$ et des efficacités quantiques de 70% [37].

Cependant tous ces travaux novateurs concernent principalement les détecteurs pour le domaine visible et les détecteurs infrarouges pour la bande I et au-delà progressent à un rythme bien moins soutenu.

III. Détection par somme de fréquence : propriétés, limites et état de l'art

Toutes ces remarques sur les détecteurs justifient la recherche de méthodes alternatives pour augmenter la sensibilité en détection infrarouge. La détection par somme de fréquence où un photon signal infrarouge (s) à détecter est combiné à un photon provenant d'un laser de pompe (p) à une autre longueur d'onde donne un photon converti (c) de longueur d'onde plus basse au moyen d'un cristal d'optique non linéaire est un très bon candidat. On peut ainsi utiliser des détecteurs fonctionnant à plus basses longueurs d'ondes, aux performances meilleures. Deux conditions physiques doivent être vérifiées pour obtenir la conversion : la condition de conservation de l'énergie ($\omega_c = \omega_s + \omega_p$) et la condition d'accord de phase ($\Delta k = k_s + k_p - k_c = 0$). De nombreux travaux ont été effectués dans le domaine et cette partie en fait un état de l'art.

1. Les travaux historiques

La détection infrarouge par somme de fréquence est apparue comme une application évidente de l'optique non-linéaire dès les premiers développements du laser. En effet, dans les années 60, l'écart technologique entre les détecteurs infrarouges et visibles était encore plus grand qu'actuellement. En particulier, il n'existait pas de capteurs matriciels dans l'infrarouge. L'imagerie par conversion paramétrique prenait tout son sens et cette idée est entrée en effervescence dès 1968.

L'une des premières expériences menée par Midwinter [38] consiste en la conversion d'images à $1,6\ \mu\text{m}$ vers le visible à l'aide d'un laser à rubis et d'un cristal de niobate de lithium. Le nombre d'éléments résolus est de 50 dans une direction grâce à l'ouverture du cristal et à la taille du faisceau pompe de l'ordre de 8 mm. En revanche, l'efficacité de conversion de seulement 10^{-7} limite l'intérêt pratique de cette expérience.

D'autres expériences, menées par Warner la même année, utilisent des cristaux de proustite (Ag_3AsS_3) pompé avec un laser à rubis impulsif pour convertir un signal à $10,6\ \mu\text{m}$ provenant d'un laser à CO_2 vers le visible par somme de fréquence. La référence [39] concerne des applications de détection ponctuelles. L'efficacité de conversion obtenue était de seulement $1,4 \times 10^{-6}$ ce qui limitait l'intérêt de la conversion paramétrique par rapport à une détection directe. Dans [40], Warner utilise un système similaire pour effectuer des images à $10,6\ \mu\text{m}$. Il obtient 20 éléments spatiaux résolus dans une direction et souligne l'influence de la divergence du faisceau pompe sur la résolution des images.

L'année suivante, Kleinman et Boyd [41] utilisent un cristal de cinabre (HgS) et un laser hélium néon (He-Ne) comme pompe pour effectuer la différence de fréquence d'un signal à $10,6\ \mu\text{m}$. Ils introduisent la notion de NEP spécifique à la détection par interaction paramétrique ainsi que les conditions de focalisations idéales pour optimiser la conversion. Des efficacités de conversion de l'ordre de 10^{-5} sont obtenues, ce qui reste faible pour être

compétitif par rapport à une détection directe. La même année, Gandrud et Boyd utilisent un cristal d' Ag_3SbS_3 , toujours pour détecter un signal à $10,6\text{ }\mu\text{m}$ mais en utilisant le processus de somme de fréquence avec un laser de pompe continu à $1,06\text{ }\mu\text{m}$ et gagnent un ordre de grandeur sur la NEP par rapport à leur expérience précédente. Deux ans plus tard, en utilisant un cristal de ZGP [42] ils améliorent encore l'efficacité de conversion et atteignent les performances des détecteurs infrarouge directs de l'époque. Enfin [43, 44, 45] utilisent des cristaux d'AGS (AgGaS_2) toujours pour détecter le signal en provenance d'un laser à CO_2 .

En parallèle, de nombreux travaux ont porté sur les limites de performances atteignables en termes de résolution et de modes spatiaux convertis dans les systèmes d'imagerie, à la fois théoriquement et expérimentalement. Firester [46] développe les équations gouvernant la conversion d'images et montre l'intérêt d'effectuer la conversion dans un plan de Fourier de l'objet qui permet de s'affranchir des aberrations dues à la longueur du cristal par rapport à une conversion dans un plan image. Andrews [47] et Milton [48] développent aussi cette idée avec des considérations d'optique géométrique qui illustrent bien le problème et qui méritent de s'y attarder. Le nombre d'éléments résolus dans un système d'imagerie par somme de fréquence est donné par le diamètre du faisceau pompe dans le cristal et par l'acceptance angulaire de l'accord de phase. Cependant, d'autres effets viennent limiter cette résolution. A cause de la divergence de la pompe et de la longueur du cristal, le signal converti provenant d'un point source apparaît en sortie comme un disque, qui limite la résolution du système. Cet effet est illustré Figure 1-17 dans le cas d'une pompe monomode, non divergente et d'un signal multimode, qui possède donc des vecteurs de propagation avec un angle d'incidence non nul.

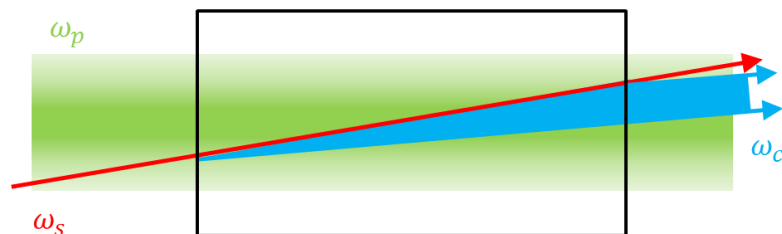


Figure 1-17 : Étalement de la tâche du faisceau converti lors de la conversion le long du cristal.

Ces effets d'aberrations sont différents suivant les systèmes optiques utilisés. Dans le cas où la conversion s'effectue en faisant l'image de l'objet à l'intérieur du cristal (Figure 1-18 (a)), l'information dans l'image est donnée par la position spatiale du signal dans le cristal et la conversion le long du cristal va dégrader l'information par étalement spatial du signal converti. En revanche, dans le cas d'une conversion dans le plan de Fourier (Figure 1-18 (b)), l'information du signal dans le cristal est codée dans les vecteurs d'onde incidents. Ainsi, l'effet d'étalement du signal converti le long du cristal n'a pas d'effet sur la résolution car cet effet conserve les angles. On considère maintenant une pompe divergente, spatialement multimode, donc se propageant dans le cristal avec plusieurs vecteurs d'onde d'incidences différentes. Cela conduit aussi à un étalement du signal converti dans le cas

d'une conversion dans un plan image. Dans le cas d'une conversion dans l'espace de Fourier, l'étalement en angle de la pompe s'imprime sur le signal converti, ce qui brouille l'information sur le signal converti.

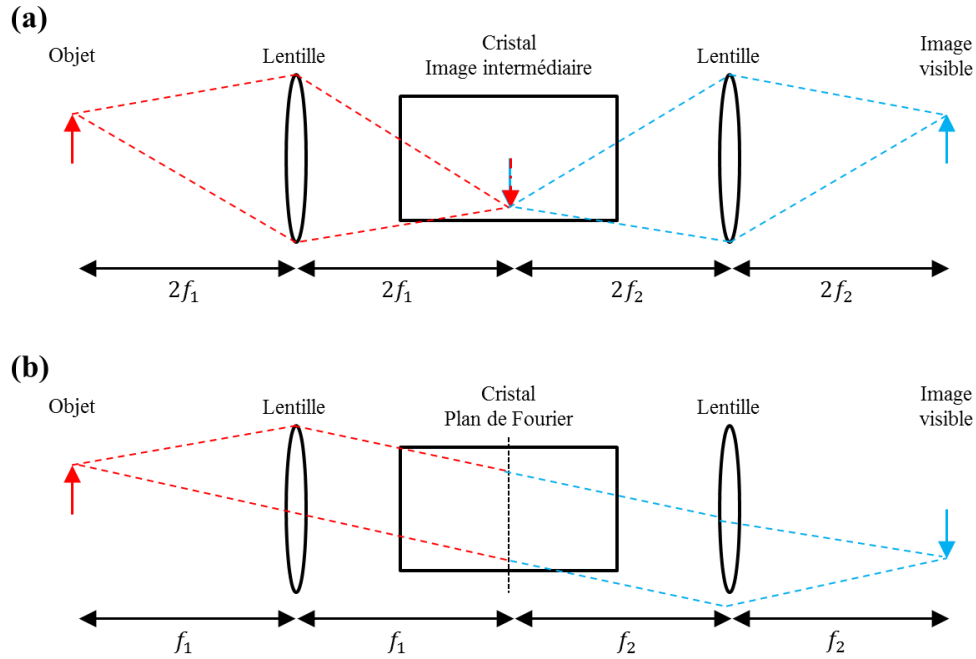


Figure 1-18 : Les différents schémas de conversion. (a) L'image de l'objet est formée à l'intérieur du cristal. (b) La conversion est effectuée dans un plan de Fourier de l'objet.

Le Tableau 1-5 résume les limites de résolution dans les différents cas considérés. R_Δ est le nombre de lignes pouvant être résolues avec une divergence Δ de la pompe et R_L le nombre de lignes pouvant être résolues en considérant une longueur L du cristal. ϕ_s est le demi-angle de l'ouverture numérique du système optique pour le signal et e est l'épaisseur du cristal. Effectuer la conversion dans un plan de Fourier est donc avantageux pour ne pas dégrader la résolution, d'autant plus que le cristal est long. L'utilisation d'une pompe multimode peut avoir un effet délétère sur les images. La configuration qui maximise la résolution est une conversion dans le plan de Fourier avec une pompe monomode. Les effets d'aberrations dans cette configuration sont seulement du second ordre et souvent négligeables. Une résolution ∞ signifie que le paramètre considéré n'influence pas la résolution.

Tableau 1-5 : Limites de résolutions calculées par Andrews [47].

	Pompe monomode		Pompe multimode	
	R_Δ	R_L	R_Δ	R_L
Conversion plan image	∞	$\frac{\omega_c}{\phi_s \omega_p} \frac{2e}{L}$	$\frac{2\omega_c}{\Delta \omega_p} \frac{2e}{L}$	$\frac{\omega_c}{\phi_s \omega_p} \frac{2e}{L}$
Conversion plan Fourier	∞	∞	$\frac{1}{\Delta} \frac{\omega_s}{\omega_p}$	∞

Malgré cette foison de travaux, la détection par somme de fréquence est tombée en désuétude car les performances obtenues ne justifiaient pas la complexité de tels systèmes. Les performances étaient limitées principalement par les faibles efficacités de conversions obtenues à cause des performances limitées des cristaux et des lasers de pompes utilisés.

2. Le renouveau de la somme de fréquence

Le développement de cristaux performants dans les années 90, avec notamment les techniques de fabrication de cristaux à quasi-accord de phase tels que le PPLN (*Periodically Poled Lithium Niobate*) ou le PPKTP (*Periodically Poled Potassium-Titanyl-Phosphate*) [49] a permis le développement de nombreux systèmes d'optique non-linéaire. Ces cristaux à quasi-accord de phase sont une alternative à l'accord de phase par biréfringence dont le coefficient non linéaire effectif peut être faible. En inversant périodiquement l'orientation cristalline du matériau, on inverse le signe de la susceptibilité non linéaire d'ordre 2, ce qui engendre un accord de phase artificiel en gardant un coefficient non linéaire effectif élevé. En parallèle, de nombreuses recherches en optique quantique utilisant ces cristaux ont conduit à une grande maîtrise et compréhension de ses matériaux. De même, le développement des technologies de laser dans différents régimes de fonctionnement a rendu ces systèmes attractifs. C'est ainsi que dans les années 2000 ces techniques sont apparues de nouveau prometteuses pour des applications de détection infrarouge.

a) La détection de photons uniques

Portés par les applications d'optique quantique et par les difficultés de développement de compteurs de photons dans la bande télécom (1,5 μm), de nombreux travaux se sont focalisés sur la somme de fréquence pour la détection de photons uniques. Avec des cristaux massifs [50, 51, 52] ces travaux ont montré la nécessité d'avoir une puissance de pompe importante pour obtenir de bonnes efficacités de conversion (de l'ordre de la dizaine à la centaine de watts). Pour cela, le cristal non-linéaire est placé à l'intérieur de cavités résonnantes pour la pompe, ce qui permet d'effectuer des détections en continu.

Pour s'affranchir de l'utilisation d'une pompe puissante, de nombreuses équipes ont utilisé des cristaux en configuration guidée qui permettent un très bon confinement de la lumière. Ainsi, des pompes de seulement quelques dizaines de mW sont suffisantes pour effectuer des conversions efficaces. Parmi les travaux remarquables, nous pouvons citer les développements de Pelc et Fejer à l'université de Stanford [53, 54] qui ont considéré de nombreux schémas de pompage différents en faisant des études fines sur les performances de détection et en particulier sur les différentes sources de bruits dans ces systèmes. Les travaux de Pan à Shanghai visent à utiliser ces systèmes pour des communications quantiques en espace libre [55, 56]. NTT a aussi étudié ces systèmes, avec des performances en détection intéressantes [57]. Ces configurations permettent d'obtenir de très bonnes efficacités de conversion, mais les pertes par couplage peuvent être importantes et des photons parasites sont générés par la présence de la pompe, ce qui est gênant pour la détection de photons

uniques. Les processus physiques responsables de la création de ces photons seront développés plus loin.

Tous les travaux présentés ci-dessus se focalisent sur la détection de signaux monomodes spatiaux, mais d'autres travaux récents se sont intéressés à la détection de signaux multimodes.

b) La conversion multimode

Depuis 2009 [58] une équipe danoise travaille intensément sur l'utilisation de la somme de fréquence pour des applications de détection et d'imagerie infrarouge. Cette équipe a en particulier travaillé sur la compacité d'un tel système [59] représenté Figure 1-19 où une diode de 808 nm pompe un cristal de Nd-YVO_4 pour produire un faisceau laser à 1064 nm . A l'intérieur de cette cavité laser est placé un cristal de PPLN, de 1 mm d'épaisseur et 20 mm de long. Cette configuration permet de pomper le cristal non-linéaire en continu avec une puissance de pompe de 100 W dans la cavité. Les auteurs obtiennent des images d'une source thermique (une bougie) entre $2,9$ et $4\text{ }\mu\text{m}$ avec des efficacités de conversion de 20% et 200×100 éléments spatiaux convertis pour un bruit d'obscurité de seulement $0,2$ photons/élément spatial/seconde. La conversion s'effectuant dans le plan de Fourier, la condition d'accord de phase impose une longueur d'onde signal bien spécifique dans une position donnée de l'image convertie. Les travaux suivants de ces auteurs se sont donc focalisés sur des applications d'imagerie hyperspectrale [60, 61, 62].

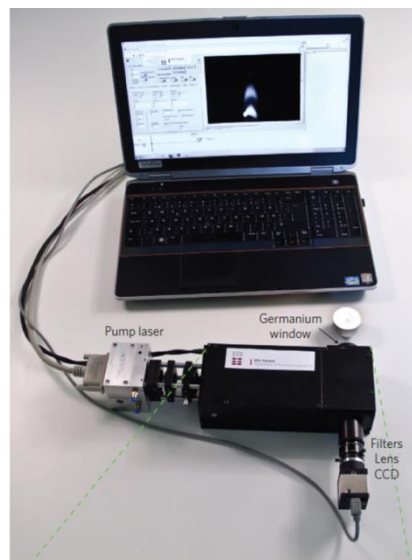


Figure 1-19 : Système de détection par somme de fréquence compact développé par l'équipe danoise [59].

c) Les sources d'émission spectre large

Pour améliorer la qualité des images converties, et en particulier en augmenter le nombre d'éléments spatiaux convertis, plusieurs travaux se sont focalisés sur le développement de sources d'éclairage dédiées. L'équipe danoise a utilisé une source supercontinuum entre 1,8 et 2,6 μm comme signal, pour augmenter l'acceptance de la conversion et donc la qualité des images. Une équipe espagnole a de son côté développé un système avec un signal bi-fréquence pour augmenter le champ de vue de leur système d'imagerie [63]. Une autre méthode utilisée par cette équipe est d'utiliser une source d'émission ASE (*Amplified Spontaneous Emission*) produite par des fibres optiques [64, 65]. La taille des images obtenues est ainsi considérablement augmentée. Cependant, avec ces méthodes, l'efficacité de conversion totale est très limitée. En effet, dans une position donnée de l'image, une seule longueur d'onde du signal est convertie, les autres étant en dehors de l'acceptance de l'accord de phase. Ainsi une grosse partie du signal reçu par le système est perdue et l'utilisation de cette méthode pour augmenter la sensibilité de détection des imageurs actifs n'est pas possible.

d) Le gradient de température dans le cristal

Une autre idée pour augmenter l'acceptance de l'accord de phase de ces systèmes est d'utiliser un gradient de température à l'intérieur du cristal effectuant la conversion [66, 67]. Ce gradient de température le long du cristal implique un gradient de condition d'accord de phase. Pour des longueurs d'ondes signal et pompe données, l'angle du signal incident pouvant être converti varie le long du cristal, augmentant ainsi l'acceptance angulaire du système. Cependant la condition d'accord de phase évolue lentement avec le changement de température et dans [67] les auteurs utilisent un gradient de température de 50°C sur un cristal de 5 mm de long pour doubler l'acceptance angulaire de la conversion. Des gradients de températures aussi importants peuvent être difficiles à obtenir et à maintenir expérimentalement, ce qui limite l'intérêt pratique de cette technique. De plus, l'efficacité de conversion est réduite car la longueur effective du cristal pour un signal dans une direction donnée est réduite à son acceptance en température. Mais l'efficacité de conversion peut être augmentée en augmentant la puissance de la pompe, ce qui n'est pas possible avec la méthode de l'augmentation du spectre du signal.

Une autre méthode pour obtenir ce gradient d'accord de phase le long du cristal serait d'utiliser un gradient de période du cristal à quasi-accord de phase. Cependant, la condition d'accord de phase est ici très sensible à la période du cristal et des gradients de seulement quelques dizaines de nanomètres par centimètre sont nécessaires pour augmenter considérablement l'acceptance angulaire, ce qui est beaucoup trop faible pour être maîtrisé pendant la fabrication des cristaux.

e) Les applications LIDAR

L'utilisation de la détection par somme de fréquence est très étudiée pour des applications lidar. Dans [66], déjà cité ci-dessus, les auteurs utilisent un système de conversion avec gradient de température à 1572 nm pour des mesures de CO₂ atmosphérique à 3 km. Dans [68] la même équipe utilise un système optimisé à 1646 nm pour des mesures de méthane atmosphérique entre 3 et 9 km avec des performances en terme de sensibilité meilleures qu'une détection directe sur APD InGaAs.

Xia et. al [69, 70] utilisent un système de détection par somme de fréquence, couplé à un détecteur de photons uniques, pour des applications de lidar Doppler. Les performances obtenues en terme de rapport signal à bruit sont là encore meilleures qu'une détection directe.

f) Les spectromètres

De nombreux autres développements de ces techniques concernent des développements de spectromètres infrarouges. Nous pouvons en particulier citer les travaux de Wolf et. al [71, 72] où un cristal de PPLN est utilisé pour effectuer la détection de molécules chimiques jusqu'à 4,7 μm . Enfin dans [73] l'équipe danoise utilise un cristal d'AGS pour des applications de spectroscopie entre 5 et 10 μm .

g) La détection dans les milieux diffusants

Le crénelage temporel que permet la détection par somme de fréquence a des applications très utiles pour l'étude des milieux diffusants [74]. Une résolution temporelle inférieure à la picoseconde étant nécessaire pour étudier la structure des milieux complexes, des lasers de signal et de pompe femtoseconde permettent d'accéder à ces propriétés, à la fois temporelles mais aussi spatiales. Ainsi une caractérisation spatiotemporelle complète de ces milieux est possible.

h) La détection térahertz (THz)

Les systèmes de détection THz par conversion paramétrique utilisent principalement le processus de différence de fréquence. Les photons THz à détecter étant de faible énergie, les photons convertis ont une énergie proche des photons de la pompe. Séparer la pompe du signal converti peut donc s'avérer délicat. Des expériences de détections ponctuelles ont été reportées dans des cristaux de PPLN [75], de GaAs [76], de ZGP [77] ou de DAST [78] avec des détectivités très compétitives par rapport aux bolomètres habituellement utilisés. D'autres travaux reportent des expériences d'imagerie THz à cadence vidéo dans des cristaux de DAST [79, 80].

i) Les autres applications de la somme de fréquence

(1) Génération de moments angulaires orbitaux

Les modes spatiaux de Laguerre-Gauss porteurs de moment angulaire orbital ont démontré leur robustesse à la propagation à travers une atmosphère turbulente [81]. Cependant la génération des modes de Laguerre-Gauss d'ordre élevé est expérimentalement complexe et la somme de fréquence est une solution intéressante à la fois pour la génération mais aussi pour la détection de ces modes [82, 83, 84].

(2) Applications quantiques

L'optique non-linéaire d'ordre 2 est largement utilisée pour la génération et la manipulation d'états quantiques. En particulier, la génération d'états quantiques multimodes intriqués spatialement [85] et temporellement [86] peut être effectuée à l'aide d'oscillateurs paramétriques optiques (OPO). Concernant l'utilisation de la somme de fréquence, elle est utilisée pour effectuer l'analyse modale d'états quantiques [87, 88]. En effet, la mise en forme du mode de la pompe permet de convertir et d'extraire sélectivement un mode du signal. Une décomposition modale du signal est alors possible.

(3) Applications astronomiques

Les nouvelles générations de télescopes mettent en série plusieurs télescopes pour former un instrument équivalent de grande taille. Des corrélations et des interférences entre ces différents télescopes sont mesurées et donnent des informations sur les objets astronomiques observés. Cependant, étendre ces instruments à la détection infrarouge moyenne soulève des problèmes techniques importants. En particulier, les signaux collectés sont de faible intensité ce qui nécessite des détecteurs de hautes performances. La somme de fréquence peut alors apporter une solution intéressante [89].

3. Les sources de bruit spécifiques à la détection par somme de fréquence

La détection par somme de fréquences engendre des propriétés particulières en terme de bruit et de sensibilité de détection. Tout d'abord, l'efficacité de conversion du processus d'optique non linéaire va directement influencer sur l'efficacité globale du système. Ensuite, la conversion s'effectue pour une bande spectrale étroite avec un petit champ de vue ce qui réduit au minimum le fond ambiant thermique de la scène et est d'un grand intérêt pour la détection dans l'infrarouge lointain. En revanche, il existe des sources de création de photons parasites provenant de la présence d'une pompe puissante permettant la conversion.

a) La fluorescence paramétrique

La première source est la fluorescence paramétrique parasite de la pompe. Les imperfections dans les cristaux entraînent localement des accords de phase parasites. Dans ce cas, un photon de pompe peut se scinder en 2 photons d'énergies plus petites (Figure 1-20) et en particulier, un photon peut être dans la bande spectrale de conversion efficace par somme de fréquence. On obtient donc à partir d'un photon de pompe, un photon converti dans le visible par deux processus non linéaires en cascade. Pour s'affranchir de ce phénomène, il faut utiliser une pompe dont la longueur d'onde est supérieure à celle du signal [90]. Dans ce cas, les photons de pompe ne peuvent pas se scinder vers la bande du signal. Cela n'est pas toujours réalisable en pratique dans la mesure où la somme de fréquence avec une grande longueur d'onde de pompe engendre un signal converti de longueur d'onde élevée qui risque de sortir de la gamme de sensibilité du détecteur visé.

Cette génération de photons parasites, très gênante pour des applications de détection de photons uniques en régime continu est négligeable dans le cas de détections à crénelage temporel, comme nous le verrons par la suite.

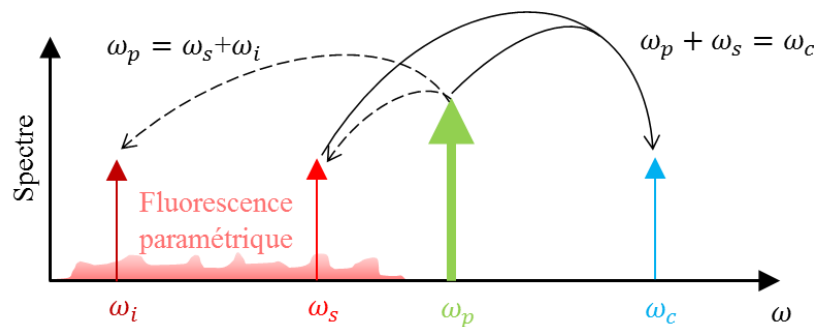


Figure 1-20 : Schéma du processus de fluorescence paramétrique créant un bruit de détection quand les photons créés se superposent spectralement avec le signal.

Un autre processus parasite, générant de nombreux photons de bruit, est le doublage de la fréquence de pompe à $\lambda_p/2$. Cette longueur d'onde est en général suffisamment éloignée de celle du signal converti λ_c pour être facilement séparable à l'aide de filtres optiques.

b) La génération Raman

La seconde source de photons parasites est l'excitation Raman du cristal causée par la grande puissance de pompe, schématisé Figure 1-21. Si les longueurs d'ondes signal et pompe sont suffisamment éloignées, la pompe génère des photons dans la bande du signal à des ordres Raman élevés et est donc faible. Encore une fois, en utilisant une pompe de longueur d'onde plus élevée que le signal, l'excitation Raman est une excitation anti-Stokes, d'amplitude bien plus petite que l'excitation Stokes et ce phénomène peut donc être grandement limité.

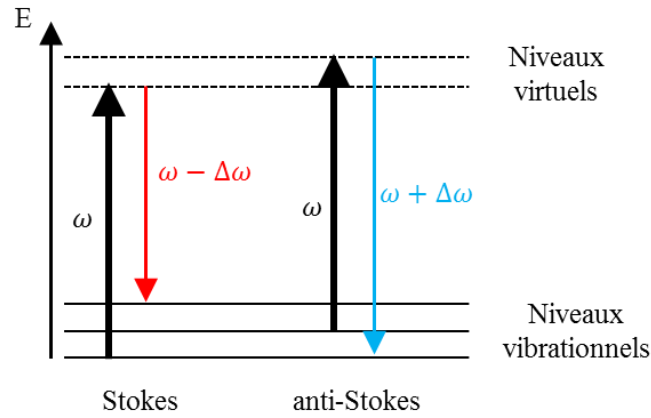


Figure 1-21 : Diagramme de diffusion Raman en régime Stokes et anti-Stokes.

Une étude fine et détaillée de ce processus dans un guide d'onde PPLN a été effectuée par Pelc [53]. La Figure 1-22 représente la densité spectrale de photons générée dans un guide d'onde PPLN de 5 cm de long, avec un signal à 1,55 μm et une puissance pompe de 100 mW, pour différentes longueurs d'onde de pompe. La pompe doit être choisie pour éviter que les pics de résonance se superposent au signal à détecter. Pomper avec une longueur d'onde plus grande que le signal permet de diminuer ce bruit de plusieurs ordres de grandeurs. Nous verrons, dans les chapitres expérimentaux, que ces effets sont négligeables dans nos régimes de détection à faible temps d'exposition.

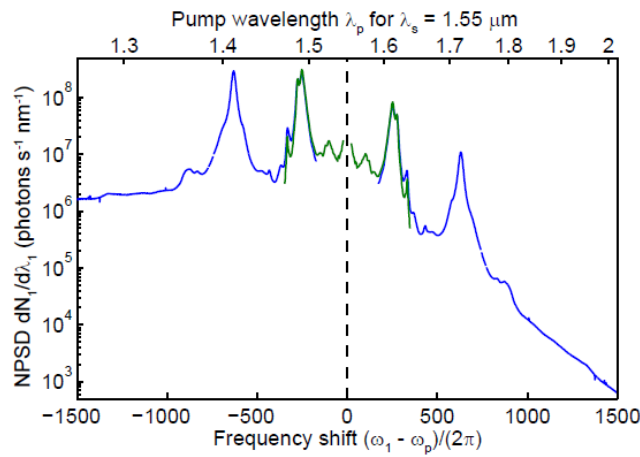


Figure 1-22 : Densité de bruit de photons de diffusion Raman [91].

c) Le bruit thermique

Il existe deux sources de bruit thermique dans un détecteur à somme de fréquence. La première, aussi présente dans les détecteurs classiques, est le bruit thermique de la scène (émission de corps noir). Dans le cas de la somme de fréquence, la faible acceptance

spectrale, spatiale et le crénelage temporel court réduisent au maximum la contribution de ce bruit, qui sera totalement négligeable dans nos expériences, même dans le moyen infrarouge.

La seconde source, étudiée en détail par Barh dans [92], provient de l'émission thermique du cristal non-linéaire. Le cristal possède un rayonnement de corps noir résiduel, d'autant plus grand que l'absorption à la longueur d'onde considérée est grande. Le cristal de PPLN commence à absorber au-delà de $3,5\ \mu\text{m}$ et Barh a focalisé son étude à des longueurs d'ondes supérieures, là où l'émission est la plus importante. Les photons générés dans la bande de signal d'intérêt sont ensuite convertis vers le visible. Elle reporte des puissances thermiques converties de quelques dizaines de pW, ce qui est beaucoup lorsqu'on considère des détections à bas niveau de lumière.

En revanche, si on se place dans des gammes de longueurs d'ondes où l'absorption du cristal est négligeable, les photons thermiques générés par le cristal sont peu nombreux et la contribution de ce bruit au bruit total du détecteur est négligeable.

d) Les fluctuations de la pompe

L'efficacité de conversion et donc l'efficacité quantique du système de détection dépendent de la puissance de la pompe. Par conséquent, les fluctuations de la puissance de pompe entraînent des fluctuations en efficacité quantique et donc une incertitude sur la quantité de photons détectés.

4. L'amplification paramétrique

Un autre processus que la somme de fréquence a été largement étudié pour des applications de détection infrarouge. C'est le processus d'amplification paramétrique où le signal est converti à la différence de fréquence entre la pompe et le signal, le signal converti est en même temps amplifié par la présence de la pompe. Le signal converti obtenu, en plus d'être de longueur d'onde plus basse, est amplifié ce qui fait de ce processus un candidat de choix pour la détection faible flux en augmentant le rapport signal à bruit du système [93, 94, 95].

Cependant un processus parasite détruit cette augmentation de rapport signal à bruit. En effet, les fluctuations quantiques du vide peuvent être amplifiées par la pompe en générant des photons : un photon pompe se scinde spontanément en deux photons d'énergies plus basses. Ce processus, similaire à celui de fluorescence paramétrique décrit précédemment (Figure 1-20) est ici en accord de phase, de nombreux photons parasites sont donc générés. L'amplification paramétrique n'apporte donc pas de gain sur le rapport signal à bruit et peut même le dégrader.

5. Les avantages de la détection par somme de fréquence pour l'imagerie active

Pour résumer les propriétés de la détection par conversion de fréquence, seules de petites images, avec un nombre modéré de modes spatiaux, peuvent être converties, avec une longueur d'onde bien spécifique. De plus, un laser de pompe avec des puissances crêtes de l'ordre du kW est nécessaire pour effectuer des conversions avec de bonnes efficacités. De plus, la création de photons parasites en présence de la pompe tend à imposer ces systèmes pour des détections à crénelages temporels étroits.

Toutes ces caractéristiques font de l'imagerie active longue distance une application de choix pour cette technique de détection : longueur d'onde définie par le laser d'émission, petit champ donné par la zone d'éclairement étroite et détection temporelle étroite. De plus, ces systèmes de détection active longue distance utilisent des lasers d'éclairements intenses. L'ajout d'un laser de pompe pour effectuer la conversion, de puissance modérée par rapport à ce laser d'illumination, n'est donc pas un élément limitant pour le déploiement de tels systèmes.

6. Conclusion sur l'état de l'art

Cet état de l'art résumé en quelques pages montre bien l'intérêt porté à la détection par somme de fréquence depuis les premiers jours de l'optique non-linéaire. La faible efficacité des matériaux de l'époque ne permettait pas un gain significatif sur la sensibilité de détection. Les développements récents des cristaux à quasi-accord de phase tels que le PPLN et leurs utilisations dans de nombreux systèmes quantiques ont popularisé les techniques de conversion paramétrique. Plusieurs équipes se sont récemment intéressées au sujet, avec des résultats et des performances prometteuses. Cependant les domaines applicatifs visés, tels que la détection de sources thermiques, ne permettent pas une augmentation significative des performances de détection. En limitant le domaine applicatif aux systèmes actifs longue portée, la détection par somme de fréquence prend tout son sens.

IV. Conclusion du Chapitre 1

Les systèmes de détection infrarouge actifs, que ce soit en imagerie en bande I ou en détection ponctuelle dans les trois bandes de transmission atmosphérique sont d'un grand intérêt pour de très nombreuses applications de défense et de sécurité. Cependant ces systèmes sont principalement limités par leur portée, et le développement de leur utilisation passe notamment par l'augmentation de celle-ci. En particulier nous avons vu que les systèmes actifs l'infrarouge sont limités par la sensibilité de détection des détecteurs disponibles.

Ce bref état de l'art sur les détecteurs permet de justifier l'idée générale motivant cette thèse : effectuer une conversion, efficace et sans ajout de bruit, des photons infrarouges à détecter vers de plus basses longueurs d'ondes pour bénéficier de technologies de détection bien plus performantes et sensibles et fonctionnant à température ambiante. En effet, les gains possibles en sensibilité de détection sont de plusieurs ordres de grandeurs.

Concernant les détecteurs ponctuels, les détecteurs Si visibles sont environ 40 fois plus sensibles que les détecteurs InGaAs pour la bande I et sont 3 ordres de grandeurs plus sensibles que les détecteurs MCT pour la bande III. Le passage de la bande III à la bande I permet de gagner 2 ordres de grandeurs en sensibilité.

Pour les détecteurs matriciels, le bruit de lecture des détecteurs InGaAs pour le $1,5\ \mu\text{m}$ est 30 fois plus grand que leur équivalent en CMOS visible. Ce bruit de lecture augmente fortement lorsque l'on monte encore en longueur d'onde.

Ainsi les gains en sensibilité de détection pour des applications actives atteignables en effectuant une détection par somme de fréquence suffisent à motiver l'accroissement de complexité technologique, liée à l'utilisation d'un cristal d'optique non-linéaire et à la présence d'un laser de pompe pour effectuer la conversion.

Chapitre 2

Conversion multimode : théorie et modélisation

L'optique non-linéaire est couramment utilisée pour effectuer des conversions de fréquence. Elle permet par exemple de générer des sources à des longueurs d'onde inaccessibles par pompage direct. Plus récemment, ces concepts ont été utilisés pour la génération, le contrôle et l'analyse d'états quantiques de la lumière. Les éléments théoriques sont connus depuis longtemps. Cependant l'approche multimode spatiale reste un sujet d'actualité.

L'objectif de ce chapitre est de rappeler les éléments d'optique non-linéaire nécessaires à la compréhension de la conversion d'images par somme de fréquences. Les équations régissant cette conversion seront exposées ainsi que les outils mathématiques pour analyser la qualité des conversions. Nous montrerons aussi les limites des calculs analytiques et nous dépasserons ces limites en intégrant numériquement les équations de la conversion multimode.

I. Optique non linéaire

1. Généralités sur l'optique non linéaire d'ordre 2

Cette partie est un bref rappel d'éléments d'optique non-linéaire d'ordre 2. Pour une description complète et détaillée, se référer à [96].

Des effets d'optique non-linéaire apparaissent dans un milieu lorsqu'une onde électromagnétique de champ $\vec{E}(\vec{r}, t)$ génère une polarisation diélectrique qui n'est pas

proportionnelle à l'amplitude du champ. Cette polarisation $\vec{P}(\vec{r}, t)$ se développe alors en puissance du champ.

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \vec{P}^{(1)}(\vec{r}, t) + \vec{P}^{(2)}(\vec{r}, t) + \vec{P}^{(3)}(\vec{r}, t) + \dots \quad 2.1$$

Le terme d'ordre 1 : $\vec{P}^{(1)}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}(\vec{r}, t)$ donne la réponse linéaire du milieu. Il est à l'origine de l'indice optique du matériau et de son absorption. Les termes d'ordre supérieurs sont les termes non-linéaires et s'écrivent en fonction des champs électriques incidents, de la constante diélectrique du vide ε_0 et des susceptibilités d'ordre m du matériau $\chi^{(m)}$. Nous développerons dans ce chapitre, et cette thèse en général, seulement les effets non-linéaires d'ordre 2, en négligeant tous les ordres supérieurs. La polarisation diélectrique non-linéaire d'ordre 2 s'écrit :

$$\vec{P}^{(2)}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \vec{E}^2(\vec{r}, t) \quad 2.2$$

L'équation de propagation du champ $\vec{E}$ s'écrit alors :

$$\Delta \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\varepsilon_0 c^2} \left(\frac{\partial^2 \vec{P}^{(1)}}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 \vec{P}^{(2)}}{\partial t^2} \right) \quad 2.3$$

En utilisant la transformée de Fourier temporelle du champ $\vec{E}(\vec{r}, t)$ on a :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_n \vec{E}(\vec{r}, \omega_n) e^{-i\omega_n t} + c.c. = \sum_n \vec{A}_n e^{i(\vec{k}_n \cdot \vec{r} - \omega_n t)} + c.c. \quad 2.4$$

qui est la décomposition en ondes planes monochromatiques du champ. Cette définition est importante, c'est celle utilisée dans [96]. Une autre convention est de prendre $\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2} (\vec{E}(\vec{r}, \omega_n) e^{-i\omega_n t} + c.c.)$ qui ne change rien dans les équations d'optique linéaire mais qui modifie d'un facteur 2 les équations non-linéaires d'ordre 2.

En prenant le cas particulier où le champ possède deux composantes fréquentielles distinctes ω_s et ω_p où s décrit le signal et p la pompe, on a :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}, \omega_s) e^{-i\omega_s t} + \vec{E}(\vec{r}, \omega_p) e^{-i\omega_p t} + c.c. = \vec{E}_s e^{-i\omega_s t} + \vec{E}_p e^{-i\omega_p t} + c.c. \quad 2.5$$

Le développement de l'équation 2.2 donne :

$$\begin{aligned} \vec{P}^{(2)}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} [& \vec{E}_s^2 e^{-2i\omega_s t} + \vec{E}_p^2 e^{-2i\omega_p t} + 2\vec{E}_s \vec{E}_p e^{-i(\omega_s + \omega_p)t} \\ & + 2\vec{E}_s \vec{E}_p^* e^{-i(\omega_s - \omega_p)t} + c.c.] + 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} [\vec{E}_s \vec{E}_s^* + \vec{E}_p \vec{E}_p^*] \end{aligned} \quad 2.6$$

On peut faire la même décomposition en série de Fourier pour la polarisation :

$$\vec{P}(\vec{r}, t) = \sum_n \vec{P}(\vec{r}, \omega_n) e^{-i\omega_n t} + c. c. \quad 2.7$$

L'interaction des deux ondes de fréquences différentes signal et pompe donne alors naissance à une polarisation non-linéaire qui engendre une troisième onde. Plusieurs effets d'ordre 2 peuvent être distingués, et dont on peut donner une image corpusculaire :

- $P(2\omega_p) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_p^2$ (ou $P(2\omega_s) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_s^2$) : doublage de fréquence. Deux photons de même fréquence donnent un photon de fréquence double.
- $P(\omega_s + \omega_p) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_s E_p$: somme de fréquence. Deux photons d'énergies différentes se combinent pour donner un photon converti c dont la fréquence $\omega_c = \omega_s + \omega_p$ est la somme de celle des deux photons initiaux. C'est ce processus qui sera grandement développé dans la suite de cette thèse.
- $P(\omega_s - \omega_p) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} E_s E_p^*$: différence de fréquence ou génération paramétrique. Un photon pompe donne naissance à deux photons signal et complémentaire d'énergies plus faibles.
- $P(0) = 2\varepsilon_0 \chi^{(2)} (E_s E_s^* + E_p E_p^*)$: redressement optique.

La présence d'effets non-linéaire d'ordre 2 dépend des propriétés cristallographiques des matériaux. En particulier, les matériaux doivent être non-centrosymétriques et les symétries donnent la répartition des coefficients dans le tenseur $\chi^{(2)}$. On introduit le tenseur $\underline{\underline{d}}$ non linéaire :

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)} \quad 2.8$$

La polarisation non-linéaire s'écrit dans le cas de la somme de fréquence avec $\omega_c = \omega_s + \omega_p$:

$$\begin{bmatrix} P_x^{(2)}(\omega_c) \\ P_y^{(2)}(\omega_c) \\ P_z^{(2)}(\omega_c) \end{bmatrix} = 4\varepsilon_0 \underline{\underline{d}} \begin{bmatrix} E_x(\omega_s)E_x(\omega_p) \\ E_y(\omega_s)E_y(\omega_p) \\ E_z(\omega_s)E_z(\omega_p) \\ E_y(\omega_s)E_z(\omega_p) + E_z(\omega_s)E_y(\omega_p) \\ E_z(\omega_s)E_x(\omega_p) + E_x(\omega_s)E_z(\omega_p) \\ E_x(\omega_s)E_y(\omega_p) + E_y(\omega_s)E_x(\omega_p) \end{bmatrix} \quad 2.9$$

où $\underline{\underline{d}}$ est le tenseur non-linéaire d'ordre 2, utilisant la notation contractée du tenseur d'ordre 3 lorsque les conditions de symétries de Kleinman sont valides. Pour une direction de propagation et une polarisation données cette expression se simplifie en :

$$P^{(2)}(\omega_c) = 4\varepsilon_0 d E(\omega_s) E(\omega_p) \quad 2.10$$

où le coefficient d est la résultante du tenseur $\underline{\underline{d}}$ et des projections des champs signal et pompe.

2. Equations générales de la somme de fréquence

Considérons que les ondes qui interagissent se propagent suivant l'axe z dans un cristal de longueur L (Figure 2-1).

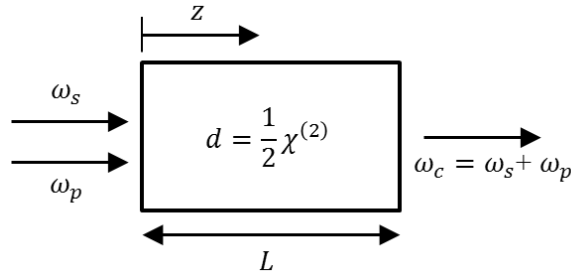


Figure 2-1 : Notations utilisées pour le processus de somme de fréquence

Les champs pour les trois ondes signal, pompe et converti ($j = s, p, c$) s'écrivent alors simplement :

$$E_j(z, t) = A_j e^{i(k_j z - \omega_j t)} + c. c. \quad 2.11$$

où $k_j = \frac{n_j \omega_j}{c}$ et $n_j^2 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}(\omega_j)}$ et où le champ pompe est supposé beaucoup plus intense que les champs signal et converti.

Après quelques étapes de calculs et en faisant l'approximation de l'enveloppe lentement variable, on obtient l'équation d'évolution suivante pour l'onde convertie :

$$\left(\frac{\partial^2 A_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_c}{\partial y^2} \right) + 2ik_c \frac{\partial A_c}{\partial z} = -\frac{4d\omega_c^2}{c^2} A_s A_p e^{i\Delta k z} \quad 2.12$$

où $\Delta k = k_s + k_p - k_c$ est le désaccord de phase et sera longuement développé au long de ce manuscrit.

On a de la même manière pour les ondes signal et pompe :

$$\left(\frac{\partial^2 A_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_s}{\partial y^2}\right) + 2ik_s \frac{\partial A_s}{\partial z} = -\frac{4d\omega_s^2}{c^2} A_c A_p^* e^{-i\Delta k z} \quad 2.13$$

$$\left(\frac{\partial^2 A_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_p}{\partial y^2}\right) + 2ik_p \frac{\partial A_p}{\partial z} = -\frac{4d\omega_p^2}{c^2} A_c A_s^* e^{-i\Delta k z} \quad 2.14$$

Nous pouvons distinguer deux types de termes dans ces équations : les termes en dérivée seconde qui décrivent la diffraction des ondes au cours de leur propagation, et les termes couplés qui décrivent l'interaction non-linéaire. Ces équations n'ont pas de solutions analytiques générales. On peut cependant en trouver dans quelques cas particuliers, ce que nous faisons dans les paragraphes suivants. Pour une résolution générale, un modèle numérique est nécessaire et fait l'objet de la partie III de ce chapitre.

3. Somme de fréquence monomode, sans dépeuplement du signal

Dans le cas d'une onde plane monochromatique, les termes de diffraction disparaissent et les équations se simplifient grandement. Si on suppose de plus que l'interaction non-linéaire est faible, on peut alors considérer les champs signal et pompe comme constants c'est-à-dire non dépeuplés. Dans ce cas une solution analytique simple existe. En définissant les intensités lumineuses comme $I_j = 2n_j \varepsilon_0 c |A_j|^2$, $j = s, p, c$, on obtient :

$$I_c = \frac{8d^2 \omega_c^2 I_s I_p}{n_c n_s n_p \varepsilon_0 c^2} L^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right) \quad 2.15$$

Cette expression montre bien l'importance de la condition d'accord de phase. Pour maximiser la conversion il faut vérifier $\Delta k = 0$. La fonction sinus cardinal au carré étant très étroite autour de 0, de largeur à mi-hauteur $\Delta k = 5,46/L$ l'efficacité de conversion chute très

rapidement dès que la condition d'accord de phase n'est pas vérifiée. La dispersion des matériaux ne permet pas de vérifier simplement cette condition. On peut l'obtenir en jouant sur la biréfringence des matériaux en découpant les cristaux selon des axes particuliers ce qui réduit souvent la valeur du coefficient non-linéaire d .

4. Le quasi-accord de phase

En choisissant l'axe de propagation du cristal qui maximise le coefficient d , le désaccord de phase est en général non nul. L'intensité convertie oscille en se propageant dans le cristal selon une période $2\pi/|\Delta k|$, comme illustré sur la Figure 2-2 dans le cas de la génération de second harmonique. Pour obtenir la condition d'accord de phase dans ces conditions, on utilise la technique du quasi-accord de phase [49] que l'on notera QAP par la suite. L'orientation cristalline est périodiquement inversée, ce qui change périodiquement le signe de la susceptibilité non linéaire (Figure 2-3). On constate que l'interaction est constructive sur une longueur de cohérence valant $L_c = \pi/|\Delta k|$. Ainsi, l'interaction sera constamment constructive si on inverse le signe de la susceptibilité non linéaire tous les L_c , ce

qui revient à introduire un déphasage de π sur la polarisation non-linéaire qui remet périodiquement en phase les ondes en interaction. L'interaction non-linéaire est alors constructive tout le long du cristal et est maximale lorsque la période du cristal est $\Lambda = \frac{2\pi}{|\Delta k|}$.

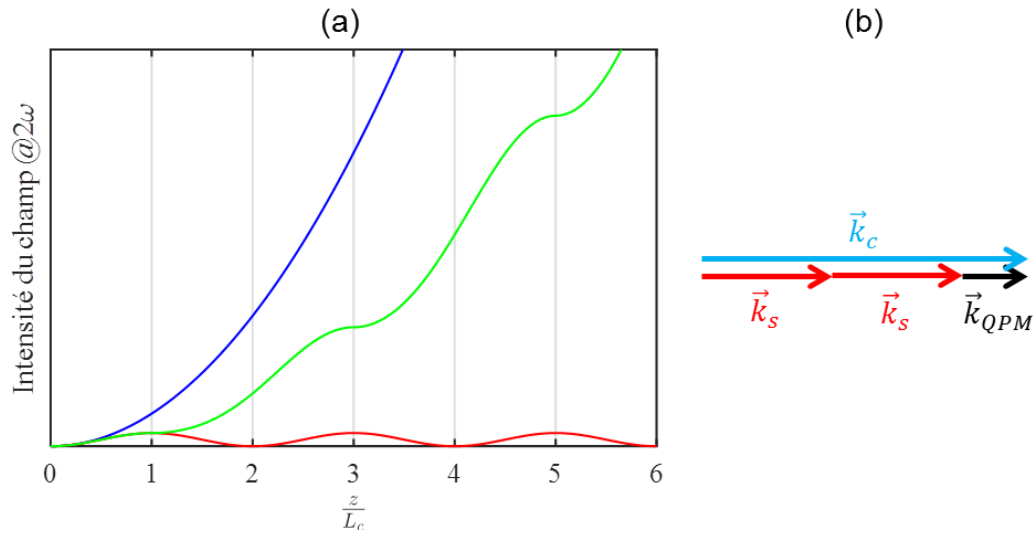


Figure 2-2 : (a) Principe du quasi-accord de phase dans le cas de la génération de second harmonique. Courbe bleue : accord de phase parfait. Courbe rouge : désaccord de phase. Courbe verte : quasi-accord de phase. (b) Schéma vectoriel du quasi-accord de phase pour le doublage de fréquence.

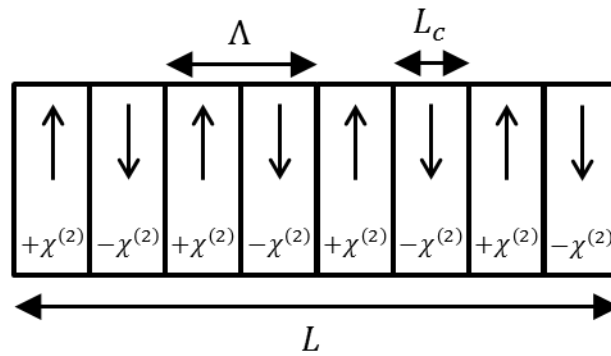


Figure 2-3 : Cristal à quasi-accord de phase. L'orientation des domaines est périodiquement inversée

Le coefficient non linéaire est donc modulé et s'écrit :

$$d(z) = d \text{sign}(\cos(\Delta kz)) \quad 2.16$$

Cette fonction est périodique et peut être développée en série de Fourier. En ne gardant que le terme fondamental, qui maximise le quasi-accord de phase, la condition d'accord de phase est transformée en :

$$\Delta k = k_s + k_p - k_c + \frac{2\pi}{\Lambda} \quad 2.17$$

Et le coefficient non-linéaire correspondant est simplement :

$$d_{eff} = \frac{2}{\pi} d \quad 2.18$$

Dans toute la suite de la thèse, nous considérerons des interactions dans des cristaux à QAP et nous noterons simplement d_{eff} le coefficient non-linéaire défini par l'équation 2.18. Cette technique permet de bénéficier de grands coefficients non-linéaires et a prouvé son efficacité. Cependant, la fabrication de tels cristaux est complexe et l'épaisseur de ceux-ci est limitée comme nous le verrons plus loin.

5. Somme de fréquence monomode, avec dépeuplement du signal

En prenant en compte le dépeuplement du signal et en considérant la pompe non dépeuplée, une solution analytique simple existe pour une onde plane monochromatique, elle est démontrée dans [96]. L'intensité convertie à la sortie du cristal de longueur L s'écrit en considérant la condition d'accord de phase vérifiée :

$$I_c(L) = \frac{\omega_c}{\omega_s} I_s(0) \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{I_p}{I_{p,max}}} \right) \quad 2.19$$

où $I_{p,max} = \frac{n_s n_c n_p \epsilon_0 c^5}{2 \omega_s \omega_c d_{eff}^2 L^2}$ est l'intensité de pompe à appliquer pour obtenir une conversion totale. Les photons convertis ayant une énergie plus élevée que les photons signaux, l'intensité convertie possède un terme d'amplification par rapport à l'intensité signal incidente, donnée par le rapport $\frac{\omega_c}{\omega_s}$.

Une application numérique, dans un cristal de PPLN (*Periodically Poled Lithium Niobate*) de 2 cm de long ($d_{eff} = 15$ pm/V), pour un signal à 1550 nm et une onde convertie à 630 nm donne des intensités de pompe de l'ordre de $3,7 \cdot 10^9$ W/m². Soit pour un faisceau pompe de 330 µm de rayon @1/e² (taille typique utilisée dans nos expériences), une puissance crête de pompe nécessaire pour une conversion maximale de 1,4 kW. On voit bien ici la nécessité d'avoir une pompe suffisamment puissante pour effectuer nos conversions. Ces puissances crêtes peuvent être obtenues simplement en utilisant des lasers impulsionsnels. En régime continu, ces puissances peuvent être approchées en mettant le cristal à l'intérieur d'une cavité sur-tendue. La conception des systèmes de conversion devra être effectuée de façon à utiliser la puissance de pompe avec parcimonie.

II. Somme de fréquence multimode spatiale

1. Définition d'une image

Dans cette thèse, nous nous intéressons à l'interaction non-linéaire de champs multimodes spatiaux ou d'images. Les deux termes seront utilisés de façon équivalente et sans distinction. Une image est une distribution transverse $A(\vec{\rho}, z_0)$ de l'enveloppe du champ électromagnétique dans un plan donné perpendiculaire à l'axe $\vec{z}$. $\vec{\rho}$ est un vecteur permettant de se repérer dans le plan transverse. En imagerie active, ce champ peut être défini par une composante d'amplitude $t(\vec{\rho})$ et une composante de phase $e^{i\phi(\vec{\rho})}$ tels que $T(\vec{\rho}) = t(\vec{\rho})e^{i\phi(\vec{\rho})}$, après interaction avec un champ laser d'éclairement $A_{in}(\vec{\rho}, z_0)$, on a :

$$A(\vec{\rho}, z_0) = T(\vec{\rho})A_{in}(\vec{\rho}, z_0) \quad 2.20$$

Ce champ diffracte en se propageant dans l'espace libre ou un milieu linéaire. Le propagateur de Fresnel permet de calculer le profil transverse du champ dans le plan z_1 en connaissant le champ dans le plan z_0 [97] :

$$A(\vec{\rho}, z_1) = \frac{-ik}{2\pi(z_1 - z_0)} \int d\vec{\rho}_1 A(\vec{\rho}_1, z_0) e^{\frac{ik|\vec{\rho} - \vec{\rho}_1|^2}{2(z_1 - z_0)}} \quad 2.21$$

2. Expression intégrale de l'interaction paramétrique

Dans le cas d'un profil transverse quelconque des champs en interaction, comme des images par exemple, les effets de la diffraction ne peuvent pas être négligés et les équations 2.12, 2.13 et 2.14 sont à considérer. Une solution analytique est possible moyennant quelques hypothèses.

Les calculs suivants s'inspirent des développements effectués dans [98] pour le doublage de fréquence d'images. Considérons pour simplifier que la condition d'accord de phase est vérifiée : $\Delta k = k_s + k_p - k_c = 0$ et notons $A_c(\vec{\rho})$, $A_s(\vec{\rho})$ et $A_p(\vec{\rho})$ les champs converti, signal et pompe au centre d'un cristal de longueur L , en $z = 0$.

Le champ converti peut-être calculé en intégrant le champ créé sur toute la longueur du cristal, en tenant compte de la diffraction. En $z = 0$ on a une forme intégrale de l'équation d'évolution du champ converti :

$$A_c(\vec{\rho}) = \frac{2i\omega_c^2}{k_c c^2} d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} dz \left[-\frac{ik_c}{2\pi z} \int d\vec{\rho}_1 A_s(\vec{\rho}_1, z) A_p(\vec{\rho}_1, z) e^{\frac{-ik_c|\vec{\rho} - \vec{\rho}_1|^2}{2z}} \right] \quad 2.22$$

Pour pouvoir continuer le calcul, deux nouvelles hypothèses sont nécessaires. La première est de considérer que la pompe est non dépeuplée, ce qui est valable dans nos

conditions d'applications où le champ de pompe est bien plus intense que le champ signal. La deuxième hypothèse est de considérer une faible interaction non-linéaire, le signal est alors lui aussi considéré comme non dépeuplé. Cette hypothèse n'est pas vérifiée dans nos expériences. On atteint ici les limites des calculs analytiques. Sous ces deux hypothèses, les amplitudes des champs pompe et signal dans le cristal sont déterminés uniquement avec le propagateur de Fresnel. On évalue donc $A_s(\vec{\rho}_1, z)$ et $A_p(\vec{\rho}_1, z)$ dans l'équation 2.22 à l'aide du propagateur de Fresnel :

$$A_c(\vec{\rho}) = -\frac{\omega_c^2 k_s k_p}{4\pi^3 c^2} d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z^3} \iiint d\vec{\rho}_1 d\vec{\rho}_2 d\vec{\rho}_3 A_s(\vec{\rho}_2) A_p(\vec{\rho}_3) e^{\frac{ik_s|\vec{\rho}_1-\vec{\rho}_2|^2}{2z}} e^{\frac{ik_p|\vec{\rho}_1-\vec{\rho}_3|^2}{2z}} e^{\frac{-ik_c|\vec{\rho}-\vec{\rho}_1|^2}{2z}} \quad 2.23$$

Après le développement des trois exponentielles, l'intégration sur $\vec{\rho}_1$ et en faisant le changement de variable $\vec{\rho}' = \vec{\rho} - \vec{\rho}_2$, il vient :

$$A_c(\vec{\rho}) = \frac{\omega_c^2 k_s k_p}{\pi c^2} d_{eff} \int d\vec{\rho}' A_s(\vec{\rho} - \vec{\rho}') A_p\left(\frac{k_p \vec{\rho} + k_s \vec{\rho}'}{k_p}\right) \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z} e^{i\frac{k_s k_c}{2k_p z} |\vec{\rho}'|^2} \quad 2.24$$

L'intégrale en z se calcule simplement après le changement de variable $u = 1/z$ et donne :

$$\int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z} e^{i\frac{k_s k_c}{2k_p z} |\vec{\rho}'|^2} = 2i \left[\frac{\pi}{2} - \text{Sine}\left(\frac{k_s k_c}{k_p L} |\vec{\rho}'|^2\right) \right] \quad 2.25$$

où on a introduit la fonction sinus intégrale définie par : $\text{Sine}(x) = \int_0^x \frac{\sin u}{u} du$.

On a finalement :

$$A_c(\vec{\rho}) = i\zeta \int d\vec{\rho}' A_s(\vec{\rho} - \vec{\rho}') A_p\left(\vec{\rho} + \frac{k_s}{k_p} \vec{\rho}'\right) \Delta(\vec{\rho}') \quad 2.26$$

avec :

$$\zeta = \frac{2\omega_c^2 k_s k_p}{\pi c^2} d_{eff} \quad 2.27$$

$$\Delta(\vec{\rho}') = \frac{\pi}{2} - \text{Sine}\left(\frac{|\vec{\rho}'|^2}{l_{coh}^2}\right) \quad 2.28$$

$$l_{coh} = \sqrt{L \left(\frac{1}{k_s} - \frac{1}{k_c} \right)} \quad 2.29$$

Ainsi connaissant le profil transverse du signal et de la pompe au centre du cristal, on en déduit le profil de l'onde convertie dans un cristal de longueur non négligeable. L'onde convertie est une sorte de produit de convolution entre l'onde pompe et l'onde signal, multiplié par une fonction caractéristique Δ (Figure 2-4) qui décrit la diffraction, de longueur caractéristique l_{coh} . Cette longueur de cohérence transverse du processus de somme de fréquence définit le plus petit élément spatial pouvant être converti dans le cristal. Cela nous donne une première définition d'un mode spatial converti. Ainsi pour un faisceau pompe de rayon transverse caractéristique w_p , le nombre de modes convertis dans une dimension est de l'ordre de $2w_p/l_{coh}$. Dans toute la suite de ce manuscrit nous considérerons, sauf mention contraire, le nombre de mode de nos systèmes dans une seule dimension.

Cette expression ne prends pas en compte le dépeuplement du signal, ni les effets des dimensions transverses des cristaux. Ces dimensions sont contraintes et elles vont limiter le nombre de modes convertis. De plus, si le désaccord de phase est non nul, cette formule n'est plus valable. Tous ces effets sont pris en compte dans le modèle numérique développé dans la partie III de ce chapitre.

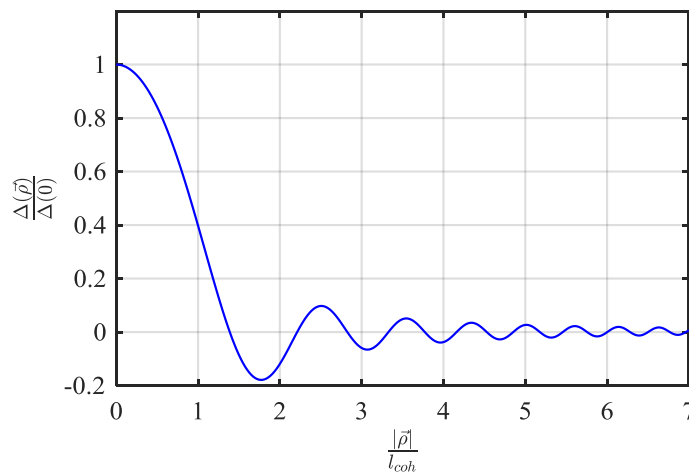


Figure 2-4 : Allure de la fonction Δ définissant la longueur caractéristique de la conversion.

Pour un cristal de PPLN de 2 cm de long, un signal à 1560 nm et une onde convertie à 630 nm on a une longueur de cohérence transverse de l'ordre de $l_{coh} = 36 \mu\text{m}$. Pour une pompe gaussienne de dimension $w_p = 330 \mu\text{m}$, le nombre de modes spatiaux dans une dimension est de l'ordre de 18.

Le nombre de modes spatiaux obtenu est trop faible pour des applications pratiques. Il est donc nécessaire de trouver des méthodes pour augmenter ce nombre. Deux caractéristiques de la conversion limitent la qualité des images. La première est la surface de cristal pompée, le diamètre du faisceau pompe déterminant la taille de l'image convertie dans le cristal. Ce paramètre ne peut pas être infiniment augmenté à cause des limitations physiques des dimensions transverses des cristaux, typiquement de l'ordre du millimètre. La deuxième caractéristique limitant le nombre de modes convertis est la condition d'accord de phase.

Dans les expressions précédentes, cette limite est cachée dans la fonction Δ où la diffraction des ondes limite la conversion de fréquence. Cela peut se comprendre simplement, les petits éléments présents dans le signal (plus petits que l_{coh}) diffractent de telle sorte qu'ils se propagent dans le cristal avec des angles trop importants pour continuer à vérifier la condition d'accord de phase. La section 4 traite l'idée d'utiliser les propriétés de l'accord de phase pour améliorer le nombre de modes spatiaux convertis.

3. Approche hamiltonienne de la somme de fréquence multimode

L'approche hamiltonienne développée dans la thèse de Chalopin [98] pour des systèmes de conversion paramétrique quantique peut être facilement étendue à notre système classique. Cette approche hamiltonienne permet en particulier de décrire le couplage entre les différents modes spatiaux signaux et convertis en faisant apparaître un noyau de couplage de la conversion, diagonalisable. Comme nous allons le voir, il nous permet de calculer un nombre de modes convertis et de faire apparaître les modes propres du système.

Il existe une analogie formelle entre cette approche hamiltonienne et les équations de propagation considérées précédemment. En effet, l'évolution spatiale et l'évolution temporelle sont reliées par la relation $z = ct$. Cependant, le montrer rigoureusement est long et fastidieux, et n'apporte pas un intérêt majeur à cette thèse. Le lecteur pourra pour cela se reporter à la référence [99].

Le hamiltonien d'interaction non linéaire du cristal de longueur L s'écrit très généralement en considérant des profils spatiaux et spectraux quelconques sur les trois ondes en interaction en adaptant l'expression quantique utilisée dans [98] :

$$H = 2\varepsilon_0^2 d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} dz \int d\vec{\rho} \int d\omega_p \int d\omega_s \int d\omega_c E_p(\vec{\rho}, z) E_s(\vec{\rho}, z) E_c^*(\vec{\rho}, z) + c. c. \quad 2.30$$

Les détails du calcul de cet hamiltonien sont développés dans l'Annexe 1. En reprenant les notations précédentes, en considérant les ondes monochromatiques et la condition d'accord de phase vérifiée, on obtient :

$$H = 2\varepsilon_0^2 d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} dz \int d\vec{\rho} A_p(\vec{\rho}, z) A_s(\vec{\rho}, z) A_c^*(\vec{\rho}, z) + c. c. \quad 2.31$$

Le calcul de cet hamiltonien en fonction des champs pris au centre du cristal se fait comme dans l'équation 2.23 à l'aide du propagateur de Fresnel et on obtient :

$$H = \frac{i\varepsilon_0^2 k_s k_p k_c}{4\pi^3} d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z^3} \int d\vec{\rho} \iiint d\vec{\rho}_1 d\vec{\rho}_2 d\vec{\rho}_3 A_p(\vec{\rho}_1) A_s(\vec{\rho}_2) A_c^*(\vec{\rho}_3) e^{\frac{ik_p|\vec{\rho}-\vec{\rho}_1|^2}{2z}} e^{\frac{ik_s|\vec{\rho}-\vec{\rho}_2|^2}{2z}} e^{\frac{-ik_c|\vec{\rho}-\vec{\rho}_3|^2}{2z}} + c. c. \quad 2.32$$

Tous calculs faits, on obtient :

$$H = \frac{i\varepsilon_0^2 k_s k_c}{16\pi k_p} d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z} \iint d\vec{\rho}_2 d\vec{\rho}_3 A_p\left(\frac{k_c \vec{\rho}_3 - k_s \vec{\rho}_2}{k_p}\right) A_s(\vec{\rho}_2) A_c^*(\vec{\rho}_3) e^{\frac{ik_s k_c (\vec{\rho}_3 - \vec{\rho}_2)^2}{2k_p z}} + c. c. \quad 2.33$$

Introduisons le noyau de couplage spatial entre le champ converti et le champ signal $K(\vec{\rho}, \vec{\rho}')$:

$$H = 2\varepsilon_0^2 d_{eff} \iint d\vec{\rho} d\vec{\rho}' K(\vec{\rho}, \vec{\rho}') A_s(\vec{\rho}) A_c^*(\vec{\rho}') + c. c. \quad 2.34$$

Ce noyau est le produit du profil spatial de pompe avec un terme de diffraction sur la longueur du cristal :

$$K(\vec{\rho}, \vec{\rho}') = A_p\left(\frac{k_c \vec{\rho}' - k_s \vec{\rho}}{k_p}\right) \Delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}') \quad 2.35$$

et $\Delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}')$ est un terme de diffraction :

$$\Delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}') = \frac{k_s k_c}{16\pi k_p} \left[\frac{\pi}{2} - \text{Sine}\left(\frac{|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|^2}{l_{coh}^2}\right) \right] \quad 2.36$$

avec $l_{coh} = \sqrt{L\left(\frac{1}{k_s} - \frac{1}{k_c}\right)}$, qui a la même expression que dans la section précédente. L'équation 2.36 décrit la façon dont un point signal de coordonnées $\vec{\rho}$ va être converti à la coordonnée $\vec{\rho}'$ en présence de diffraction : un point signal va être converti en une tache de longueur caractéristique l_{coh} . Ceci peut être assimilé à une PSF (*Point Spread Function*). La fonction de diffraction résultante Δ est pratiquement diagonale en x, x' (Figure 2-5 (b)).

Le terme de pompe $A_p\left(\frac{k_c \vec{\rho}' - k_s \vec{\rho}}{k_p}\right)$ représente quant à lui le recouvrement transverse entre le faisceau pompe et le signal à convertir dont la taille caractéristique w_p est la taille du waist du faisceau pompe dans le cas d'une pompe gaussienne. Ce n'est pas un terme diagonal, il possède une pente qui dépend du rapport entre les vecteurs d'ondes signal et converti (Figure 2-5 (a)).

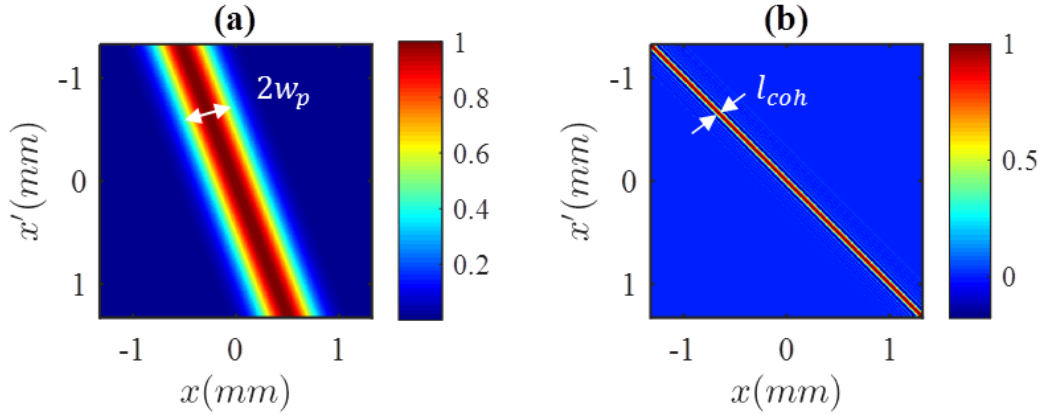


Figure 2-5 : (a) Terme de pompe 1D, $w_p = 330 \mu\text{m}$. (b) Terme de diffraction 1D, $l_{coh} = 36 \mu\text{m}$.

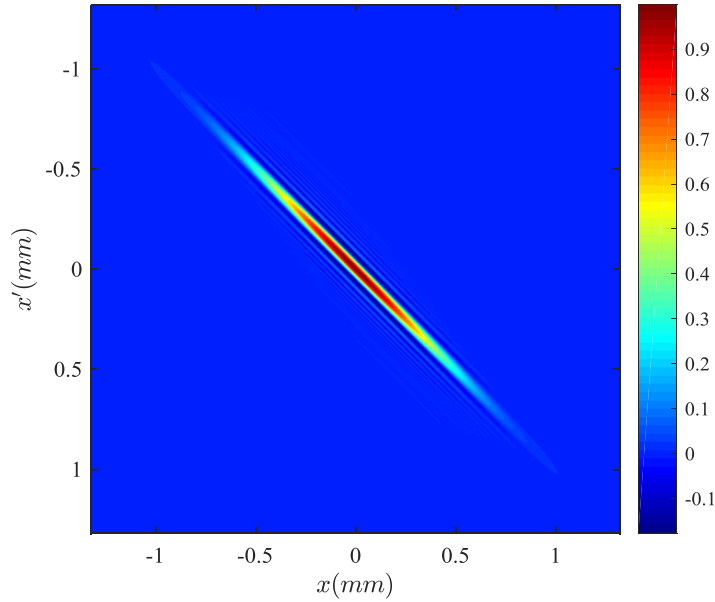


Figure 2-6 : Noyau de couplage K représenté à une dimension avec les valeurs numériques de la section précédente.

Pour simplifier la représentation, on réduit le problème transverse à une dimension et on représente la fonction $K(x, x')$ pour une pompe gaussienne. En prenant les mêmes valeurs numériques qu'à la section précédente, on obtient le noyau de couplage représenté Figure 2-6. Cette matrice n'est pas diagonale, la base de modes utilisée constituée de modes pixels correspondants à la position dans le cristal, n'est pas adaptée à la conversion avec la forme de pompe utilisée. On peut trouver une base de modes adaptée en diagonalisant cette matrice. On obtient numériquement le spectre des valeurs propres $\{\Lambda_k\}$ de la matrice K . Les valeurs propres obtenues sont réelles car la matrice de couplage est symétrique. Les 50 plus grandes valeurs propres de notre matrice sont représentées Figure 2-7.

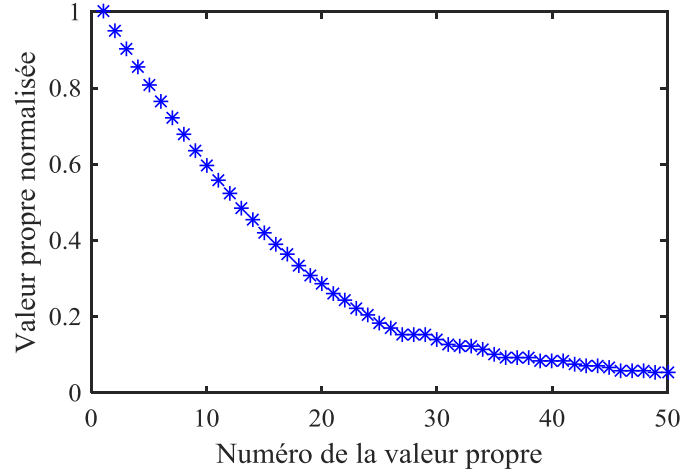


Figure 2-7 : Valeurs des 50 plus grandes valeurs propres positives normalisées de la matrice de couplage paramétrique.

Les valeurs propres correspondent à l'efficacité de conversion pour chaque mode propre, relativement à la valeur propre de module maximal Λ_0 . Leur nombre correspond au nombre de modes effectivement convertis. La diagonalisation conduit à un grand nombre de valeurs propres nulles ou presque nulles. Pour évaluer quantitativement le nombre de modes impliqués dans la conversion, on utilise le paramètre de coopérativité, noté κ qui est le nombre caractéristique de valeurs propres non nulles [98] :

$$\kappa = \frac{(\sum \Lambda_k^2)^2}{\sum \Lambda_k^4} \quad 2.37$$

On obtient une valeur de coopérativité de $\kappa = 15,6$ proche des 18 modes calculés à la section précédente. Ce paramètre est très utile car il nous permet de comparer facilement différents systèmes de conversion et ainsi optimiser le nombre de modes convertis.

Cette diagonalisation conduit à une matrice de changement de base entre la base des modes pixels et la base correspondant aux modes propres du système. Ainsi les vecteurs colonnes de cette matrice correspondent aux modes propres décrits dans la base initiale. On obtient facilement leurs profils transverses qui sont représentés Figure 2-8 pour les 4 premiers modes, que l'on appelle « supermodes ». Les supermodes dont la valeur propre est quasi-nulle peuvent être ignorés car ils ne sont pas convertis par la pompe. D'après la Figure 2-7, nous pouvons grossièrement considérer seulement les 40 premiers supermodes pour correctement décrire notre système de conversion.

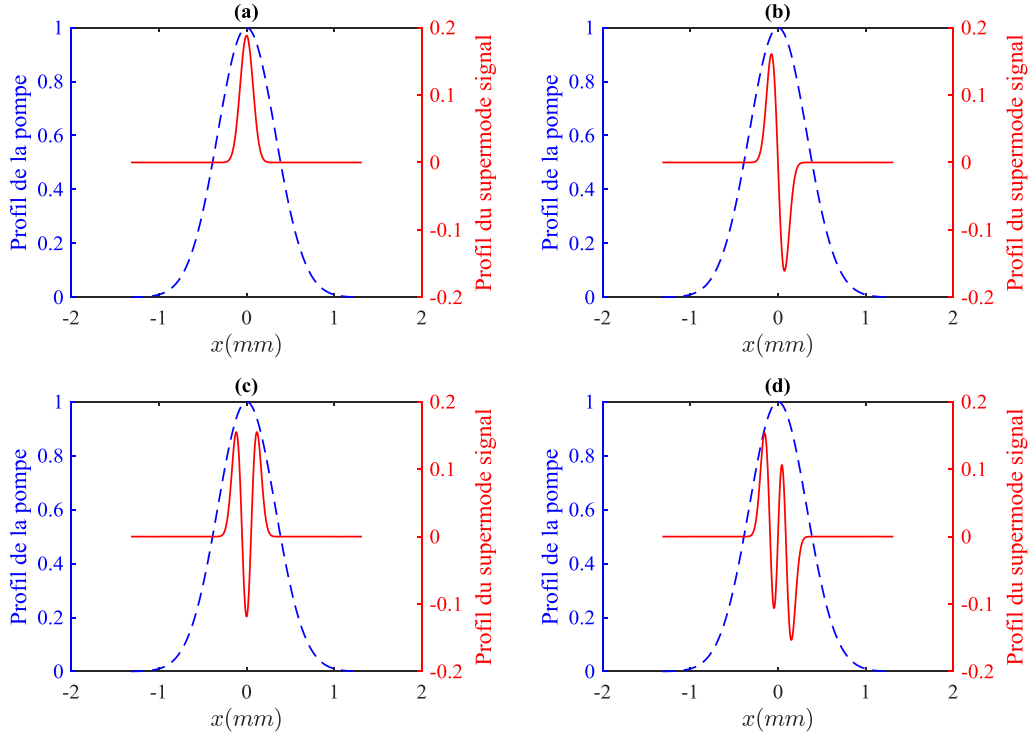


Figure 2-8 : Profil transverse des 4 premiers modes propres de la somme de fréquence. Les courbes bleues représentent le profil transverse du faisceau pompe et les courbes rouges le profil des supermodes. (a) Premier supermode, $\Lambda_0 = 1$. (b) Deuxième supermode, $\Lambda_1 = 0,95$. (c) Troisième supermode, $\Lambda_2 = 0,90$. (d) Quatrième supermode, $\Lambda_3 = 0,86$.

4. Accord de phase non-colinéaire

Jusqu'ici nous avons considéré uniquement le cas où la condition d'accord de phase était vérifiée le long de l'axe optique : $\Delta k = k_s + k_p - k_c + \frac{2\pi}{\Lambda} = 0$. Pour un cristal donné, cette condition d'accord de phase peut être modifiée en changeant la longueur d'onde du signal ou de la pompe ainsi que l'angle d'incidence du signal ou de la pompe ou la température du cristal. Ainsi, par exemple, en modifiant la longueur d'onde de la pompe, la condition d'accord de phase est vérifiée pour un angle signal non nul.

La condition d'accord de phase est une relation vectorielle $\vec{\Delta k} = \vec{k}_s + \vec{k}_p - \vec{k}_c + \vec{k}_{QAP} = \vec{0}$, illustrée sur la Figure 2-9 où sont introduites les notations utilisées pour la suite. Dans toute la suite, on suppose que les angles entre la direction de propagation des ondes et l'axe optique restent assez petits pour effectuer des développements limités sur les fonctions trigonométriques. De même, les variations de longueurs d'onde et d'indices optiques sont supposées assez petites pour effectuer des développements limités.

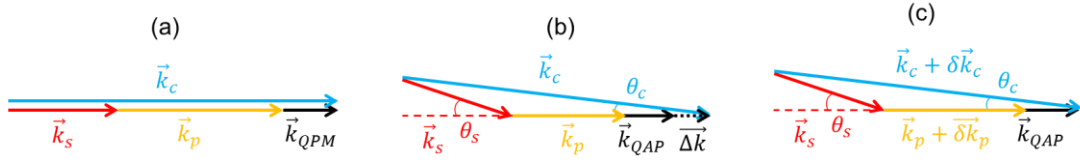


Figure 2-9 : (a) Condition d'accord de phase colinéaire vérifiée. (b) Désaccord de phase non-colinéaire. (c) Condition d'accord de phase non-colinéaire vérifiée en changeant la longueur d'onde de la pompe.

Selon les notations de cette figure, le désaccord de phase le long de l'axe optique z peut être facilement calculé par projection de la relation vectorielle selon les deux directions. Selon l'axe optique, on a :

$$\Delta k_z = k_p + \delta k_p + k_s \cos \theta_s - (k_c + \delta k_c) \cos \theta_c + \frac{2\pi}{\Lambda} \quad 2.38$$

où δk_p et δk_c sont les variations des vecteurs d'onde selon l'axe optique.

On obtient alors, en supposant θ_s , l'angle formé entre l'onde signal et l'axe optique à l'intérieur du cristal, petit :

$$\Delta k_z = \delta k_p - \delta k_c + \frac{k_s}{2} \left(\frac{k_s}{k_c} - 1 \right) \theta_s^2 \quad 2.39$$

L'efficacité de conversion est proportionnelle à :

$$\eta = \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k_z L}{2} \right) \quad 2.40$$

La Figure 2-10 montre l'efficacité de conversion normalisée en fonction de l'angle d'incidence sur le cristal d'une onde signal pour différentes longueurs d'ondes de pompe en utilisant les formules ci-dessus. Le changement de la condition d'accord de phase modifie l'angle du signal entrant dans le cristal qui est converti avec un maximum d'efficacité de conversion.

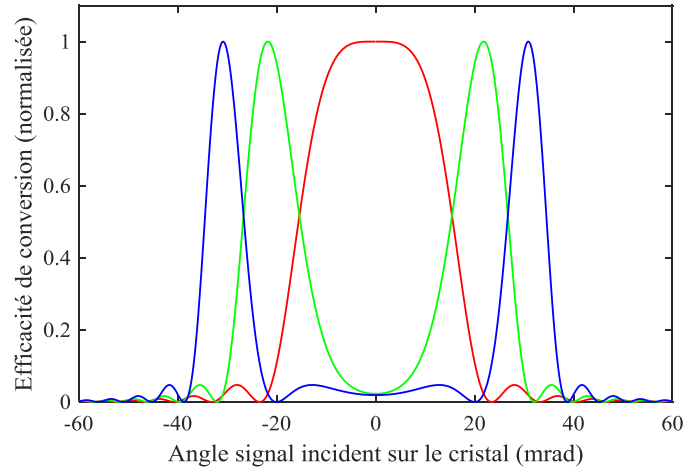


Figure 2-10 : Acceptance angulaire de la conversion pour différentes longueurs d'ondes de pompe : courbe rouge 1063 nm, courbe verte 1063,36 nm, courbe bleue 1063,72 nm dans un cristal de PPLN de $L = 2$ cm de long et une longueur d'onde signal de 1563 nm.

Cet angle peut-être analytiquement calculé en fonction du changement en longueur d'onde de pompe. Soit la longueur d'onde de pompe $\lambda_p + \delta\lambda_p$ où λ_p est la longueur d'onde de pompe correspondant à l'accord de phase colinéaire. On définit de la même manière $\lambda_c + \delta\lambda_c$ la longueur d'onde du signal converti. La variation en longueur d'onde étant petite, la variation d'indice optique est aussi petite et un développement de Taylor des équations de Sellmeier, introduites au Chapitre 4, peut-être effectué : $n_i + \delta n_i = n_i(1 + \alpha_i \delta\lambda_i/\lambda_i)$ où $i = p, c$. La Figure 2-11 présente la variation de l'indice optique en fonction de la longueur d'onde considérée. Pour de petites variations de longueurs d'ondes, la variation d'indice est quasi-linéaire. Pour un cristal de PPLN à une température de 97°C, on a $\alpha_p = -0.0262$ et $\alpha_c = -0.0674$.

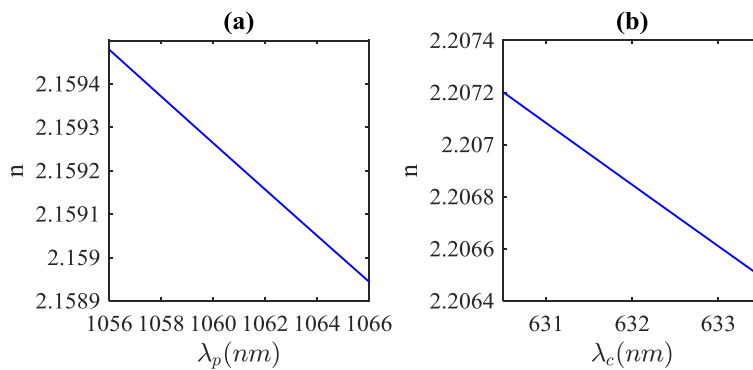


Figure 2-11 : Variation des indices optiques des ondes pompe (a) et convertie (b) en fonction des longueurs d'ondes.

Il vient facilement avec $\delta k_p = k_p(\alpha_p - 1)\frac{\delta\lambda_p}{\lambda_p}$ et $\delta k_c = k_c(\alpha_c - 1)\frac{\lambda_c}{\lambda_p}\frac{\delta\lambda_p}{\lambda_p}$, et en prenant en compte la réfraction à l'entrée du cristal, une expression pour l'angle signal externe au cristal qui maximise la conversion :

$$\theta_{s,ext} = \frac{\lambda_s}{\lambda_p} \sqrt{2 \frac{n_c(1 - \alpha_c) - n_p(1 - \alpha_p)}{\frac{\lambda_s}{n_s} - \frac{\lambda_p}{n_p}}} \delta\lambda_p \quad 2.41$$

Ainsi, en augmentant la longueur d'onde de la pompe, l'angle du signal converti se propageant dans le cristal est de plus en plus grand. En particulier, l'angle converti évolue en racine du décalage en longueur d'onde de pompe. Par conséquent, en utilisant une pompe dont le spectre est suffisamment large, il est possible de convertir toute une série d'angles de signal en même temps et ainsi augmenter le nombre de modes spatiaux convertis. La Figure 2-12 est la représentation graphique de cette formule. Un décalage de quelques nanomètres sur la longueur d'onde de pompe est suffisant pour augmenter significativement l'angle signal converti.

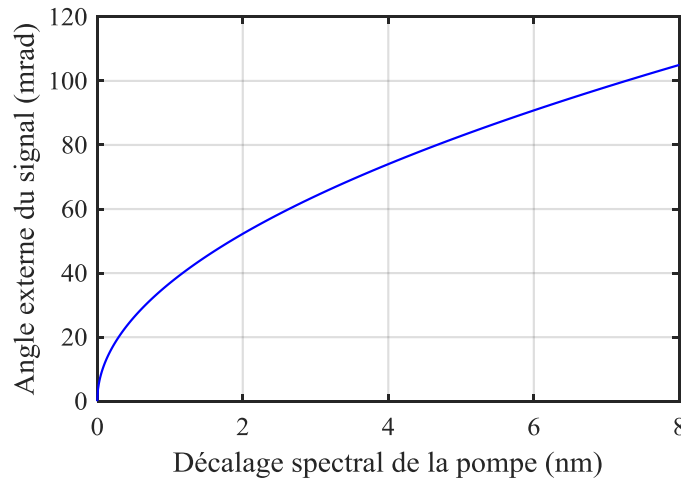


Figure 2-12 : Evolution de l'angle externe converti en fonction du décalage spectral de la pompe.

Pour un couple d'angle signal et longueur d'onde de pompe donné et respectant la condition d'accord de phase, l'acceptance spectrale de pompe peut-être calculée. On la définit comme la largeur à mi-hauteur de l'efficacité de conversion η :

$$\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_z L}{2}\right) = 0,5 \Leftrightarrow \Delta k_z = \frac{2,78}{L} \quad 2.42$$

On en déduit le décalage spectral de pompe nécessaire pour obtenir un bon recouvrement entre deux secteurs angulaires adjacents, c'est-à-dire qui se croisent à mi-hauteur. Ce décalage $\Delta\lambda_p$ est :

$$\Delta\lambda_p = \frac{2,78}{\pi L} \frac{\lambda_p^2}{n_c(1 - \alpha_c) - n_p(1 - \alpha_p)} \quad 2.43$$

L'application numérique avec les paramètres déjà utilisés au-dessus donne : $\Delta\lambda_p = 0,36$ nm. C'est cette valeur qui a été utilisée pour tracer la Figure 2-10 où on observe bien un bon recouvrement des courbes. Une propriété importante de cette formule est son indépendance avec l'angle du signal incident qui va être converti. Il y a donc un couplage entre la longueur d'onde de pompe et les angles signal convertis, ce couplage est représenté Figure 2-13.

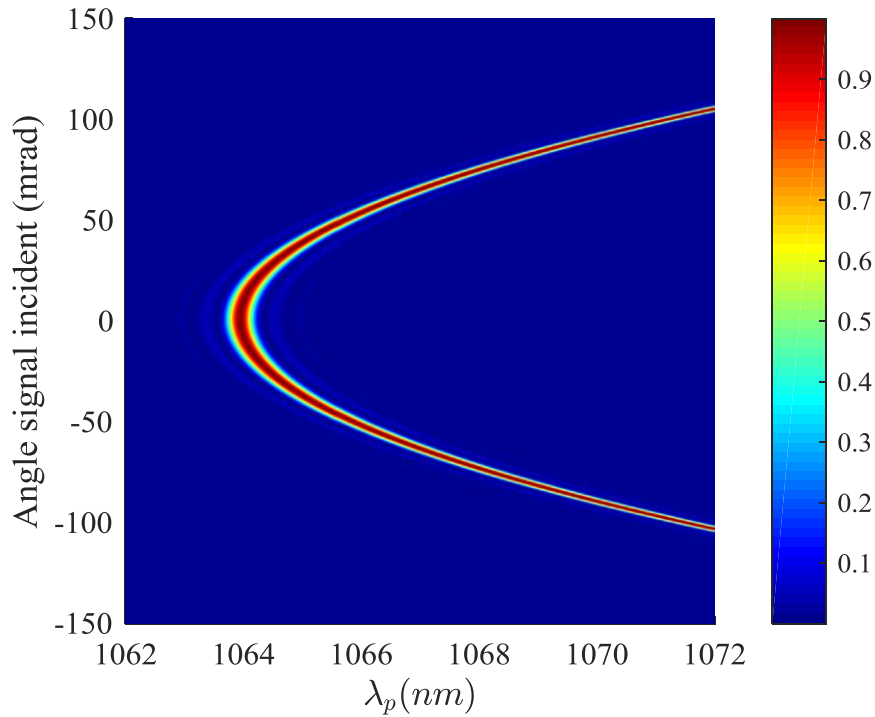


Figure 2-13 : Matrice de couplage de la conversion entre la longueur d'onde de pompe et l'angle du signal incident sur le cristal.

La conséquence des équations 2.41 et 2.43 est que la puissance de pompe nécessaire pour convertir une série d'angles donnée évolue en carré de l'angle maximal converti dans la mesure où on doit avoir une densité spectrale de puissance de pompe constante pour obtenir de bonnes conversions.

Remarque : une autre méthode, simple, pour augmenter l'acceptance angulaire de la conversion est de diminuer la longueur du cristal. L'angle signal converti évolue en inverse de la racine de la longueur du cristal ($\theta_s \propto 1/\sqrt{L}$). De plus, d'après l'équation 2.19, la puissance de pompe nécessaire pour une efficacité de conversion donnée évolue en inverse du carré de la longueur du cristal. Par conséquent la puissance pompe nécessaire évolue à la puissance 4 de l'acceptance angulaire du signal ! Il est donc avantageux pour la puissance de pompe

nécessaire d'utiliser un cristal long et un élargissement spectral sur la pompe pour augmenter le nombre de modes spatiaux convertis. Ces calculs ne prennent pas en compte les dimensions transverses limitées des faisceaux pompe, qui limitent le recouvrement entre la pompe et le signal lorsque les cristaux sont trop longs. En pratique il va y avoir un compromis entre la longueur du cristal et l'élargissement spectral.

5. Une nouvelle définition du nombre de modes

Peut-on évaluer simplement le nombre de modes spatiaux convertis dans le cas d'une utilisation d'une pompe à spectre large ? En d'autres termes, peut-on définir une longueur de cohérence, équivalente à celle définie à l'équation 2.29. Elle était directement liée aux effets de diffraction dans le cristal. Ces effets de diffraction peuvent être analysés par propagation de faisceaux gaussiens, dont voici quelques rappels.

a) Faisceaux gaussiens

Le modèle des faisceaux gaussiens donne une bonne description de la propagation des faisceaux lasers, cohérents. L'utilisation de ces notions dans le cadre de la conversion de faisceaux multimodes cohérents paraît donc adaptée. Un faisceau gaussien a un profil transverse gaussien qui se propage en diffractant. En utilisant les notations de la Figure 2-14, l'amplitude d'un faisceau gaussien est donnée par :

$$A(\vec{\rho}, z) = \frac{C}{w(z)} e^{\frac{-|\vec{\rho}|^2}{w^2(z)}} e^{\frac{-ik|\vec{\rho}|^2}{2R(z)}} e^{-i\varphi_G(z)} \quad 2.44$$

où :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad 2.45$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \quad 2.46$$

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \quad 2.47$$

$$\varphi_G(z) = \arctan\left(\frac{z}{z_R}\right) \quad 2.48$$

Ces paramètres résument toutes les propriétés du faisceau gaussien. $w(z)$ est le rayon du faisceau, minimal au waist w_0 , le rayon de courbure du faisceau est $R(z)$. La longueur z_R est la longueur de Rayleigh qui détermine la taille caractéristique de la diffraction du faisceau. Enfin, $\varphi_G(z)$ est appelé la phase de Gouy.

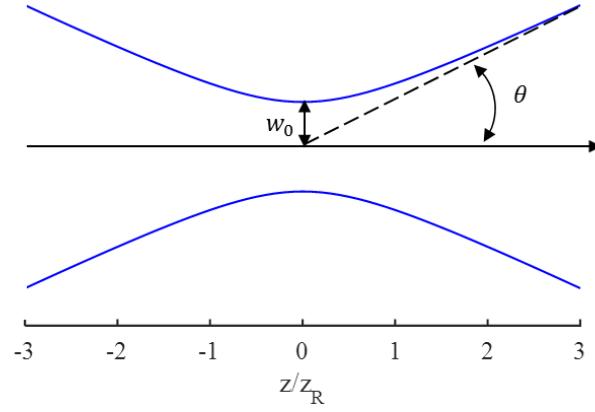


Figure 2-14 : Description d'un faisceau gaussien.

L'intensité associée à ce champ est alors :

$$I(\vec{\rho}, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{\frac{-2|\vec{\rho}|^2}{w^2(z)}} \quad 2.49$$

Au-delà de la longueur de Rayleigh, le rayon du faisceau croît linéairement et l'angle θ que forme cette droite avec l'axe optique est la divergence du faisceau, elle est donnée par :

$$\tan \theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad 2.50$$

Ces formules décrivent la propagation d'un faisceau laser parfait, de divergence minimale. On caractérise la « propreté » d'un faisceau par le ratio de la divergence du faisceau par rapport à ce faisceau idéal avec un nombre sans dimension noté M^2 . Ce nombre donne aussi le nombre de modes transverses du faisceau. On retrouve alors toutes les formules précédentes en remplaçant λ par $M^2\lambda$. En particulier, la divergence devient : $\tan \theta = \frac{M^2\lambda}{\pi w_0}$.

b) Introduction d'un mode pixel gaussien

En reprenant notre système de conversion précédent, l'angle signal θ_s maximal pouvant être converti peut définir la divergence d'un hypothétique faisceau gaussien. Un faisceau gaussien de divergence plus importante ne sera pas efficacement converti. Ainsi, à cette divergence, est associé un waist w_s qui peut être vu comme le plus petit élément spatial pouvant être converti et définissant ainsi un mode. Si on suppose de plus que deux modes adjacents sont séparés de w_s et que le rayon caractéristique de la pompe est w_p , le nombre de modes dans ce système est $2w_p/w_s$. Le waist du signal joue ici le même rôle que la longueur caractéristique de cohérence introduite à l'équation 2.29.

On peut calculer le nombre de modes dans le cas d'une pompe au spectre fin. Pour cela nous devons définir la divergence du signal associée. Prenons-la comme l'angle signal correspondant au premier zéro de l'efficacité de conversion :

$$\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k_z L}{2}\right) = 0 \Rightarrow \Delta k_z = \frac{2\pi}{L} \quad 2.51$$

L'angle correspondant est :

$$\theta_s = \sqrt{\frac{4\pi}{Lk_s\left(1 - \frac{k_s}{k_c}\right)}} \quad 2.52$$

Le waist correspondant, en utilisant les mêmes paramètres que le Chapitre 2 II.3 est $w_s = 31 \mu\text{m}$, très proche de la longueur de cohérence calculée alors ($l_{coh} = 36 \mu\text{m}$). Le nombre de modes correspondant, dans une dimension, est de 21. Cette application numérique montre la pertinence de cette approche simple du problème pour quantifier le nombre de modes convertis.

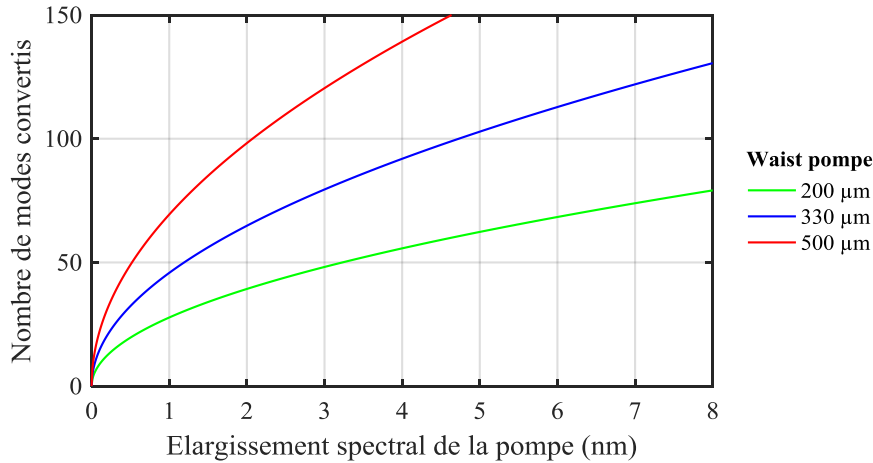


Figure 2-15 : Nombre de modes en fonction de l'élargissement spectral de la pompe, pour différents rayons de faisceau pompe.

La Figure 2-15 représente le nombre de modes convertis en fonction de l'élargissement spectral de la pompe pour différents diamètres de pompe, en utilisant l'équation 2.41. Pour obtenir des images avec 64 modes par exemple, on peut utiliser une pompe de 330 μm de rayon pour un spectre de 2,3 nm de large ou 500 μm de rayon pour 1 nm de large. Pour des images à 128 modes, 330 μm de rayon et un spectre de 7,5 nm de large ou 500 μm de rayon et un spectre 3,5 nm de large sont possibles.

6. Hamiltonien d'interaction avec élargissement du spectre de pompe

Le développement analytique de l'hamiltonien d'interaction d'un système possédant un élargissement spectral sur la pompe est développé en Annexe 2 et aboutit à l'expression suivante :

$$\begin{aligned}
 H = & \frac{i\varepsilon_0^2 k_s k_p k_c}{8\pi^3} d_{eff} \delta\omega_p \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z^3} \iiint d\vec{\rho}_1 d\vec{\rho}_2 d\vec{\rho}_3 A_p(\vec{\rho}_1) A_s(\vec{\rho}_2) A_c^*(\vec{\rho}_3) \\
 & e^{\frac{i(k_p \vec{\rho}_1^2 + k_s \vec{\rho}_2^2 - k_c \vec{\rho}_3^2)}{2z}} \int d\vec{\rho} e^{\frac{-i\vec{\rho}(k_p \vec{\rho}_1 + k_s \vec{\rho}_2 - k_c \vec{\rho}_3)}{z}} \text{sinc}\left((k'_p - k'_c) \left(\frac{\vec{\rho}^2}{z} + z\right) \frac{\delta\omega_p}{2}\right) \\
 & + c. c.
 \end{aligned} \tag{2.53}$$

Cette expression n'est pas intégrable analytiquement à cause des termes d'accord de phase non-colinéaire. L'intégration numérique des équations non-linéaires, développée à la section suivante permet de prendre en compte ces effets d'accord de phase non-colinéaire.

III. Intégration numérique des équations de propagation

Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les calculs analytiques des équations 2.12 à 2.14 dans le cas de l'accord de phase non colinéaire conduisent à une expression non intégrable. Ainsi, une résolution numérique de ces équations est nécessaire dans laquelle nous pourrions prendre en compte les dimensions transverses finies du cristal. Cependant la résolution numérique de ces équations, prenant en compte l'interaction non linéaire et la diffraction des ondes, n'est pas triviale et l'algorithme utilisé doit être correctement choisi. Le modèle numérique résultant est présenté dans cette section. Les résultats expérimentaux en imagerie seront confrontés à ce modèle dans le Chapitre 4.

1. Méthodes numériques

a) Schéma d'intégration : Méthode de split-step Fourier

Les méthodes de résolution numérique par « split-step » ont été longuement développées pour la résolution numérique d'équations non linéaires, en particulier pour la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire dans les fibres optiques [100] ainsi que pour les équations paramétriques dans les cristaux non linéaires [101, 102]. Elles consistent à découper le cristal en tranches infinitésimales de longueur h , à séparer la partie linéaire de la partie non linéaire des équations en considérant qu'elles agissent indépendamment sur une distance h et à les résoudre numériquement l'une après l'autre. Ainsi les équations 2.12 à 2.14 s'écrivent formellement :

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\mathcal{D} + \mathcal{N})A \quad 2.54$$

où $A = \begin{bmatrix} A_s \\ A_p \\ A_c \end{bmatrix}$ est le vecteur contenant l'amplitude des trois champs en interaction, $\mathcal{D}$ est l'opérateur qui prend en compte les termes linéaires de propagation et $\mathcal{N}$ est l'opérateur non linéaire qui gouverne la conversion de fréquence dans le cristal. Ils sont donnés par :

$$\mathcal{D} = \frac{i}{2} \text{diag}(1/k_s, 1/k_p, 1/k_c) \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \quad 2.55$$

$$\mathcal{N} = \frac{2id_{eff}}{c^2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & \frac{\omega_s^2}{k_s} A_p^* e^{-i\Delta kz} \\ 0 & 0 & \frac{\omega_p^2}{k_p} A_s^* e^{-i\Delta kz} \\ \frac{\omega_c^2}{k_c} A_p e^{i\Delta kz} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad 2.56$$

où diag est une matrice diagonale. Ce sont les termes en $e^{i\Delta kz}$ qui prennent en compte la condition d'accord de phase non colinéaire avec :

$$\Delta k = k_s - k_{s,coll} + k_p - k_{p,coll} - k_c + k_{c,coll} \quad 2.57$$

où les indices *coll* définissent les vecteurs d'ondes de l'accord de phase colinéaire.

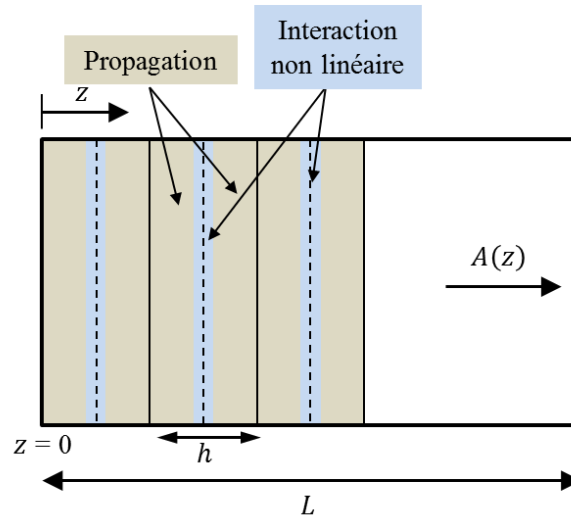


Figure 2-16 : Illustration de la méthode de « split-step » Fourier centrée.

Un schéma centré de propagation entre une distance z et $z + h$ s'effectue en 3 étapes comme illustré Figure 2-16. Dans une première étape, les ondes se propagent sur une distance $h/2$ et $\mathcal{N} = 0$. Sur la seconde étape, seul l'opérateur non linéaire agit, au milieu du segment,

et $\mathcal{D} = 0$. Enfin la troisième étape consiste à propager à nouveau les ondes sur une distance $h/2$ et $\mathcal{N} = 0$. On obtient ainsi l'expression :

$$A(z + h) = \exp\left(\frac{h}{2}\mathcal{D}\right) \exp(h\mathcal{N}) \exp\left(\frac{h}{2}\mathcal{D}\right) A(z) \quad 2.58$$

Le terme de diffraction est évalué dans l'espace de Fourier et les dérivées secondes sont alors transformées en simples multiplications dans l'espace des fréquences spatiales. L'opérateur linéaire devient alors :

$$\exp\left(\frac{h}{2}\mathcal{D}\right) A(z) = \mathcal{F}^{-1} \exp\left(\frac{h}{2}\left(\frac{i}{2} \frac{k_x^2 + k_y^2}{k}\right)\right) \mathcal{F}A(z) \quad 2.59$$

où $\mathcal{F}$ représente la transformée de Fourier 2D et $\mathcal{F}^{-1}$ la transformée de Fourier 2D inverse. Ce terme de propagation est caractéristique d'une propagation de Fresnel.

Le terme non linéaire est évalué en $z + \frac{h}{2}$ dans l'espace direct par intégration numérique en utilisant une méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 (RK4).

Cet algorithme donne une solution approchée des équations. En effet, la solution exacte s'écrit formellement :

$$A(z + h) = \exp(h(\mathcal{D} + \mathcal{N})) A(z) \quad 2.60$$

La formule de Baker-Campbell-Hausdorff :

$$\begin{aligned} \exp(h\mathcal{D}) \exp(h\mathcal{N}) \\ = \exp\left(h(\mathcal{D} + \mathcal{N}) + \frac{h^2}{2}[\mathcal{D}, \mathcal{N}] + \frac{h^3}{12}([\mathcal{D}, [\mathcal{D}, \mathcal{N}]] + [\mathcal{N}, [\mathcal{N}, \mathcal{D}]]) \right. \\ \left. + \dots\right) \end{aligned} \quad 2.61$$

où $[,]$ représente le commutateur de deux opérateurs, permet de calculer la précision de cet algorithme.

Avec la version centrée de l'algorithme utilisée en 2.58, les termes en commutation simple disparaissent et la précision de l'algorithme est d'ordre 3 par pas d'intégration ce qui correspond à une convergence globale d'ordre 2 [103]. En effet, l'évaluation du terme non linéaire par RK4 est d'ordre 4 et utilise l'évaluation de la pente selon 4 points de l'intervalle en négligeant la diffraction entre ces 4 points, ce qui limite l'ordre global de l'algorithme à 2.

Pour évaluer numériquement la convergence de cet algorithme, un champ signal défini par une image est utilisé, avec une pompe gaussienne. L'erreur moyenne en intensité ε est ensuite calculée comme :

$$\varepsilon = \frac{\sum_{k=1}^N |I_k^{test} - I_k^{ref}|}{N \max(I_k^{ref})} \quad 2.62$$

où N est le nombre total de points de grille de l'image convertie.

L'image de référence utilisée est l'image calculée numériquement avec un pas $h = 0,02 \mu\text{m}$. Le pas transverse de la grille dans le cristal est de $4 \mu\text{m}$.

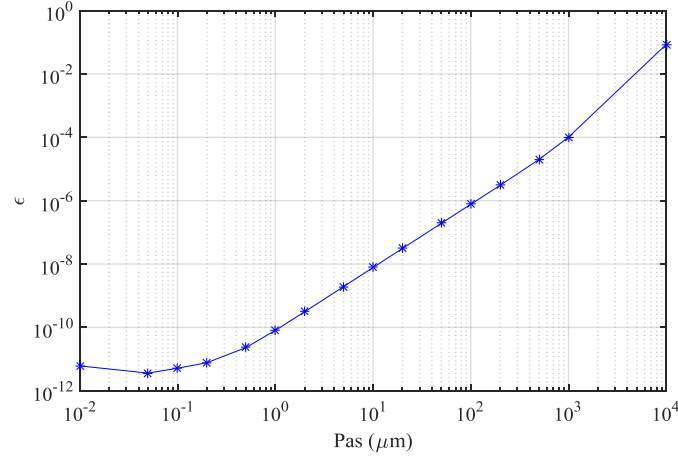


Figure 2-17 : Convergence de l'algorithme « split-step » RK4.

La Figure 2-17 représente l'erreur numérique sur une image convertie en fonction du pas d'intégration h . La convergence de cet algorithme est bien d'ordre 2, comme prévu par la théorie. Il converge pour des pas de l'ordre de $0,2 \mu\text{m}$.

b) Schéma d'intégration : Méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 dans la représentation d'interaction (RK4IP)

Pour augmenter cet ordre, Hult a proposé, dans le contexte de la propagation dans les fibres optiques, une modification de cet algorithme en utilisant une résolution des équations dans ce qu'il appelle la représentation d'interaction pour séparer les effets de dispersion des effets non linéaires [104]. Cet algorithme, noté RK4IP modifie les paramètres de Runge-Kutta et on obtient pour l'intégration entre z et $z + h$:

$$A_I = \exp\left(\frac{h}{2}\mathcal{D}\right)A(z) \quad 2.63$$

$$k_1 = \exp\left(\frac{h}{2}\mathcal{D}\right)[h\mathcal{N}(A(z))]A(z) \quad 2.64$$

$$k_2 = h\mathcal{N}(A_I + k_1/2)[A_I + k_1/2] \quad 2.65$$

$$k_3 = h\mathcal{N}(A_I + k_2/2)[A_I + k_2/2] \quad 2.66$$

$$k_4 = h\mathcal{N}\left(\exp\left(\frac{h}{2}\mathcal{D}\right)(A_I + k_3)\right)\exp\left(\frac{h}{2}\mathcal{D}\right)[A_I + k_3] \quad 2.67$$

$$A(z+h) = \exp\left(\frac{h}{2}\mathcal{D}\right)[A_I + k_1/6 + k_2/3 + k_3/3] + k_4/6 \quad 2.68$$

La convergence théorique de cet algorithme est maintenant d'ordre 4 mais requiert plus de calculs, notamment en transformées de Fourier, que l'algorithme précédent. En effet 10 transformées de Fourier par pas d'intégration sont ici nécessaires contre 4 précédemment. Ce temps de calcul supplémentaire est largement justifié par les deux ordres de convergence gagnés.

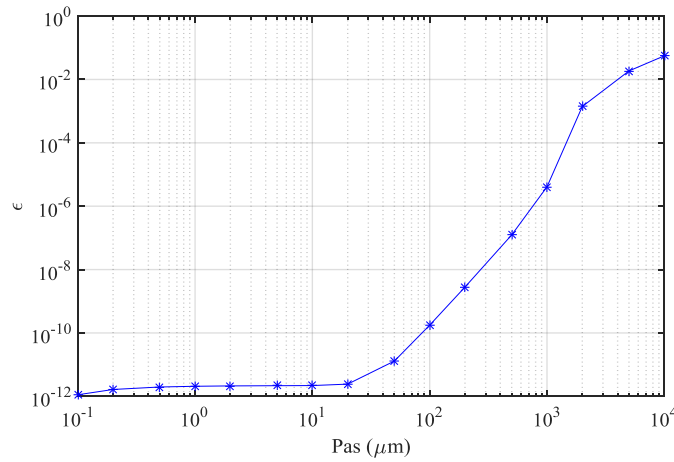


Figure 2-18 : Convergence de l'algorithme RK4IP.

La convergence de cet algorithme est représentée sur la Figure 2-18. Il est bien d'ordre 4 et converge dès $h = 20 \mu\text{m}$ de pas d'intégration.

Nos deux algorithmes convergent rapidement. Avec un pas d'intégration de $100 \mu\text{m}$ l'erreur est de 10^{-6} dans le cas du split-step classique et de seulement 10^{-10} dans le cas du RK4IP, mais avec un temps de calcul un peu plus long dans le deuxième cas. Pour une erreur donnée, l'algorithme RK4IP est environ 10 fois plus rapide que le split-step classique.

c) Prise en compte d'un spectre de pompe large : Approximation parabolique et non paraxiale

Etendre ces algorithmes aux cas possédant un élargissement spectral sur la pompe n'est pas immédiat. En effet, la multiplicité des conditions d'accord de phase nécessite un système d'équations couplées. Le signal converti subit lui aussi un élargissement spectral et aux fortes puissances de pompe, lorsque la rétroconversion peut avoir lieu, le signal initial subit lui aussi un élargissement spectral comme illustré Figure 2-19. Cependant, un calcul analogue à celui présenté en II.4 conduit à l'élargissement spectral $\delta\omega_s \sim \pi c/n_s L$. Cet élargissement reste faible et sera négligé par la suite. Par conséquent, pour traiter le cas

pompe spectre large, le modèle utilisera une discrétisation sur le spectre de pompe et sera utilisé indépendamment pour chacune des longueurs d'onde. Les intensités converties résultantes seront alors simplement sommées pour donner l'image convertie totale.

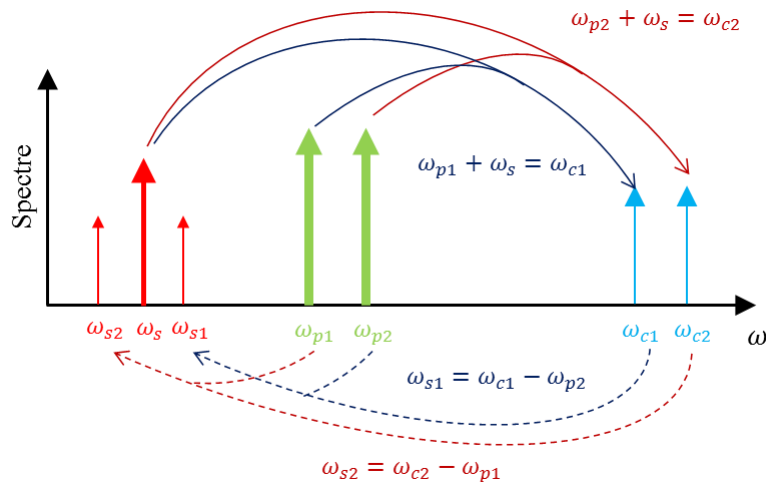


Figure 2-19 : Elargissement spectral du signal converti et du signal rétroconverti pour deux fréquences de pompe.

L'utilisation d'un accord de phase non colinéaire complique l'application de ces algorithmes. En effet le propagateur de Fresnel utilisé équation 2.59 utilise l'approximation parabolique sur la relation de dispersion ce qui implique une erreur sur la propagation des ondes d'autant plus grande que l'angle formé entre la direction de propagation de l'onde et l'axe optique est grand. Ceci est illustré Figure 2-20 où la relation de dispersion exacte est représentée en noir et la relation de dispersion avec approximation parabolique dont l'axe de propagation principal est selon l'axe optique (approximation paraxiale) est représenté en bleu. Pour une direction de propagation paramétrée par θ_0 l'erreur n'est pas négligeable. En considérant la direction de propagation principale selon l'axe défini par θ_0 et en utilisant l'approximation parabolique autour de cet axe, la courbe de dispersion obtenue est la courbe rouge, dont l'erreur autour de cet axe est faible. C'est l'approximation parabolique non paraxiale, qui va être développée ci-dessous pour corriger les équations d'interaction paramétrique.

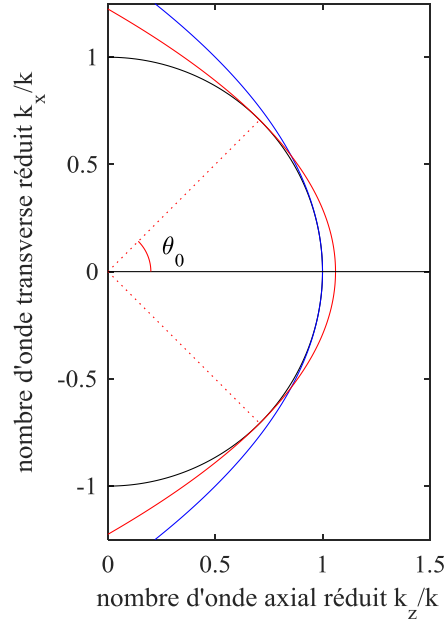


Figure 2-20 : Relation de dispersion. Courbe noire : relation exacte. Courbe bleue : approximation parabolique dans la direction z . Courbe rouge : approximation parabolique selon la direction définie par l'angle θ_0 (cet angle a été exagéré à des fins de lisibilité des courbes).

Les équations 2.12 à 2.14 ont été obtenues en utilisant l'approximation paraxiale qui suppose la propagation des ondes selon l'axe optique. Dans le cas d'une condition d'accord de phase non colinéaire, l'équation 2.11 de définition des amplitudes complexes du champ est alors remplacée par :

$$E_{j,p}(z, t) = A_{j,p} e^{i(k_{j,p} \cos \theta_{j,p} - \omega_{j,p} t)} + c.c. \quad 2.69$$

où l'indice p se réfère à la fréquence de pompe considérée. L'angle $\theta_{j,p}$ correspond à l'angle des directions de propagations des ondes (signal ou convertie) avec l'axe optique pour l'accord de phase non colinéaire. En faisant l'approximation parabolique autour de ces directions, on obtient les équations suivantes, en omettant l'indice p :

$$\left(\frac{\partial^2 A_c}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_c}{\partial y^2} \right) + k_c^2 \sin^2 \theta_c A_c + 2ik_c \cos \theta_c \frac{\partial A_c}{\partial z} = -\frac{4d\omega_c^2}{c^2} A_s A_p \quad 2.70$$

$$\left(\frac{\partial^2 A_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_s}{\partial y^2} \right) + k_s^2 \sin^2 \theta_s A_s + 2ik_s \cos \theta_s \frac{\partial A_s}{\partial z} = -\frac{4d\omega_s^2}{c^2} A_c A_p^* \quad 2.71$$

$$\left(\frac{\partial^2 A_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_p}{\partial y^2} \right) + k_p^2 \sin^2 \theta_p A_p + 2ik_p \cos \theta_p \frac{\partial A_p}{\partial z} = -\frac{4d\omega_p^2}{c^2} A_c A_s^* \quad 2.72$$

Dans ces équations, les termes en $e^{i\Delta k z}$ disparaissent au profit des termes trigonométriques, la condition d'accord de phase étant vérifiée dans la direction considérée.

L'acceptance angulaire de la conversion étant faible, l'approximation parabolique effectuée autour de la direction principale de la propagation engendre une erreur très faible. La Figure 2-21 représente l'erreur en champ accumulée lors de la propagation d'un faisceau gaussien (sans interaction paramétrique) avec l'approximation parabolique non paraxiale. Cette erreur en champ est calculée avec :

$$erreur = \frac{\sum_{k=1}^N |E_k^{test} - E_k^{ref}|^2}{N \max(|E_k^{ref}|^2)} \quad 2.73$$

où N est le nombre total de points de grille de l'image convertie.

Les différentes directions principales de propagation sont espacées de sorte à coïncider avec l'acceptance angulaire de la conversion paramétrique. Ainsi, l'erreur est minimale dans la direction définie par les équations non paraxiales. L'erreur maximale effectuée par l'approximation parabolique est située à la jonction entre deux courbes successives. Elle reste bornée et est bien plus faible que l'erreur faite par l'approximation parabolique et paraxiale (courbe bleue) qui devient rapidement beaucoup plus importante.

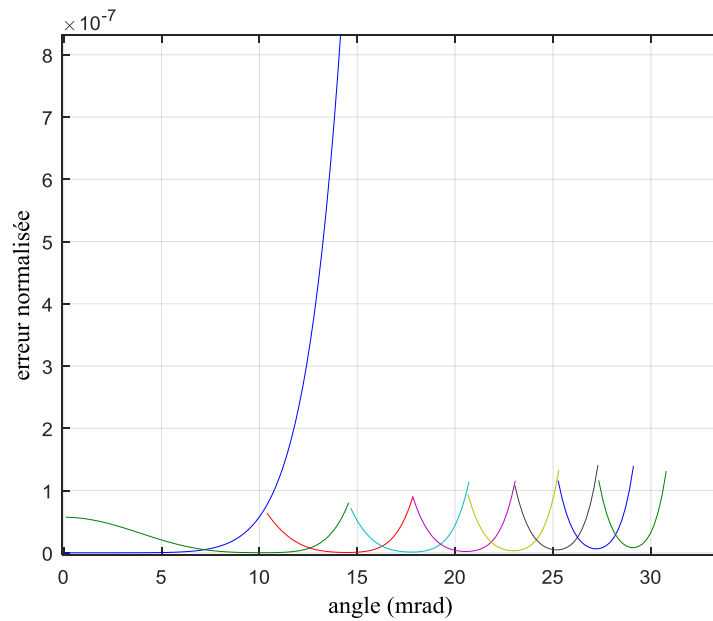


Figure 2-21 : Erreur induite par l'approximation parabolique paraxiale sur la propagation d'un faisceau gaussien en bleu et par l'approximation parabolique non paraxiale pour différentes directions de propagation.

La Figure 2-22 représente l'erreur entre les calculs effectués avec l'approximation parabolique paraxiale et ceux effectués avec l'approximation parabolique non paraxiale. Elle est calculée, comme aux paragraphes précédents, pour différents accords de phase non colinéaires, en modifiant la longueur d'onde de la pompe, ce qui change l'angle de

propagation du signal qui est converti. Cette erreur devient rapidement importante, d'où l'intérêt de corriger l'approximation paraxiale avec les équations ci-dessus.

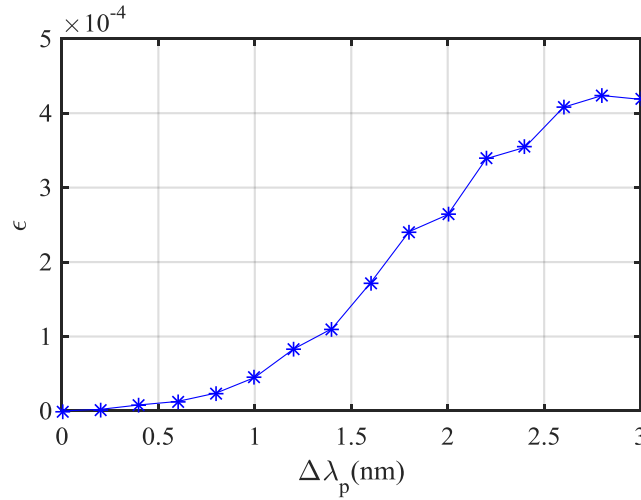


Figure 2-22 : Erreur induite par l'approximation paraxiale sur l'image convertie.

Nous disposons maintenant de tous les outils numériques nécessaires à l'étude de la conversion de champs complexes, à la fois en efficacité de conversion et en résolution spatiale. L'algorithme RK4IP avec un pas d'intégration de 100 μm , utilisé avec les équations non paraxiales est donc particulièrement bien adapté à la résolution numérique de notre problème et sera utilisé dans la suite de ce manuscrit.

2. Images à travers le système optique

Pour approcher au mieux les expériences du Chapitre 4, le système optique utilisé a été pris en compte dans le modèle. Il est représenté Figure 2-23 où le cristal est au centre d'un montage optique dit « 4f ». Dans la suite des simulations, sauf mention contraire, le cristal de PPLN ($d_{eff} = 15 \text{ pm/V}$) a pour longueur 20 mm et pour dimensions transverses $1 \times 1,5 \text{ mm}^2$ et le faisceau pompe a un waist de 330 μm de rayon. La lentille L_1 a une focale de 100 mm et L_2 une focale de 125 mm.

La démarche numérique pour prendre en compte tous ces paramètres est la suivante :

- Définition des grilles des trois champs dans le plan focal objet de L_1 pour avoir superposition dans le plan focal image (centre du cristal).
- Définition des champs signal et pompe.
- Action dans son plan focal objet de la lentille L_1 sur les champs.
- Rétropropagation en espace libre jusqu'à la face d'entrée du cristal.
- Prise en compte des conditions limites à l'interface (changement d'indice optique).
- Propagation dans le cristal en utilisant les équations non paraxiales et l'algorithme RK4IP présentés à la section précédente.
- Prise en compte des conditions limites à l'interface de sortie du cristal.

- Rétropropagation en espace libre jusqu'au centre du cristal.
- Action de la lentille L_2 sur les trois champs et calcul de ceux-ci dans le plan image.

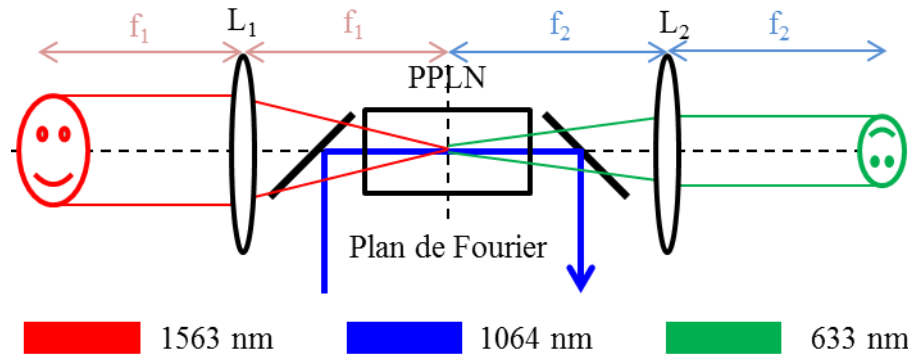


Figure 2-23 : Schéma optique utilisé dans les simulations et correspondant aux expériences du Chapitre 4.

L'accord de phase colinéaire est réalisé pour convertir l'opération $1563 \text{ nm} + 1064 \text{ nm} \rightarrow 633 \text{ nm}$. Quelques images obtenues sont présentées Figure 2-24. La première colonne représente l'intensité convertie pour un champ E uniforme en objet, la deuxième colonne a été obtenue avec une mire de résolution USAF 1951. Les différentes lignes représentent différentes conditions d'accord de phase, avec des longueurs d'ondes de pompe différentes. Les résultats obtenus ici sont cohérents avec les calculs analytiques effectués dans les paragraphes précédents. La troisième colonne représente les images converties avec un spectre de pompe large, en forme de porte. Elles ont été obtenues en faisant la somme des images mono longueur d'onde de la deuxième colonne. Un écart spectral de pompe de 0,36 nm est utilisé entre 2 images, correspondant à la largeur à mi-hauteur de la conversion calculée avec l'équation 2.43 et illustré Figure 2-10. L'élargissement spectral de la pompe augmente considérablement la définition des images. Cette idée sera donc utilisée dans la suite de ce manuscrit pour améliorer la qualité des images, en augmentant le champ de vue du système.

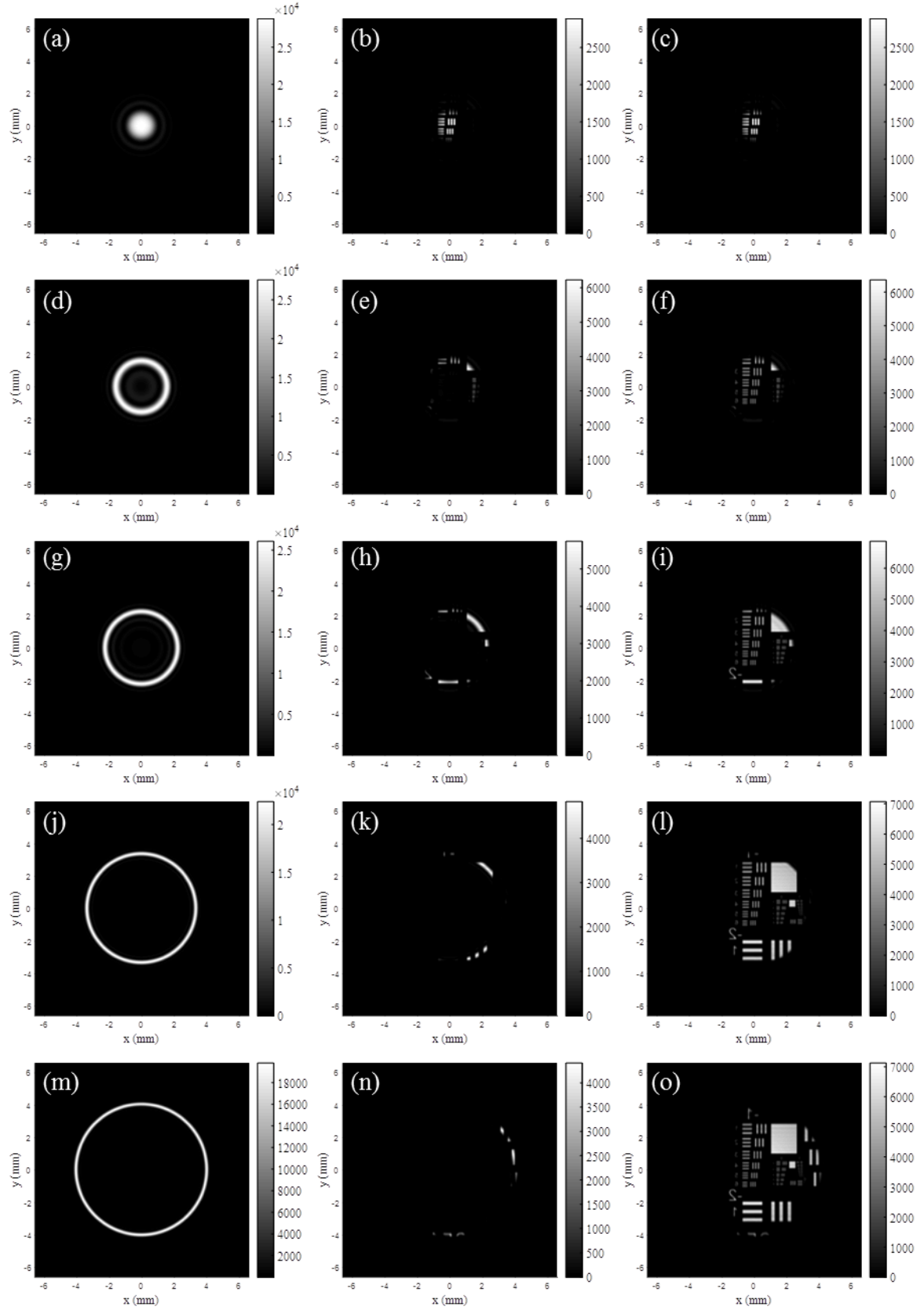


Figure 2-24 : Images obtenues par simulations. (a) à (c) $\Delta\lambda_p = 0$ nm, (d) à (f) $\Delta\lambda_p = 0,72$ nm, (g) à (i) $\Delta\lambda_p = 1,44$ nm, (j) à (l) $\Delta\lambda_p = 3,24$ nm, (m) à (o) $\Delta\lambda_p = 4,68$ nm. (a), (d), (g), (j), (m) champ objet uniforme et pompe étroite. (b), (e), (h), (k), (n) objet mire USAF 1951 et pompe étroite. (c), (f), (i), (l), (o) objet mire USAF 1951 et spectre de pompe continu de 0 à $\Delta\lambda_p$.

3. Quantification de la qualité de la conversion

a) Efficacité de conversion

Pour évaluer les performances en sensibilité, l'efficacité de conversion est une donnée importante. Elle dépend non seulement de la puissance de pompe mais aussi de l'accord de phase non colinéaire et de la fréquence spatiale du signal à convertir. La Figure 2-25 représente l'efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe, obtenue avec un champ uniforme en signal, pour différentes conditions d'accord de phase. L'efficacité de conversion est calculée au maximum d'intensité sur l'image convertie, correspondant à la condition d'accord de phase. Pour l'accord de phase colinéaire, une efficacité de conversion maximale de 100% est obtenue pour une puissance pompe de 1400 W, en accord avec l'application numérique de l'équation 2.19. Pour des accords de phases non colinéaires l'efficacité de conversion maximale atteignable diminue, pour atteindre 80% pour un changement de 4,5 nm sur le spectre de pompe. De plus la puissance de pompe nécessaire augmente à 2400 W dans cette configuration.

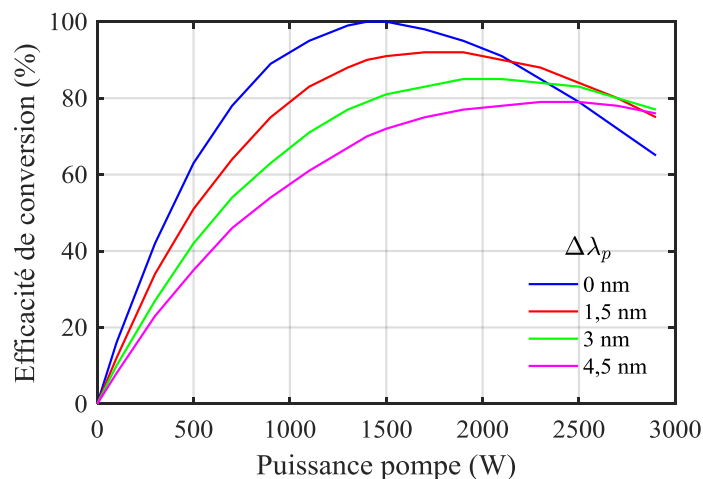


Figure 2-25 : Efficacité de conversion maximale de l'image, pour un éclairage uniforme en fonction de la puissance de pompe pour différents accords de phase non-colinéaires.

L'utilisation d'une pompe à spectre large complique donc l'analyse en efficacité de conversion. La Figure 2-26 représente l'efficacité de conversion en fonction de l'angle d'incidence du signal dans le cristal pour différentes densités spectrales de puissance. Le spectre de pompe utilisé s'étend uniformément de 1062,92 nm à 1068,68 nm, l'accord de phase colinéaire étant assuré pour 1064 nm. Le spectre utilisé commence en dessous de la longueur d'onde de l'accord de phase colinéaire car l'efficacité de conversion à ces longueurs d'ondes n'est pas nulle et contribue à l'obtention de courbes de conversion uniformes avec l'angle du signal. Une efficacité de conversion de 100% pour un angle d'incidence nul est atteinte pour une densité de puissance de pompe de 3890 W/nm mais elle chute à 72% pour un angle d'incidence de signal de 80 mrad. Augmenter la densité de puissance de pompe

augmente l'efficacité de conversion pour les angles élevés, sans dramatiquement diminuer l'efficacité de conversion pour les petits angles. L'efficacité de conversion monte à 80% pour les grands angles pour une densité de puissance de 5000 W/nm. La chute brutale des courbes s'explique par l'amincissement important des anneaux convertis pour les angles élevés.

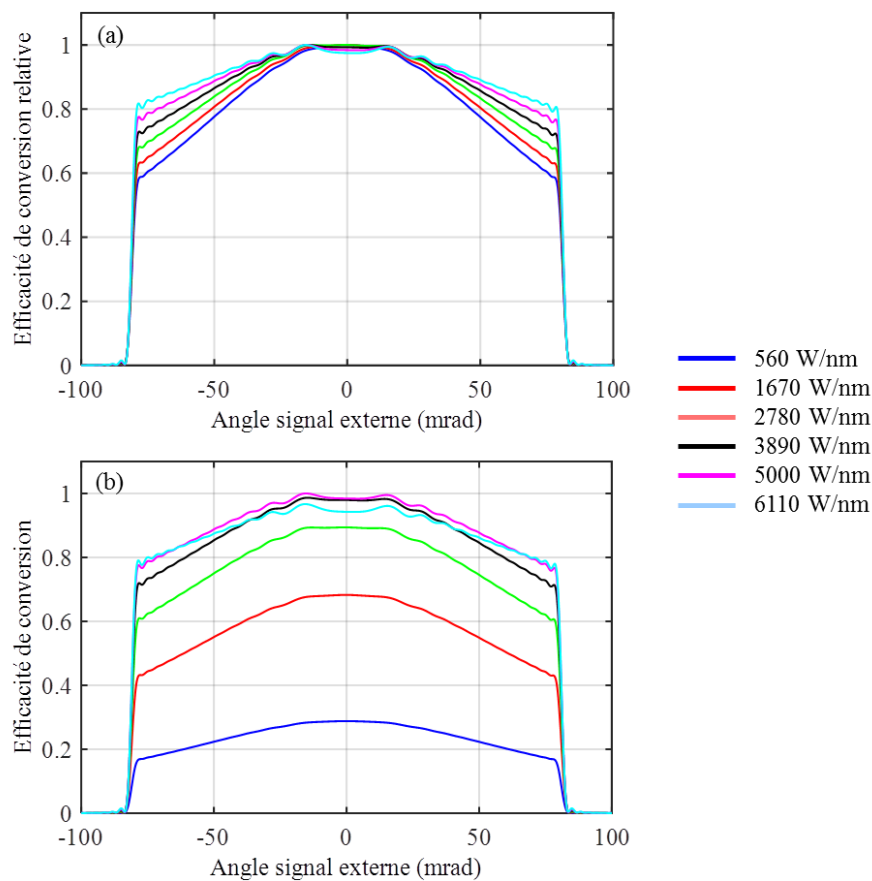


Figure 2-26 : (a) Efficacité de conversion normalisée par le maximum de chaque courbe. (b) Efficacité de conversion absolue pour différentes densité spectrales de puissance. Le spectre de pompe utilisé s'étend de -1,08 nm à 4,68 nm autour de la condition d'accord de phase colinéaire.

Une optimisation fine du spectre de pompe conduirait à une densité spectrale croissante avec la longueur d'onde. La maîtrise de la forme spectrale d'un laser large de quelques nanomètres est toutefois difficile et cette optimisation fine n'a que peu de sens en pratique.

L'efficacité de conversion de ce système est aussi fortement dépendante de la fréquence spatiale du signal à convertir. En effet, la conversion s'effectuant dans un plan de Fourier, l'efficacité de conversion pour différences fréquences spatiales du signal dépend de la taille transverse du cristal et de la forme spatiale du faisceau pompe. La Figure 2-27 représente l'efficacité de conversion d'un signal sinusoïdal, avec un faisceau pompe gaussien de waist 330 μm de rayon pour différentes épaisseur de cristal. L'efficacité de conversion est

calculée par intégration de l'intensité sur une période, au centre de l'image. L'efficacité de conversion chute rapidement pour un cristal de 0,5 mm d'épaisseur, limitée par l'ouverture du cristal alors que la différence d'efficacité entre les courbes à 1 mm et 1,5 mm est faible, c'est donc la taille du faisceau pompe qui limite l'efficacité pour 1,5 mm d'ouverture. Le waist utilisé semble donc bien adapté à l'ouverture du cristal de 1 mm.

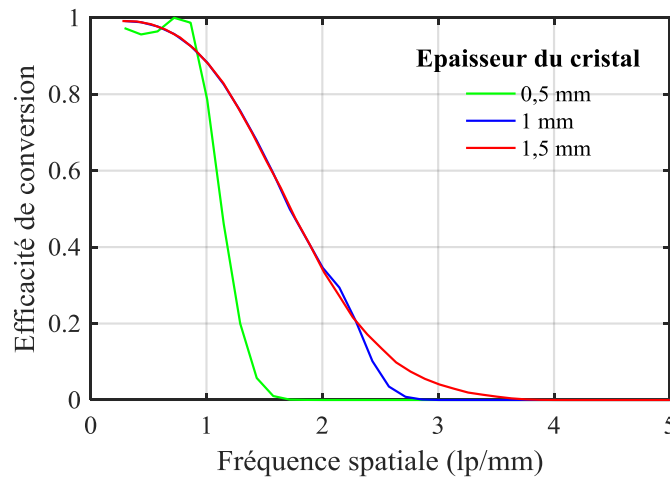


Figure 2-27 : Efficacité de conversion en fonction de la fréquence spatiale d'un signal sinusoïdal.

L'efficacité de conversion diminue avec la fréquence spatiale, à cause du profil gaussien du faisceau pompe. L'utilisation d'une pompe avec un profil spatial aplati (*flat-top*) permettrait d'uniformiser cette courbe. Ceci est une piste intéressante d'optimisation du pompage du cristal.

b) Fonction de transfert de modulation (FTM)

Les performances en résolution sont évaluées avec la FTM introduite au Chapitre 1 I.2.b). La FTM est une mesure du contraste en fonction de la fréquence spatiale. Cependant dans les images converties, l'efficacité de conversion dépend de la position dans l'image. Pour évaluer correctement le contraste et s'affranchir de la modulation de l'intensité par l'efficacité de conversion nous calculons la conversion de deux images périodiques, de même période mais déphasées de π . Le contraste peut alors être évalué en un point précis de l'image en ayant un maximum et un minimum d'intensité. La Figure 2-28 représente la FTM sinusoïdale et rectangulaire de notre système de conversion. Les différences entre les deux FTM sont cohérentes avec la Figure 1-10, en revanche les discontinuités observées sur la FTM rectangulaire viennent d'erreurs numériques causées par les discontinuités de la fonction créneaux. Expérimentalement nous mesurerons des FTM rectangulaires mais pour la suite des simulations nous utiliserons la FTM sinusoïdale, plus adaptée aux calculs numériques. La FTM est indépendante de la position dans l'image et de l'accord de phase non colinéaire.

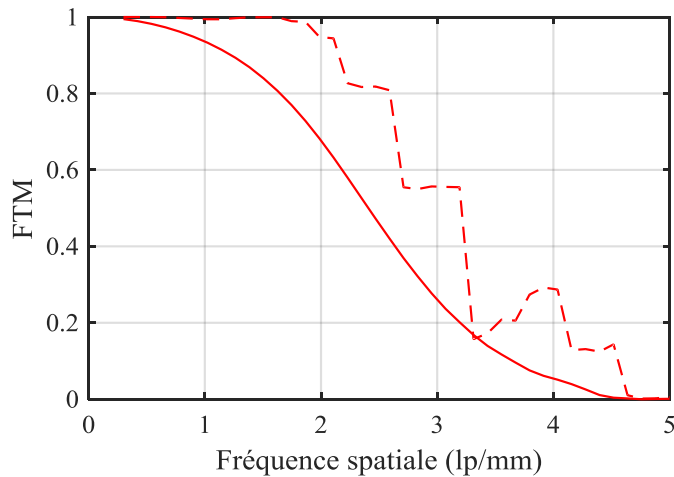


Figure 2-28 : FTM sinusoïdale en trait plein et rectangulaire en tirets, pour un cristal de 1,5 mm de côté.

L'épaisseur du cristal influence la FTM tout comme elle influence l'efficacité de conversion comme le représente la Figure 2-29. Des commentaires similaires à ceux sur l'efficacité de conversion peuvent être effectués. La perte du contraste coïncide avec la perte de la conversion observée sur la Figure 2-27 et la taille du faisceau pompe semble encore une fois adaptée à l'épaisseur du cristal de 1 mm.

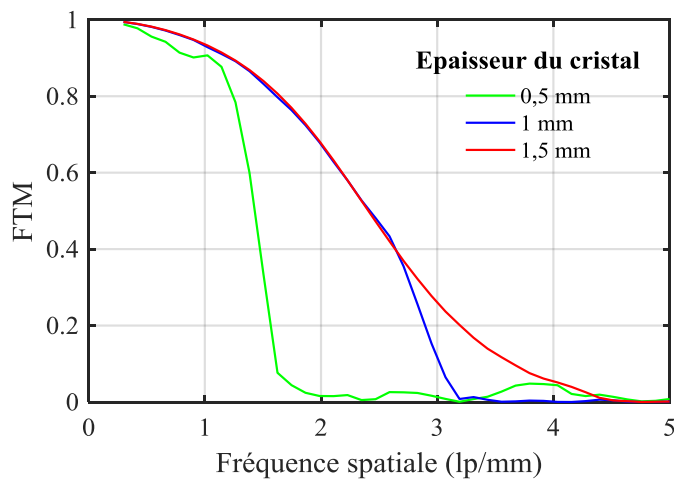


Figure 2-29 : Influence de l'épaisseur du cristal sur la FTM sinusoïdale.

Toute la surface disponible du cristal est utilisée pour obtenir la meilleure FTM possible. Pour augmenter la définition des images il convient de travailler sur la condition d'accord de phase, en particulier, en élargissant le spectre de la pompe.

c) Nombre de modes du système d'imagerie

A partir de la connaissance du champ de vue converti et de la FTM, nous pouvons facilement déduire un nombre de modes spatiaux convertis. En considérant la limite de résolution comme étant la fréquence pour laquelle $FTM_s = 0,3$ (ce qui correspond environ à une FTM_r de 0,5) et qu'à une paire de ligne correspond deux modes spatiaux (deux « pixels »), la limite de résolution pour un cristal de 1 mm d'épaisseur est alors de 5,6 modes/mm et de 6 modes/mm pour un cristal de 1,5 mm. Le Tableau 2-1 donne le nombre de modes obtenu pour différents élargissements spectraux de pompe et sont comparés aux résultats de la Figure 2-15 obtenus avec la définition d'un mode pixel gaussien.

Tableau 2-1 : Nombre de pixels obtenus dans une direction pour différentes largeurs spectrales de pompe.

Largeur spectrale de pompe	0 nm	0,72 nm	1,44 nm	3,24 nm	4,68 nm
Nombre de modes pour 1 mm d'épaisseur	17	38	52	76	90
Nombre de modes pour 1,5 mm d'épaisseur	18	41	56	81	97
Comparaison avec la théorie des modes pixels gaussiens	18	39	55	83	99

Les nombres de modes obtenus sont en très bon accord avec les calculs des sections précédentes et les valeurs obtenues de plusieurs dizaines de modes dans chaque direction sont très prometteuses pour les applications d'imagerie visées.

4. Conclusion et perspectives du modèle numérique

Le modèle numérique développé ici permet de simuler la conversion par somme de fréquence d'un champ signal arbitraire par un champ pompe spatio-fréquentiel arbitraire, en prenant en compte les dimensions physiques du cristal. Il est de surcroît utilisable pour des conditions d'accord de phase aussi bien colinéaires que non colinéaires. Pour cela nous avons utilisé un algorithme de type RK4IP qui converge rapidement, associé aux équations de la conversion non paraxiales pour convertir correctement les cas vérifiant un accord de phase non colinéaire.

Nous verrons au Chapitre 4 que les résultats obtenus en termes d'efficacité de conversion et de résolution d'images sont validés par les expériences. Nous pouvons alors utiliser ce modèle pour dimensionner et optimiser de futures expériences. Parmi les paramètres à optimiser, nous pouvons citer la longueur du cristal, l'élargissement spectral et le profil spatial de la pompe, en particulier par l'utilisation d'un profil spatial plat (*Top-Hat*) pour remplacer le faisceau gaussien.

Ce modèle, dont les résultats ci-dessus sont très récents doit encore être exploité pour effectuer une analyse en nombre de modes convertis comme effectuée analytiquement. Pour cela, la matrice de transfert de la conversion, sur une base de mode sélectionnée, peut être calculée. Par décomposition en valeurs singulières de cette matrice, nous pouvons en déduire un nombre de modes convertis et ainsi comparer simplement différentes configurations expérimentales. Enfin, une autre application de cette matrice de transfert est le calcul de la conversion d'images incohérentes. En effet, le calcul de la conversion s'effectue avec un champ E cohérent et le résultat de la simulation vaut pour un signal cohérent. La déduction de la matrice de transfert incohérente à partir de la matrice cohérente est très simple.

Un autre axe de développement est de prendre en compte les équations couplées de la conversion avec élargissement spectral de la pompe. En particulier, les différents modes spectraux de pompe ont une phase relative aléatoire, ce qui influence le comportement temporel de l'efficacité de conversion. Cet aspect a été totalement négligé ici mais il est développé expérimentalement au chapitre suivant. Ces effets ne changent pas les conclusions sur la résolution et la taille des images et les résultats obtenus ici reflètent déjà extrêmement bien les observations expérimentales comme nous le verrons au Chapitre 4.

IV. Conclusion du Chapitre 2

Ce chapitre théorique et numérique nous a permis d'expliquer les propriétés physiques contrôlant la conversion de fréquence multimode. Les résultats obtenus montrent l'intérêt d'utiliser une pompe possédant un spectre large de quelques nanomètres pour augmenter le nombre de modes convertis et donc la définition des images obtenues.

L'outil numérique développé permet de dimensionner correctement les expériences des chapitres suivants. De futures exploitations de cet outil permettront de comprendre encore plus finement les limites de cette conversion multimode.

Ces simulations peuvent être étendues à d'autres cristaux, d'ouverture et de longueurs différentes, et à des largeurs de pompe plus grandes.

Chapitre 3

Somme de fréquence dans le cristal d'OP-GaAs pour la détection en bande III

Pour commencer la partie expérimentale de cette thèse, je vais décrire mes résultats obtenus en somme de fréquence dans un cristal d'Arséniure de Gallium à Orientation Périodique (OP-GaAs) pompé à $2\text{ }\mu\text{m}$, grâce auquel j'ai détecté de la lumière à $10,6\text{ }\mu\text{m}$, pompé à $2\text{ }\mu\text{m}$ et détecté à l'aide d'une photodiode à avalanche (APD) InGaAs bande I. La conversion considérée ici est monomode spatiale, à cause de la limitation physique de la taille du cristal qui ne permet pas d'effectuer de l'imagerie. Cela va nous permettre de poser simplement les bases de la conversion qui nous seront utiles dans le chapitre expérimental de conversion d'images.

I. Le cristal d'OP-GaAs

1. Histoire

L'arséniure de gallium est un semi-conducteur de type zinc-blende qui est depuis longtemps connu pour ses propriétés d'optique non-linéaire [105]. Cependant son utilisation a longtemps été limitée à cause des difficultés pour obtenir des cristaux à quasi-accord de phase. Le besoin en sources optiques dans l'infrarouge moyen et lointain, notamment dans le domaine des contre-mesures optroniques, a conduit au développement de techniques de croissance épitaxiales de ce cristal. Deux laboratoires dans le monde sont aujourd'hui capables de fabriquer ces cristaux. BAE Systems aux États-Unis et Thales Research & Technology / III-V Lab en France [106]. Nous avons donc facilement accès à ces cristaux, ce qui motive ce chapitre.

2. Propriétés linéaires

Le GaAs qui cristallise dans une structure de type zinc-blende appartient au groupe de symétrie $\bar{4}3m$ ce qui assure l'isotropie de sa susceptibilité linéaire. Sa fenêtre de transparence s'étend de 1 à 17 μm (Figure 3-1), cela fait de ce cristal un bon candidat pour des utilisations en bande II et III. À noter tout de même qu'il commence à absorber au-delà de 12 μm et qu'il subit un phénomène d'absorption à deux photons en dessous de 1,8 μm lorsque les puissances utilisées sont suffisamment importantes.

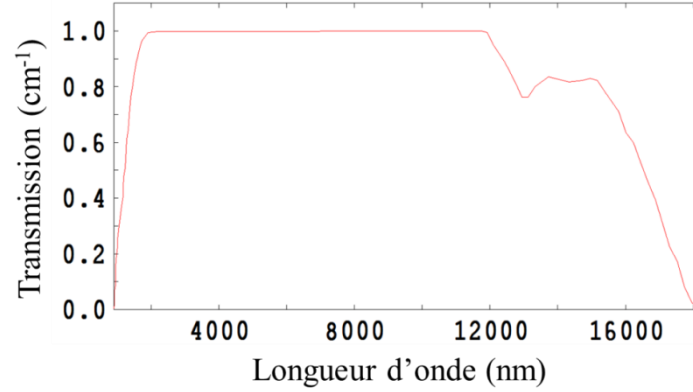


Figure 3-1 : Spectre de transmission du GaAs [107].

L'indice de réfraction du GaAs est un élément essentiel pour déterminer les conditions d'accord de phase. Il dépend de la longueur d'onde et de la température. Il est donné par la loi empirique déterminée par Skauli et al. [108] :

$$n_{GaAs}(\hbar\omega, T) = \sqrt{1 + \frac{A}{\pi} \ln \left(\frac{E_1^2 - (\hbar\omega)^2}{E_0^2 - (\hbar\omega)^2} \right) + \frac{\langle \varepsilon_2 \rangle}{\pi} \ln \left(\frac{E_2^2 - (\hbar\omega)^2}{E_1^2 - (\hbar\omega)^2} \right) + \frac{G_3}{E_3^2 - (\hbar\omega)^2}} \quad 3.1$$

avec $\hbar\omega = \frac{1,239842}{\lambda}$, λ exprimée en μm .

Tableau 3-1 : Paramètres pour calculer l'indice de réfraction du GaAs.

Paramètre	Valeur
E_0 (eV)	$1,425 - 0,00037164 \Delta T - 7,497 \cdot 10^{-7} \Delta T^2$
E_1 (eV)	$2,400356 - 0,00051458 \Delta T$
E_2 (eV)	$7,691979 - 0,00046545 \Delta T$
E_3 (eV)	$0,034303 + 0,00001136 \Delta T$
$\langle \varepsilon_2 \rangle$	12,99386
G_3	0,00218176
A	0,689578

avec $\Delta T = T - 22^\circ\text{C}$ ($\Delta T \geq 0$).

C'est cette formule qui sera utilisée dans les calculs et les simulations des paragraphes suivants.

Les cristaux ont une épaisseur typique de 500 μm , qui est limitée par la croissance épitaxiale préservant l'inversion cristalline de périodes de l'ordre de quelques dizaines de micromètres. La longueur des cristaux est de plusieurs centimètres pour assurer une bonne efficacité de conversion.

3. Propriétés non-linéaires

Le GaAs est isotrope : il est donc utilisable pour ses propriétés non-linéaires d'ordre 2 seulement en configuration de quasi-accord de phase (OP-GaAs). De plus, sa classe de symétrie étant $\bar{4}3m$, son tenseur non-linéaire $\underline{\underline{d}}$ ne possède que 3 composantes non nulles et égales entre elles :

$$\underline{\underline{d}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{25} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{bmatrix} \text{ avec } d_{14} = d_{25} = d_{36} = d = 90 \text{ pm/V} \quad 3.2$$

Cette valeur variant légèrement avec la longueur d'onde [109] et n'étant pas exactement connue pour les longueurs d'ondes utilisées dans nos expériences, nous prendrons cette valeur. La distribution de ces coefficients dans le tenseur, combinée à l'isotropie du matériau, engendre des propriétés intéressantes en termes de polarisations des différentes ondes qui interagissent dans le cristal. En effet, la polarisation non-linéaire s'écrit dans ce cas :

$$\begin{bmatrix} P_x^{(2)}(\omega_c) \\ P_y^{(2)}(\omega_c) \\ P_z^{(2)}(\omega_c) \end{bmatrix} = 4\varepsilon_0 d \begin{bmatrix} E_y(\omega_s)E_z(\omega_p) + E_z(\omega_s)E_y(\omega_p) \\ E_z(\omega_s)E_x(\omega_p) + E_x(\omega_s)E_z(\omega_p) \\ E_x(\omega_s)E_y(\omega_p) + E_y(\omega_s)E_x(\omega_p) \end{bmatrix} \quad 3.3$$

Réécrivons cette expression en projetant les différents champs selon les axes cristallographiques et en considérant que les 3 ondes sont colinéaires et possèdent des polarisations linéaires. Considérons les notations de la Figure 3-2 (a) où la direction de propagation est contenue dans le plan (001). Dans ces conditions l'onde convertie est aussi contenue dans le plan (001). On définit ϕ comme l'angle formé par la direction de propagation de l'onde avec l'axe [100] et θ_s et θ_p définissent la polarisation des ondes signal et pompe.

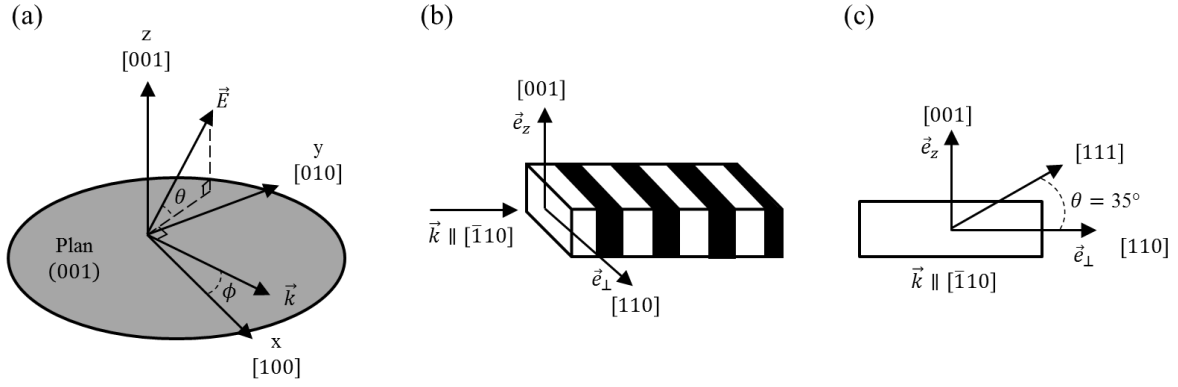


Figure 3-2 : Propagation des champs dans l'OP-GaAs. (a) Définition des notations. (b) et (c) deux représentations des axes dans le cas particulier où les ondes se propagent le long de l'axe $[110]$.

La polarisation non-linéaire peut alors être projetée selon une composante de l'axe $[001]$ et une autre dans le plan (001) . Elle s'écrit :

$$\begin{cases} |P_{xy}^{(2)}(\omega_c)| &= 8\varepsilon_0 d \sin \phi \cos \phi [\cos \theta_p \sin \theta_s + \cos \theta_s \sin \theta_p] E(\omega_p) E(\omega_s) \\ P_z^{(2)}(\omega_c) &= 8\varepsilon_0 d \sin \phi \cos \phi [\cos \theta_p \cos \theta_s] E(\omega_p) E(\omega_s) \end{cases} \quad 3.4$$

Le couplage est maximal pour une direction de propagation des faisceaux telle que $\phi = \frac{\pi}{4}$ ce qui correspond à la direction cristallographique $[110]$. Les axes de propagations sont décrits Figure 3-2 (b). Finalement, l'intensité de la polarisation non-linéaire en quasi-accord de phase s'écrit :

$$|P^{(2)}(\omega_c)| = 4\varepsilon_0 d_{eff} E(\omega_p) E(\omega_s) \quad 3.5$$

Avec

$$d_{eff} = \frac{2}{\pi} d \sqrt{(\cos \theta_p \sin \theta_s + \cos \theta_s \sin \theta_p)^2 + (\cos \theta_p \cos \theta_s)^2} \quad 3.6$$

Ce coefficient non-linéaire effectif est donc fortement dépendant des polarisations pompe et signal. Il est maximal et vaut $d_{eff} = \frac{4}{\pi\sqrt{3}} d$ lorsque les deux ondes ont la même polarisation selon un angle $\theta_p = \theta_s = 35^\circ$ par rapport à l'axe $[110]$, ce qui correspond à l'axe cristallographique $[111]$ décrit sur la Figure 3-2 (c). Il vaut $d_{eff} = \frac{2}{\pi} d$ lorsque la pompe ou le signal (ou les deux) est polarisé horizontalement, c'est-à-dire selon l'axe $[110]$. Dans ce cas, le coefficient non-linéaire est indépendant de l'état de polarisation des autres ondes. Cela a un aspect pratique très intéressant dans la mesure où, en utilisant une pompe polarisée horizontalement, on peut convertir un signal de polarisation aléatoire ou dépolarisé, ce qui peut être le cas des signaux que l'on cherche à détecter. Un autre aspect pratique est d'utiliser une pompe non-polarisée pour convertir un signal polarisé horizontalement. Enfin le calcul du coefficient non linéaire effectif dans le cas d'une pompe non polarisée conduit à :

$$d_{eff} = \frac{2}{\pi} d \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \theta_s}{2}} \quad 3.7$$

Cette diversité en polarisation n'est pas possible dans la plupart des autres cristaux existants ce qui rend le cristal d'OP-GaAs très intéressant. Ces aspects de polarisations sont développés expérimentalement dans le paragraphe III.1.

II. Dispositif expérimental

1. Schéma général et procédure d'alignement

Pour évaluer les performances du cristal d'OP-GaAs en détection nous avons mis au point l'expérience décrite Figure 3-3. Le signal utilisé est un laser CO₂ à 10,6 µm et la pompe un laser fibré impulsionnel à 2 µm. Le signal converti obtenu à 1,68 µm reste dans la bande de transparence du cristal et est détectable avec un détecteur InGaAs pour la bande I. Malheureusement, la bande de transparence du cristal d'OP-GaAs ne permet pas de réaliser une somme de fréquence efficace à des longueurs d'ondes détectables sur silicium.

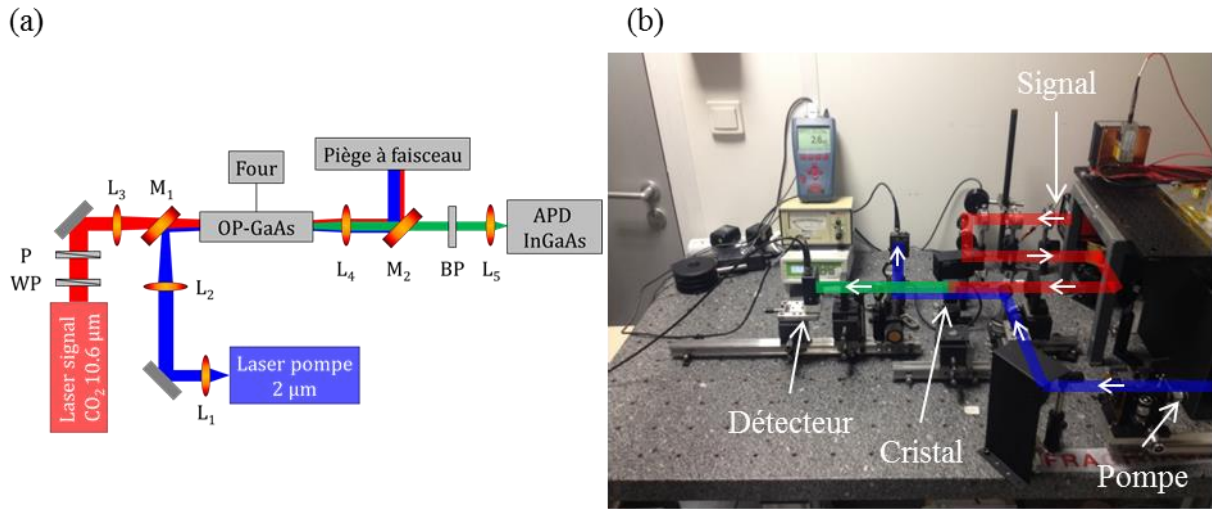


Figure 3-3 : (a) Schéma de l'expérience de somme de fréquence dans d'OP-GaAs, (b) Photographie de l'expérience correspondante.

Le faisceau signal et le faisceau pompe sont combinés à l'aide d'un miroir dichroïque M₁ (HR@2 µm, T = 70 % @10,6 µm). Le faisceau pompe est focalisé au centre du cristal avec une lentille L₂ de focale 150 mm. On obtient un waist de 130 µm de rayon 1/e² avec un M² = 1,12. Le faisceau signal est lui focalisé avec une lentille L₃ de focale 100 mm. Le waist obtenu est de 135 µm avec un M² = 1,02 dans la direction horizontale et de 225 µm avec un M² = 1.25 dans la direction verticale. En sortie du cristal, un miroir dichroïque M₂ (HR@2 µm, T = 70 % @1,68 µm) sépare la pompe du signal converti, un filtre passe bande (BP@1675 nm, 95 nm de large à mi-hauteur, T = 80 % @1,68 µm) filtre les éventuels

signaux parasites. Les détecteurs InGaAs ayant une sensibilité nulle à $2\text{ }\mu\text{m}$, il n'est pas nécessaire de filtrer la pompe jusqu'à des très bas niveaux de puissance, cela simplifie grandement la conception des filtres optiques. Enfin une lentille L_5 de focale 40 mm permet de focaliser le faisceau converti sur le détecteur InGaAs.

L'efficacité de conversion est extrêmement dépendante de la qualité des alignements des faisceaux dans le cristal et un soin tout particulier doit y être apporté. Les alignements sont effectués à l'aide d'une Pyrocam III (Spiricon). Les faisceaux sont tout d'abord superposés dans l'espace, sans les lentilles L_2 et L_3 et sans le cristal, dans un plan parallèle à la table optique. Pour cela on superpose les faisceaux à la camera en 2 endroits éloignés. Le premier au niveau du cristal, le second au bout de la table optique, situé environ à 1 m. La lentille L_2 pour la pompe est ensuite placée pour avoir un waist au niveau du centre du cristal, le faisceau doit être encore superposé au signal. Le waist et sa position sont mesurés par la méthode du couteau. La lentille L_3 pour le signal est ensuite placée selon la même procédure, en veillant à placer son waist au même niveau que celui de la pompe. Cette procédure assure une bonne superposition des waists des deux faisceaux et assure leur parallélisme. Puis le cristal est placé sur le chemin des faisceaux, la température du four est réglée à la température théorique permettant la conversion, les réglages fins de la position et de l'orientation du cristal permettent d'optimiser la puissance convertie. Une dernière optimisation des réglages de la focalisation de la pompe est effectuée, avant d'optimiser la température du cristal. Nous obtenons alors un montage avec des alignements optimisés finement.

2. Laser de pompe : description et caractérisation

Le laser de pompe à $2\text{ }\mu\text{m}$ est un laser fibré de conception TRT. Son architecture est inspirée du laser décrit dans [4]. C'est un laser impulsif à gain commuté, non-polarisé, à $1999,8\text{ nm}$. Le milieu à gain est une fibre thulium pompée avec un laser fibré à 1550 nm . La puissance moyenne de sortie est de 225 mW . A un taux de répétition de 40 kHz la largeur des impulsions est de 100 ns . Ce laser alimente un amplificateur fibré thulium pompé à 793 nm , lui aussi de conception TRT. La puissance de sortie et le spectre dépendent de la puissance de la diode de pompe de l'amplificateur. La Figure 3-4 (a) représente la puissance de sortie moyenne en fonction du courant de la diode de pompe. La linéarité de la courbe permet de contrôler facilement la puissance du laser.

La Figure 3-4 (b) représente le spectre de la pompe mesuré au spectromètre Yokogawa AQ6375 pour différentes valeurs d'intensité de la diode de pompe de l'amplificateur. On observe une légère dégradation du spectre à cause du phénomène d'émission spontanée amplifiée (ASE) aux fortes puissances de pompe. Cette dégradation est assez faible, plus de 90 % de l'énergie étant située dans le pic principal aux fortes puissances. La largeur spectrale à -3dB est de $0,3\text{ nm}$.

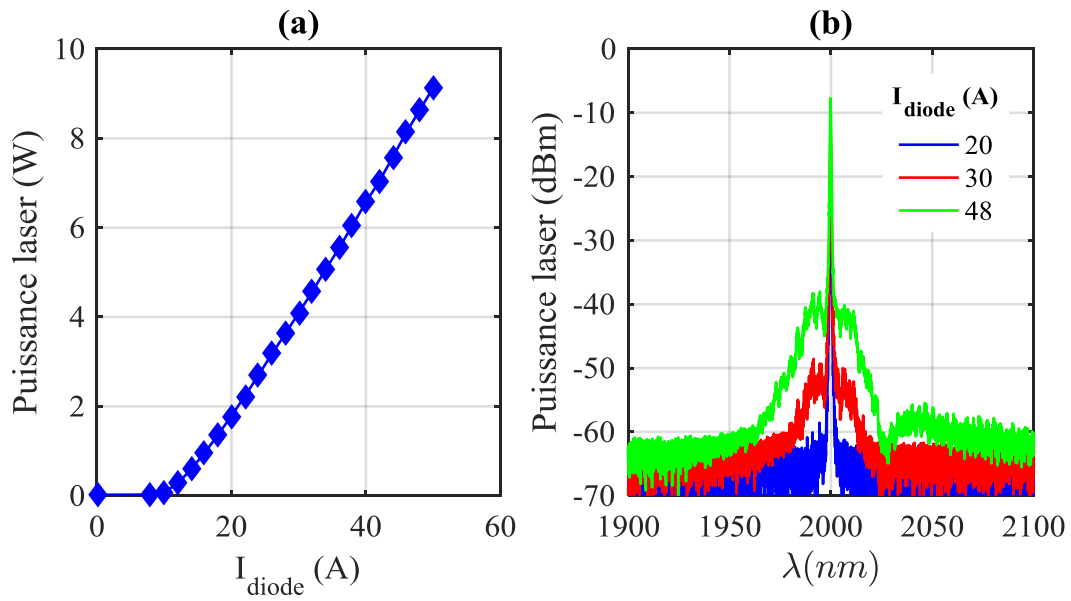


Figure 3-4 : (a) Puissance de sortie de l'amplificateur en fonction du courant de la diode de pompe. (b) Spectre de la pompe pour différentes valeurs d'intensité de diode de pompe de l'amplificateur.

Pour éviter la présence de photons parasites sur notre détecteur bas niveau de signaux provenant de la pompe, une lame dichroïque HR entre 1535 et 1750 nm est située entre la sortie de la fibre et le cristal. Elle supprime en particulier la pompe résiduelle à 1550 nm du laser.

3. Laser signal

Le laser signal utilisé est un laser à CO₂ modèle C7 de la marque SAT. C'est un laser continu, polarisé horizontalement et accordable sur les différentes raies du CO₂ entre 10,5 et 10,7 μm. Il délivre une puissance de 1,3 W dans un mode gaussien elliptique. Nous sommes intéressés par la détection de signaux de faible intensité, cette puissance doit donc être réduite. Une série de trois optiques possédant une transmission totale de 0,25 %, ainsi que la combinaison d'une lame demi-onde et d'un polariseur à grille permet de diminuer la puissance de ce laser à quelques μW.

4. Caractérisation du cristal d'OP-GaAs

Le cristal d'OP-GaAs utilisé possède une longueur $L = 22$ mm et une période $\Lambda = 53,8$ μm. Pour vérifier l'accord de phase aux longueurs d'ondes considérées, le cristal est thermostaté à 101,3°C. L'épaisseur totale du cristal est de 700 μm dont seulement 400 μm de réseau (le reste étant le substrat). Cela limite fortement la taille du faisceau signal pouvant traverser le cristal, la diffraction à 10,6 μm étant importante, et explique que l'on ne peut pas effectuer de conversion d'images dans ce cristal, un seul mode spatial pouvant le traverser. En effet, la longueur de Rayleigh dans le cristal (i.e. en tenant compte de l'indice optique du

cristal) du faisceau signal considéré est $z_R = 17$ mm dans la direction horizontale, $z_R = 48$ mm dans la direction verticale et de $z_R = 85$ mm pour la pompe. Cela donne des nombres de Fresnel, défini comme le rapport entre la divergence géométrique et la divergence liée à la diffraction, inférieurs à 1, ce qui correspond à des faisceaux monomode. La Figure 3-5 montre la diffraction de ces deux faisceaux à l'intérieur du cristal utilisé. Sa longueur étant beaucoup plus grande que ses dimensions transverses, un seul mode spatial peut être transmis par le cristal.

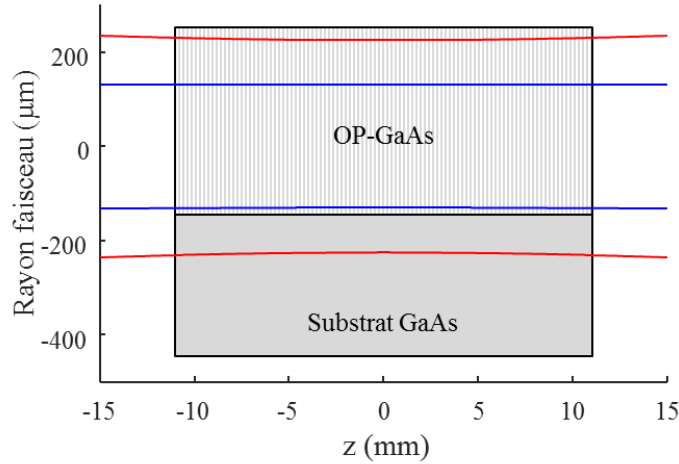


Figure 3-5 : Diffraction des faisceaux pompe (bleu) et signal (rouge) à l'intérieur du cristal.

Le cristal est traité antireflet à $2\ \mu\text{m}$ et possède une transmission de 60 % par face à $10,6\ \mu\text{m}$ et 55 % à $1,68\ \mu\text{m}$.

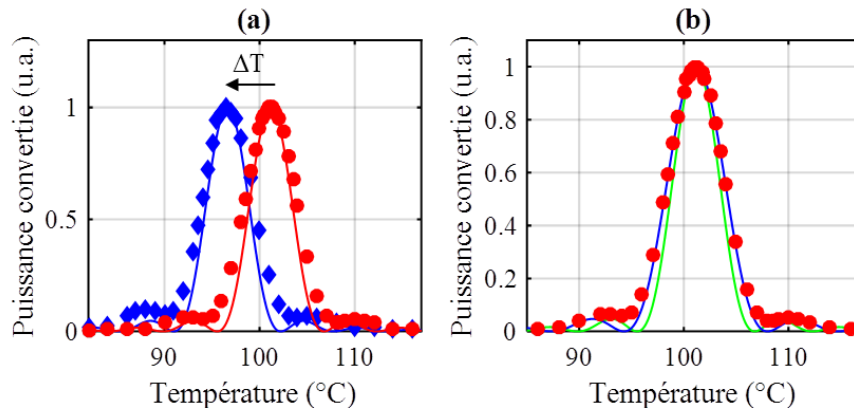


Figure 3-6 : Acceptance en température de la conversion dans le cristal d'OP-GaAs.
(a) Influence de la puissance de pompe sur la température à appliquer au cristal. Rouge : basse puissance de pompe. Bleu : haute puissance de pompe (b) Vert : courbe théorique de l'acceptance en température avec la longueur physique du cristal. Bleu : ajustement de la courbe d'acceptance à partir des équations 2.40 et 3.1.

La puissance de pompe influence la température optimale de conversion (Figure 3-6 (a)). Elle diminue lorsque la puissance de pompe augmente, en passant de 101,3°C avec une puissance moyenne de 0,8 W à 97,7°C pour une pompe de 4,2 W. Cela traduit des effets thermiques à l'intérieur du cristal causés par la pompe à 2 μm . Ces effets sont assez étonnants dans la mesure où la puissance de pompe n'est pas très élevée, étant donné la très bonne transmission théorique à cette longueur d'onde et la grande dissipation thermique du cristal.

Au cours de la croissance des cristaux, certains domaines fusionnent, l'inversion de la maille cristalline disparaît et l'interaction non-linéaire n'est plus constructive, cela diminue la longueur effective du cristal. Cette longueur est accessible en ajustant la courbe d'acceptance en température avec les équations 2.40 et 3.1. On obtient une longueur effective $L_{eff} = 18 \text{ mm}$ contre une longueur physique $L = 22 \text{ mm}$ (Figure 3-6 (b)). Ce calcul est cohérent avec l'exploitation des images au microscope optique du cristal où on compte simplement les domaines ayant fusionnés (Figure 3-8). La principale conséquence est une moins bonne efficacité de conversion et c'est cette longueur qui sera utilisée dans la suite du chapitre pour les calculs d'efficacité de conversion.

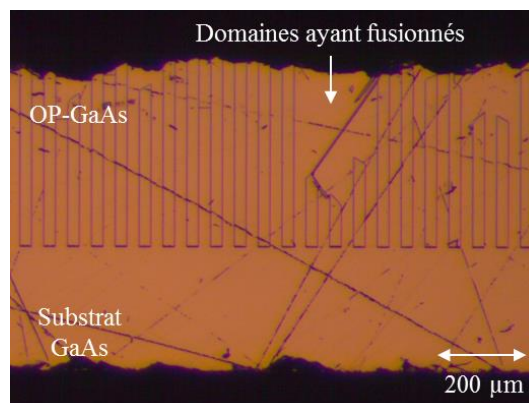


Figure 3-7 : Vue au microscope optique du cristal d'OP-GaAs. Les traits obliques sont des rayures sur la face du cristal.

5. Détecteurs

a) Détecteur temporel

Une photodiode à avalanche InGaAs 430C de chez Thorlabs est utilisée pour effectuer les mesures temporelles du signal converti. Sa réponse est d'environ 9 A/W à 1680 nm pour un gain d'amplification $M = 20$. Cela correspond à la moitié de sa réponse maximale à 1550 nm. Sa bande passante est de 400 MHz et sa NEP = 0,90 pW/ $\sqrt{\text{Hz}}$ à 1680 nm.

Une photodiode Thorlabs en InGaAs étendue DET10D est utilisée pour mesurer le profil temporel des impulsions de pompe.

b) Détecteur de puissance

Un détecteur de puissance InGaAs ANDO AQ2717 est utilisé pour les mesures de puissance intégrées dans le temps du signal converti. Un puissance-mètre thermique (OPHIR 10A-SH-V1.1ROHS) est utilisé pour les mesures de puissances moyennes de pompe et de signal.

III. Conversion de fréquence

1. Effet de la polarisation sur la conversion

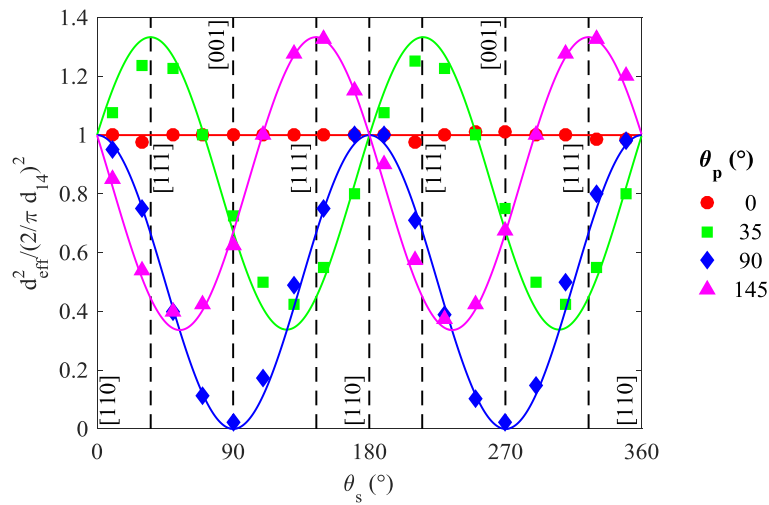


Figure 3-8 : Coefficient non-linéaire effectif en fonction des polarisations de la pompe et du signal.

Comme expliqué dans le paragraphe I.3, le coefficient non-linéaire dépend fortement des polarisations du signal et de la pompe. En ajoutant un polariseur et une lame demi-onde juste après la sortie fibrée de la pompe et une autre lame demi-onde sur le bras du signal à $10,6 \mu\text{m}$ on a accès à tous les couples de polarisation pompe et signal. On mesure donc expérimentalement le coefficient non-linéaire effectif d_{eff} pour différentes polarisations. La Figure 3-8 résume les résultats expérimentaux, les traits pleins sont les courbes théoriques tracées à partir de l'équation 3.6. Sur ce graphique, la courbe rouge est remarquable : pour une pompe polarisée horizontalement le coefficient non-linéaire est identique quel que soit la polarisation du signal, on peut donc convertir efficacement un signal non polarisé avec une pompe polarisée et inversement convertir un signal polarisé avec une pompe non polarisée. Ici, les expériences et les simulations sont en parfait accord. Cela n'est pas le cas pour les expériences effectuées dans [110, 8]. Dans leurs expériences les auteurs se placent en configuration OPO, il est possible que la cavité résonnante possède des propriétés différentes selon les polarisations utilisées, ce qui fausse les mesures du coefficient non-linéaire. Une étude des effets de polarisation, dans un cristal d'OP-GaP possédant les mêmes

caractéristiques que l'OP-GaAs a été effectuée en génération de faisceau par différence de fréquence et en simple passage [111]. Ici les résultats sont en accord avec la théorie, ce qui conforte l'hypothèse d'effets de cavités dans le cas des études en configuration OPO.

La pompe utilisée dans notre montage est non polarisée. Pour bénéficier de toute la puissance disponible de cette pompe il faut choisir la polarisation du signal qui maximise la conversion. L'équation 3.7 prévoit un maximum de conversion pour une polarisation horizontale. La Figure 3-9 représente les mesures du coefficient non-linéaire en fonction de la polarisation du signal pour une pompe non polarisée obtenue en enlevant le polariseur et la lame demi-onde. Elle représente aussi la superposition de la courbe théorique, qui est en très bon accord avec les points expérimentaux. Dans la suite, on utilisera un signal polarisé horizontalement pour maximiser la conversion.

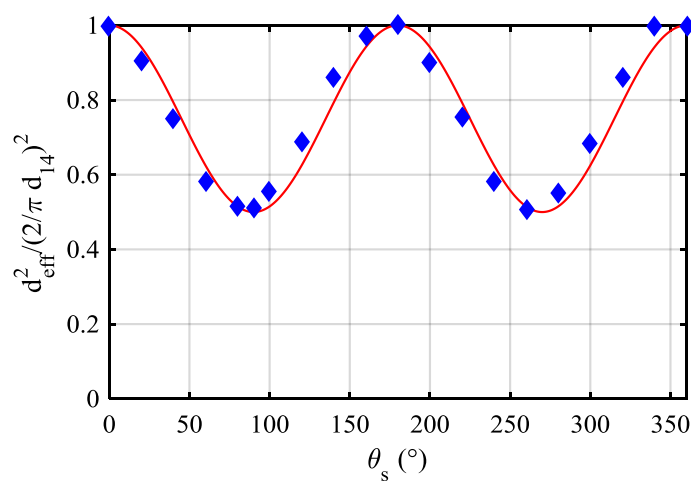


Figure 3-9 : Coefficient non-linéaire effectif en fonction de la polarisation du signal et une pompe non polarisée. La courbe théorique a été tracée à partir de l'équation 3.7.

2. Conversion avec pompe multimode longitudinale

Le laser de pompe étant un laser fibré non polarisé, dont la largeur spectrale est de 0,3 nm à mi-hauteur et l'intervalle spectral libre (ISL) d'environ $\Delta\nu = 7,5 \cdot 10^7$ Hz, le nombre de modes longitudinaux pouvant osciller dans la cavité est d'environ $N = 300$. La fibre est en revanche considérée comme monomode spatiale, le M^2 du faisceau étant seulement de 1,12. En supposant une phase aléatoire entre les différents modes, la puissance instantanée du laser fluctue rapidement dans le temps à cause des battements des modes axiaux. Par conséquent, l'efficacité de conversion instantanée fluctue elle aussi dans le temps.

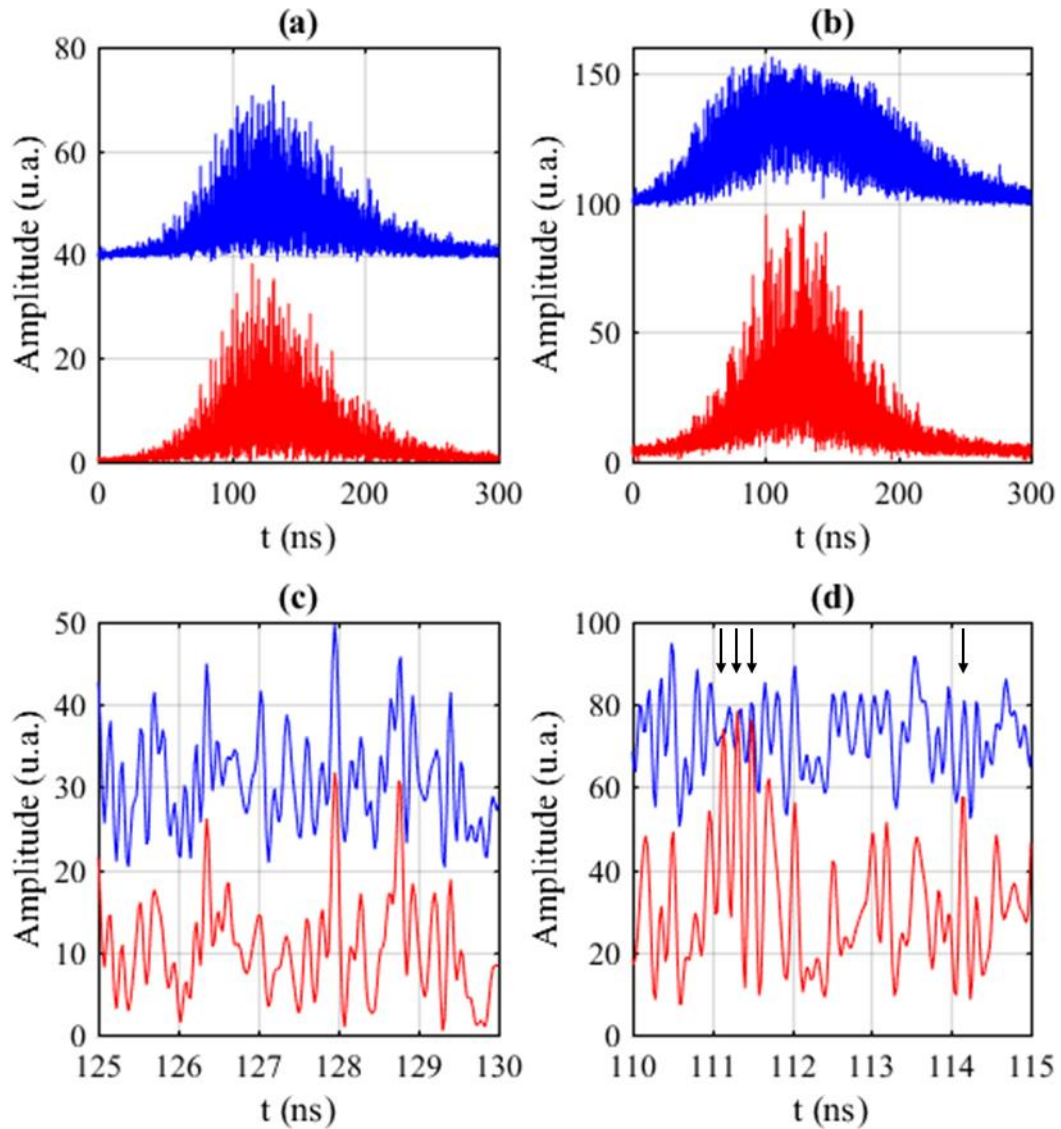


Figure 3-10 : Courbes rouges : pompe non polarisée, courbes bleues : signal converti correspondant. (a) Conversion à basse puissance pompe, (b) Conversion à haute puissance de pompe. (c) et (d) Zooms correspondants à respectivement (a) et (b).

La largeur spectrale de 0,3 nm à 2 μm permet de calculer une fréquence typique de fluctuations temporelles de l'ordre de 22,5 GHz. Pour échantillonner correctement une impulsion de pompe et une impulsion convertie, il faudrait donc des détecteurs fonctionnant à 45 GHz. Au laboratoire, nous avons accès à une photodiode InGaAs étendue EOT ET-5010F ayant une bande passante de 7 GHz à 2 μm et une photodiode InGaAs Discovery Semiconductors DSC 30S avec une bande passante de 22 GHz. Un oscilloscope avec une bande de 8 GHz permet d'enregistrer les fluctuations temporelles des impulsions, même si elles ne sont pas entièrement résolues, pour la pompe et le signal. La Figure 3-10 représente les impulsions obtenues, en rouge pour la pompe et en bleu pour le signal converti. A basse puissance de pompe, avec 200 W crête, le signal converti possède sans surprises les mêmes

fluctuations temporelles que la pompe. A haute puissance de pompe, avec 2 kW crête, on observe un plateau de saturation sur le signal converti. Sur l'agrandissement de la courbe, le signal converti ne suit pas exactement les fluctuations de la pompe. En particulier, lorsque la puissance instantanée de pompe est élevée, le signal converti est faible, ce qui traduit une rétro conversion du signal converti vers l'infrarouge moyen, indiqué par les flèches de la Figure 3-10 (d). Lorsque la puissance instantanée de pompe est assez faible, le signal converti possède les mêmes variations que la pompe. Lorsqu'on utilise un détecteur avec une bande passante suffisamment lente devant les fluctuations de la pompe (typiquement inférieure à quelques centaines de MHz), la puissance de pompe et l'efficacité de conversion instantanée se moyennent dans le temps (Figure 3-11). Ce phénomène limite l'efficacité maximale de conversion. Cela peut être calculé analytiquement en suivant le raisonnement développé par Pelc et al. dans [112] dans le cas d'une pompe polarisée et qui peut être généralisé au cas d'une pompe non-polarisée.

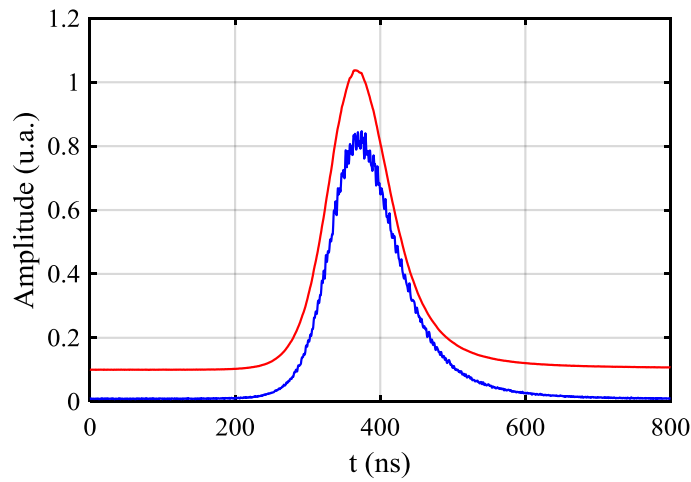


Figure 3-11 : Allure temporelle des impulsions pompe (rouge) et convertie (bleu) mesurées avec des détecteurs de bandes passantes limitées.

Supposons que chaque mode de pompe a une amplitude E_{p_n} et une phase ϕ_n aléatoires, le champ pompe s'écrit dans le cas d'une pompe polarisée :

$$E_p(t) = \sum_{n=1}^N E_{p_n} e^{i(2\pi n \Delta \nu t + \phi_n)} \quad 3.8$$

Et pour une pompe non polarisée en utilisant les notations de la Figure 3-2 :

$$\vec{E}_p(t) = \sum_{n=1}^{N/2} E_{p_n} e^{i(2\pi n \Delta \nu t + \phi_n)} \vec{e}_z + \sum_{m=1}^{N/2} E_{p_m} e^{i(2\pi m \Delta \nu t + \phi_m)} \vec{e}_\perp \quad 3.9$$

Soit $P_p(t)$ la puissance pompe instantanée correspondante. L'acceptance spectrale de pompe de la conversion est calculée à partir de l'équation 2.40. Pour notre cristal et nos

longueurs d'ondes elle est de 2,5 nm, très supérieure à la largeur du spectre de pompe (Figure 3-12). On suppose donc que tous les modes longitudinaux de la pompe contribuent efficacement à la conversion.

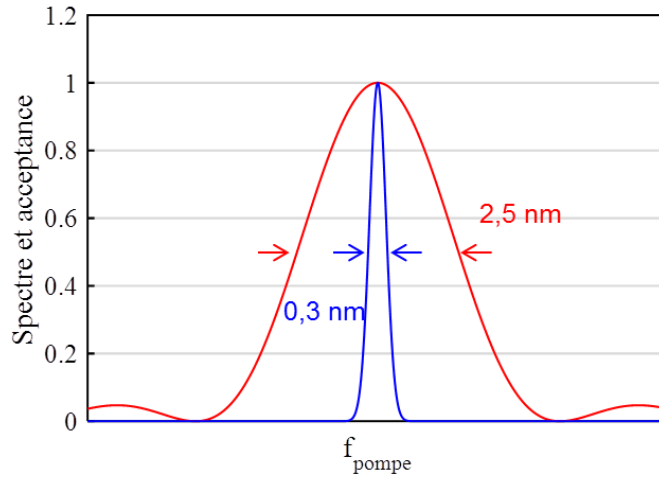


Figure 3-12 : Spectre de pompe en bleu et acceptance spectrale de la conversion en rouge.

L'efficacité de conversion moyenne dans l'approximation des ondes planes s'écrit à partir de l'équation 2.19 :

$$\overline{\eta} = \overline{\sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{P_p(t)}{P_{MAX}}} \right)} \quad 3.10$$

où les barres représentent les moyennes temporelles.

Dans un laser à fibre tel qu'utilisé ici, il n'y a pas de phénomène de verrouillage de modes, la statistique des fluctuations de puissance sont similaires à celles d'une source thermique dès que le nombre de modes longitudinaux dépasse 5 [113]. Une approche pseudothermale peut donc être utilisée pour traiter notre problème de conversion. La distribution de probabilité pour la puissance instantanée de pompe s'écrit dans le cas d'une pompe polarisée :

$$p_{P,polarisé}(P; \overline{P}) = \begin{cases} \overline{P}^{-1} \exp(-P/\overline{P}) & \text{si } P \geq 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad 3.11$$

Dans le cas d'une pompe non polarisée :

$$p_{P,non-polarisé}(P; \overline{P}) = \begin{cases} 4P\overline{P}^{-2} \exp(-2P/\overline{P}) & \text{si } P \geq 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad 3.12$$

où $\bar{P}$ est la puissance de pompe moyenne. On peut alors calculer l'efficacité de conversion moyenne à partir de ces distributions de probabilités :

$$\langle \eta(\bar{P}) \rangle = \int_0^\infty p_P(P; \bar{P}) \sin^2 \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{P}{P_{MAX}}} \right) dP \quad 3.13$$

La Figure 3-13 représente l'efficacité de conversion pour des ondes planes dans le cas d'une pompe monomode, multimode polarisée et non polarisée, calculée à partir de cette équation. L'efficacité de conversion maximale dans le cas d'une pompe multimode polarisée est de 64 %, contre 77 % pour le cas d'une pompe non polarisée. Cela s'explique par une meilleure répartition statistique de la puissance de pompe dans le cas non polarisé où la probabilité d'avoir une puissance faible est beaucoup plus basse que pour un laser polarisé. Ceci est encore un argument en faveur de l'utilisation d'un laser de pompe non polarisé, il permet d'atteindre une plus grande efficacité de conversion.

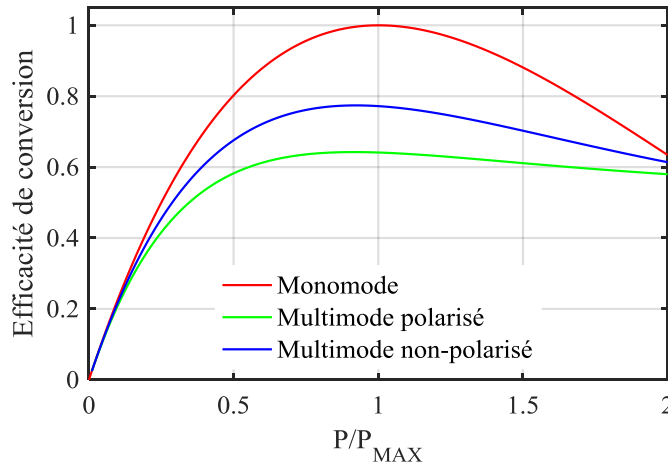


Figure 3-13 : Efficacité de conversion théorique pour des pompes ondes planes monomode, multimode polarisé et multimode non polarisé.

Cette approche statistique n'est plus valable dans le cas d'un laser possédant une relation de phase non aléatoire entre les différents modes, comme dans un laser à verrouillage de modes par exemple.

3. Efficacité de conversion

L'efficacité de conversion est calculée à partir du signal temporel de l'APD. La connaissance de sa réponse permet de calculer la puissance optique correspondante. L'efficacité de conversion est mesurée au maximum de l'impulsion de la pompe. La connaissance de la puissance du signal incident et des transmissions des différentes optiques permet de calculer l'efficacité de conversion en nombre de photons comme :

$$\eta = \frac{1}{T_s T_c} \frac{\omega_s P_c}{\omega_c P_s} \quad 3.14$$

où $T_s = 0,54$ est la transmission du signal sur les optiques et la face d'entrée du cristal et $T_c = 0,31$ est la transmission du signal converti sur la face de sortie du cristal et les différentes optiques situées entre le cristal et le détecteur. Le rapport des fréquences traduit le gain en énergie des photons convertis par rapport aux photons signaux. On a expérimentalement $\frac{1}{T_s T_c} \frac{\omega_s}{\omega_c} = 0,95$.

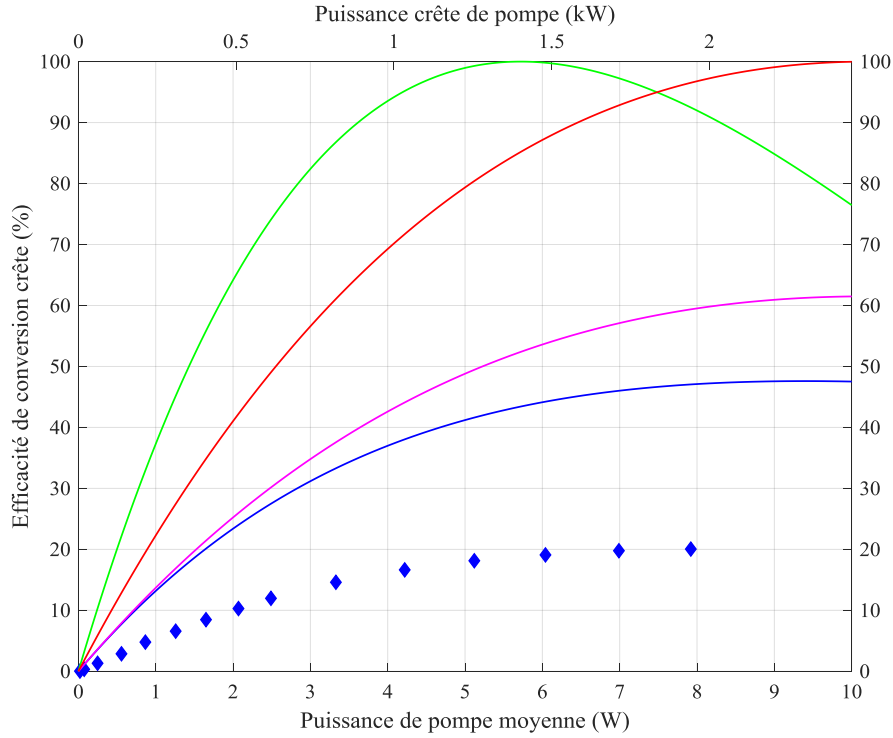


Figure 3-14 : Efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe. La courbe verte représente l'efficacité de conversion théorique pour des ondes planes infinies dans un cristal de 22 mm, la rouge pour un cristal de 18 mm, la magenta pour un cristal de 18 mm et pour des faisceaux gaussiens, la bleue est la courbe magenta corrigée des calculs de conversion multimode.

La Figure 3-14 représente l'efficacité de conversion mesurée en fonction de la puissance crête et moyenne de pompe. Une efficacité de conversion maximale de 20 % a été obtenue pour des puissances crêtes de l'ordre de 1,5 kW. Les courbes théoriques, corrigées des différents phénomènes physiques expliqués dans les paragraphes précédents sont aussi représentées. La courbe verte représente la courbe théorique correspondant à l'équation 2.19 pour des ondes planes. La courbe rouge est la courbe théorique tracée à partir de la même équation mais avec la longueur de cristal effective définie en Chapitre 3 II.4. La courbe en magenta est issue des simulations du Chapitre 2, en utilisant la même longueur effective. Elle prend en compte le caractère gaussien des faisceaux et leur diffraction dans le cristal. Finalement la courbe bleue, reprend la courbe magenta mais corrigée par la théorie multimode

longitudinale introduite au paragraphe précédent en intégrant l'équation 3.13 et en remplaçant la fonction $\sin^2$ par la courbe magenta. L'efficacité maximale de conversion attendue est de 48 %. De même l'efficacité de conversion aux basses puissances de pompe est plus faible que prévu. Cette différence importante entre la théorie et l'expérience n'est pas bien expliquée. On peut cependant avancer quelques hypothèses parmi lesquelles une mauvaise évaluation des transmissions des différentes optiques aux longueurs d'ondes considérées, l'éventuelle présence de défauts dans le cristal ou des limitations causées par la faible épaisseur du cristal. En effet, avec une épaisseur de 400 μm sur les domaines inversés, une partie des faisceaux peut se propager dans le substrat, sans subir de conversion. Des imperfections sur les alignements des faisceaux peuvent aussi expliquer ces différences, de même que l'incertitude dans la valeur du coefficient non linéaire aux longueurs d'ondes considérées.

4. Performances en détection

Même si l'efficacité maximale de conversion obtenue est inférieure à ce dont on pouvait s'attendre, les 20 % de conversion obtenus sont de très bons chiffres aux longueurs d'ondes considérées. La puissance équivalente au bruit (NEP) de notre détecteur par somme de fréquence s'exprime simplement à partir de celle du détecteur InGaAs utilisé :

$$NEP_{eq} = \frac{P_s}{P_c} NEP_{InGaAs} = \frac{1}{T_s T_c} \frac{\omega_s}{\omega_c} \frac{1}{\eta} NEP_{InGaAs} \quad 3.15$$

La NEP obtenue expérimentalement est de 4 $\text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$, avec une bande passante de détection de 400 MHz. Cette sensibilité peut être améliorée en utilisant des optiques hautes performances, dont les transmissions sont bien adaptées aux longueurs d'ondes considérées. Dans ce cas, on peut s'attendre à une amélioration d'un facteur 5 en sensibilité. Un autre axe d'amélioration est d'utiliser une longueur d'onde de pompe autour de 1820 nm. Dans ce cas, le signal converti obtenu est situé autour de 1550 nm, ce qui correspond au maximum de sensibilité des détecteurs InGaAs ; un facteur 2 d'amélioration est possible. Enfin, en utilisant une photodiode de plus haute performance comme la C30662EH de chez Excelitas qui possède une NEP de 0,1 $\text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ et une bande passante de 800 MHz, la NEP atteignable dans ce système est de 0,1 $\text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$.

Tableau 3-2 : Comparaison de détecteurs MCT habituellement utilisés avec nos résultats en somme de fréquence.

Technologie et modèle	Température	NEP ($\text{pW}/\sqrt{\text{Hz}}$)	Bande passante (MHz)
MCT Hamamatsu P9697	77 K	1,5	3
MCT Vigo PVMI	Ambiante	250	300
Somme de fréquence expérimentale + Thorlabs APD 430C	Ambiante	4	400
Somme de fréquence atteignable + Excelitas C30662EH	Ambiante	0,1	800

En comparant cette valeur à des détecteurs MCT classiques comme le Hamamatsu P9697 qui nécessite un refroidissement cryogénique et qui possède une NEP de $1,5 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ pour une bande passante de seulement 3 MHz, nous pouvons gagner un facteur 15 en sensibilité avec notre système pour une bande passante plus de 100 fois plus grande. Enfin en comparant avec un MCT ayant une bande passante similaire comme le Vigo PVMI qui possède une bande passante supérieure à 300 MHz et fonctionnant à température ambiante, sa NEP est de $250 \text{ pW}/\sqrt{\text{Hz}}$ soit 2500 fois plus grande que ce que peut atteindre notre système !

Enfin, une propriété importante pour un détecteur est sa linéarité en fonction de la puissance du signal. La Figure 3-15 représente la réponse du détecteur InGaAs, pour différentes puissances de pompe, en fonction de la puissance signal incidente sur le système de conversion. Les différentes courbes ont des pentes de 1 en échelle logarithmique traduisant la linéarité de la réponse. L'APD sature au-delà de 1,5 V, on peut facilement étendre la dynamique du détecteur à des plus hautes puissances de signal en diminuant l'efficacité de conversion. On gagne ainsi 3 décades sur la dynamique de détection et on obtient une dynamique totale de 6 décades.

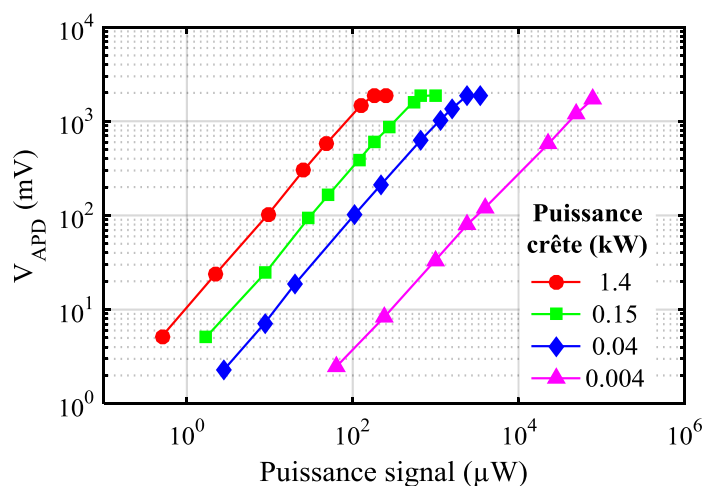


Figure 3-15 : Réponse du détecteur en fonction de la puissance signal incidente pour différentes puissances de pompe.

IV. Conclusion du Chapitre 3

La somme de fréquence dans des cristaux d'OP-GaAs a été utilisée pour effectuer la détection de signaux en bande III. Elle a montré des propriétés intéressantes en termes de polarisation des ondes signal et pompe. Différents phénomènes limitant l'efficacité de conversion ont été étudiés. Même si l'efficacité de conversion maximale obtenue est inférieure aux prédictions théoriques, elle est tout de même de 20 %, ce qui permet d'obtenir des sensibilités de détection bien meilleures que celles des détecteurs MCT habituellement utilisés en bande III. En particulier, une augmentation de la sensibilité d'un facteur 15 par rapport à un MCT cryogénique de faible bande passante est attendue. Cette détection est en

plus effectuée avec une bande passante bien plus grande et à température ambiante. Cette conversion étant de plus mono-longueur d'onde, le détecteur est peu sensible au fond thermique de la scène à observer, ce qui le rend particulièrement bien adapté à des applications de spectroscopie.

En revanche, une seule longueur d'onde est détectable, ce qui n'est pas suffisant pour effectuer de la spectroscopie. Différentes solutions sont envisageables. Un changement de la température du cristal change la condition d'accord de phase et un signal de longueur d'onde différente peut-être converti. Cependant, le changement de température du cristal est une opération lente, qui est souvent rédhibitoire pour des applications de spectroscopie atmosphérique. Une autre solution consiste à utiliser un cristal avec plusieurs réseaux de pas différents et d'effectuer un balayage mécanique de ces réseaux. Dans ce cas, seules quelques longueurs d'ondes, dont les accords de phase correspondent au pas du réseau, sont accessibles. Enfin, l'utilisation d'un laser de pompe accordable permet de balayer la longueur d'onde signal convertie continument et rapidement, mais la dynamique de balayage n'est pas très grande. En couplant le laser de pompe accordable avec un balayage mécanique pour accéder à plusieurs réseaux du cristal, on peut avoir accès à une dynamique de conversion suffisamment importante pour des applications de spectroscopie. De plus, l'obtention des puissances de pompage nécessaires à de bonnes efficacités de conversion impose l'utilisation de lasers pulsés et donc des détections impulsionnelles ce qui limite notre système à des applications utilisant des crénelages temporels étroits.

Le cristal d'OP-GaAs ne permet malheureusement pas de réaliser la somme de fréquence jusqu'à une gamme de longueurs d'onde du faisceau converti accessible avec du silicium. L'utilisation de cristaux d'OP-GaP, possédant la même structure cristallographique que le GaAs, ainsi qu'un grand coefficient non linéaire d'ordre 2 et surtout une fenêtre de transparence de 0,6 à 11 μm pourrait répondre au problème. Pour le moment la croissance de ces cristaux n'est pas suffisamment bien maîtrisée, mais cela devrait s'améliorer dans les prochaines années. Une solution à plus court terme serait de coupler un cristal de PPLN à la suite de cette conversion, en utilisant le même laser de pompe pour effectuer un deuxième étage de conversion. La longueur d'onde du signal doublement converti obtenu se situe autour de 900 nm, proche du maximum de sensibilité des monodétecteurs en silicium.

Ce chapitre, en plus des résultats expérimentaux intéressants en bande III, nous a permis d'introduire des concepts qui seront utiles dans le chapitre suivant, en particulier les notions d'efficacité de conversion et les propriétés spécifiques à la conversion par une pompe multimode longitudinale.

Chapitre 4

Conversion d'images dans le PPLN

Ce deuxième chapitre expérimental traite de la conversion de signaux multimodes spatiaux (d'images) dans des cristaux de niobate de lithium à orientation périodique (PPLN), pour des applications d'imagerie active. L'utilisation d'un signal autour de $1,55\ \mu\text{m}$ et d'une pompe à $1,064\ \mu\text{m}$ permet d'obtenir un signal converti autour de $630\ \text{nm}$, qui correspond au maximum de sensibilité des caméras CMOS visibles. Les performances en nombre de modes convertis et en efficacité de conversion sont évaluées. Le développement d'un laser de pompe dédié, possédant un élargissement spectral de quelques nanomètres, permet d'augmenter considérablement le nombre de modes convertis. Les résultats obtenus sont en parfait accord avec les résultats théoriques des chapitres précédents.

I. Dispositif expérimental

1. Le cristal de PPLN

Le cristal de niobate de lithium à polarisation périodique (PPLN) est l'un des cristaux les plus utilisés en optique non-linéaire de fait de ses propriétés de transparence et son grand coefficient non-linéaire. De plus, les progrès en techniques de fabrication, ont permis d'avoir à notre disposition pour des prix modiques des cristaux de grande qualité, et plusieurs fournisseurs se partagent le marché.

a) Propriétés linéaires

Le cristal de niobate de lithium, dopé à 5% avec du MgO, noté dans la suite 5% Mg:LN a une fenêtre de transparence qui s'étend de 400 à $4000\ \text{nm}$ (Figure 4-1). Ce

dopage permet une plus grande résistance aux effets photoréfractifs par rapport au niobate de lithium congruent.

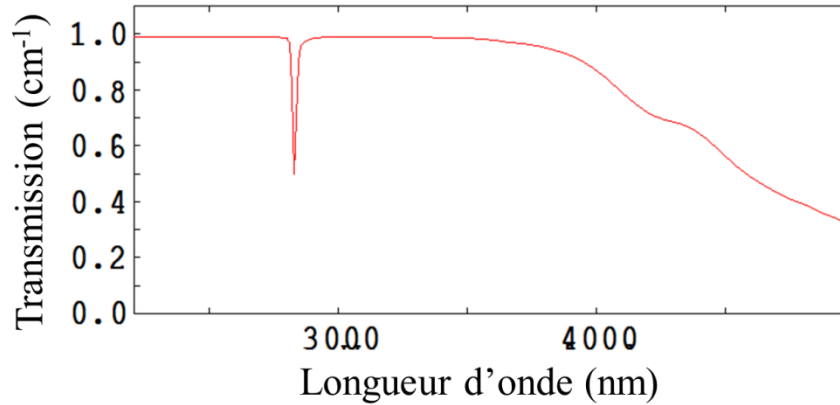


Figure 4-1 : Spectre de transmission du 5% Mg:LN [107].

L'indice de réfraction du 5% Mg:LN est un élément essentiel pour déterminer les conditions d'accord de phase. Il dépend de la longueur d'onde et de la température. Il est décrit par la relation de Sellmeier [114, 115] :

$$n_e(\lambda, T) = \sqrt{a_1 + b_1 f + \frac{a_2 + b_2 f}{\lambda^2 - (a_3 + b_3 f)^2} + \frac{a_4 + b_4 f}{\lambda^2 - a_5^2} - a_6 \lambda^2} \quad 4.1$$

avec $f = (T - 24,5^\circ\text{C})(T + 570,82)$, λ la longueur d'onde en μm et T la température en $^\circ\text{C}$.

Tableau 4-1 : Paramètres pour calculer l'indice de réfraction du 5% Mg:LN [114, 115].

Paramètre	Valeur
a_1	5,756
a_2	0,0983
a_3	0,2020
a_4	189,32
a_5	12,52
a_6	$1,32 \cdot 10^{-2}$
b_1	$2,860 \cdot 10^{-6}$
b_2	$4,700 \cdot 10^{-8}$
b_3	$6,113 \cdot 10^{-8}$
b_4	$1,516 \cdot 10^{-4}$

Le cristal utilisé dans nos expériences, fourni par HCP, possède une ouverture de $1 \times 1,5 \text{ mm}^2$ pour une longueur de 20 mm et une période de $11,8 \mu\text{m}$. Pour la période utilisée l'épaisseur maximale disponible commercialement est de 1 mm. Il est traité antireflets à 633 nm, 1064 nm et 1561 nm.

b) Propriétés non-linéaires

Le cristal de 5% Mg:LN de groupe de symétrie $3m$ a son tenseur non-linéaire $\underline{\underline{d}}$ qui peut être écrit comme :

$$\underline{\underline{d}} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \text{avec} \quad \begin{matrix} d_{33} = d = 25 \\ d_{22} = 2,1 \\ d_{31} = 4,4 \end{matrix} \quad \text{pm/V} \quad 4.2$$

Seul le coefficient d_{33} possède une valeur significative, les autres pouvant être négligés, la polarisation non-linéaire s'écrit dans ce cas :

$$P_z^{(2)}(\omega_c) = 2\varepsilon_0 d E_z(\omega_s) E_z(\omega_p) \quad 4.3$$

Les trois ondes interagissant dans le cristal doivent donc préférentiellement avoir une polarisation linéaire verticale et le coefficient non-linéaire effectif en configuration de quasi-accord de phase vaut : $d_{eff} = 15 \text{ pm/V}$.

2. Schéma général du dispositif expérimental

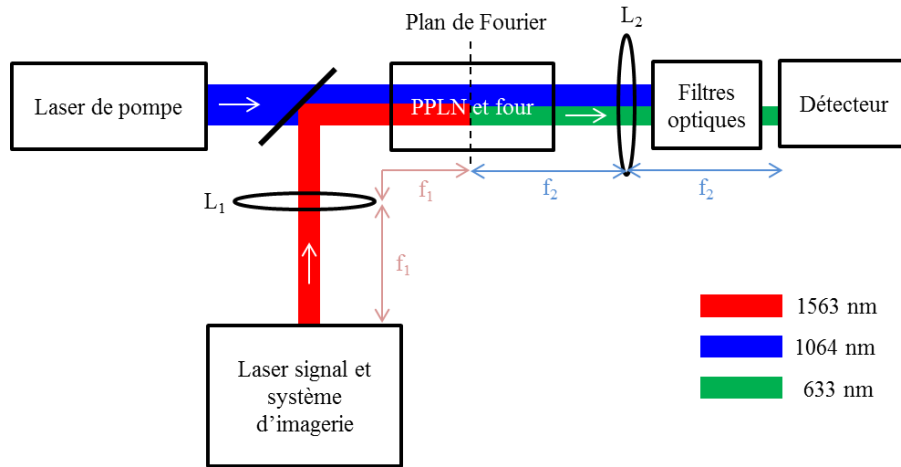


Figure 4-2 : Schéma bloc du dispositif expérimental.

Le schéma général de l'expérience d'imagerie est présenté Figure 4-2. Un laser signal à 1563 nm et un système d'imagerie forment le signal à convertir. Ce signal est superposé à un laser pompe à 1064 nm avec une lame dichroïque avant de traverser le cristal de PPLN décrit au paragraphe précédent et placé dans un four à la température de 97°C. A la sortie du cristal le faisceau converti à 633 nm est filtré avant d'être détecté sur un détecteur silicium. Les détails de ces différents blocs sont présentés dans les paragraphes suivants. Dans notre expérience, le cristal est placé au centre d'un montage optique dit « 4-f » où le centre du cristal est un plan de Fourier de l'image à convertir et qui agit donc comme un filtre passe-bas pour les fréquences spatiales de l'image. La résolution de l'image est donc gouvernée par la

plus petite dimension entre la taille du faisceau de pompe et l'ouverture du cristal, alors que le champ de vue, ou la taille de l'image convertie, est déterminée par l'acceptance angulaire de l'accord de phase. La focale de L_1 est de 100 mm et celle de L_2 de 125 mm. Avec 1 pouce d'ouverture, ces lentilles ne sont pas l'élément limitant du système d'imagerie.

3. Le laser signal et la génération des images

Une diode laser Tunicas délivrant un signal continu, polarisé linéairement, de 1,2 mW et accordable de 1540 nm à 1588 nm est utilisée comme signal. Elle est réglée à 1563 nm pour respecter la condition d'accord de phase et sa largeur spectrale est de seulement 10 pm, bien plus fine que l'acceptance spectrale de l'accord de phase (environ 0,7 nm). Elle sera donc considérée comme infiniment fine.

La sortie fibrée de cette fibre est collimatée avec un collimateur de focale 4,5 mm pour former un faisceau gaussien que nous considérerons comme monomode. Ce faisceau sera utilisé pour les alignements optiques et les mesures d'efficacité de conversion.

Un étendeur de faisceau de grossissement x7 est placé sur le trajet du faisceau et est utilisé pour générer un champ d'intensité quasi-uniforme sur plusieurs millimètres de diamètre. Ce champ éclaire en transmission une mire de résolution USAF 1951, ou n'importe quel autre objet en transmission, placé dans le plan focal de la lentille L_1 pour former l'image à convertir. L'image ainsi formée est bien plus grande que ce que peut convertir notre système.

4. Détecteurs, caméras et spectromètres

Différents détecteurs sont utilisés pour caractériser les performances en conversion de notre système.

Des détecteurs temporels silicium Thorlabs PDA-10A permettent de caractériser les impulsions du laser pompe et du signal converti. Un détecteur InGaAs Thorlabs DET10C permet de mesurer le dépeuplement du signal infrarouge lors de la conversion.

Les détecteurs de puissance Ando silicium AQ-2718 et InGaAs AQ-2717 permettent de mesurer respectivement la puissance moyenne du signal converti et du signal infrarouge. Un puissance-mètre thermique OPHIR 10A-SH-V1.1ROHS permet de mesurer la puissance moyenne du laser de pompe.

L'acquisition des images à 1,56 μm est effectuée avec une caméra InGaAs Raptor OWL SW1.7 d'efficacité quantique 70 %, 100 e^- de bruit de lecture et une taille de pixels de 30 μm x 30 μm .

Pour les images converties dans le visible, une caméra sCMOS pco.edge 5.5, déjà décrite dans le Chapitre 1 est utilisée. Avec une efficacité quantique de 60 % à 633 nm,

seulement 1,1 e⁻ de bruit de lecture, une taille de pixels de 6,5 µm et un fonctionnement en global shutter, cette caméra est très sensible.

5. Les filtres optiques

Le signal converti à 633 nm, de faible intensité, est noyé sous l'effet des photons indésirables qui sont détectés par notre caméra CMOS. On en distingue essentiellement deux sortes. D'une part la pompe, d'une puissance crête de l'ordre de 1 kW, doit être filtrée jusqu'à des niveaux de l'ordre du picowatt crête. D'autre part, le processus parasite de doublage de la pompe génère un faisceau vert à 532 nm. Même si ce processus est faiblement efficace car non-accordé en phase, les puissances pompes en jeu combinées à la grande sensibilité de notre détecteur nécessitent aussi de bons filtres pour couper ces photons. Notre œil est aussi un capteur extrêmement sensible pour le vert et nous pouvons voir facilement des faisceaux verts un peu partout dans notre montage suite à des réflexions parasites sur un grand nombre d'optiques. Les mesures expérimentales du faisceau vert parasite généré donnent des puissances crêtes de l'ordre de 100 mW, pour 10 kW crête de pompe, soit une efficacité de l'ordre de 10⁻⁵.

Heureusement, il existe des filtres optiques performants (grande réjection et bonne transmission pour les longueurs d'ondes considérées) et facilement accessibles. Nous utilisons donc la combinaison de filtres suivante pour atteindre les performances voulues :

- lame dichroïque de filtrage (Thorlabs DMSP950) qui transmet en dessous de 950 nm.
- filtre passe bas (Thorlabs FESH0750) qui transmet en dessous de 750 nm.
- filtre passe bande (Thorlabs FLH635-10) à 635 nm et 10 nm de largeur à mi-hauteur.
- filtre passe bande (Thorlabs FLH633-5) à 633 nm et 5 nm de largeur à mi-hauteur.

Tableau 4-2 : Transmission totale des filtres optiques en sortie de la conversion.

Longueur d'onde (nm)	633	1064	532
Transmission	0,90	10 ⁻²⁰	10 ⁻¹³

Les signaux à transmettre étant des images, les filtres passe-bande ne doivent donc pas être trop étroits pour assurer une certaine acceptance angulaire sur la transmission. Des filtres de l'ordre de 5 nm de large sont bien adaptés. Le tableau ci-dessus résume les transmissions totales aux longueurs d'ondes d'intérêts et la Figure 4-3 représente la courbe de transmission théorique des filtres avec une largeur à mi-hauteur théorique de 5 nm.

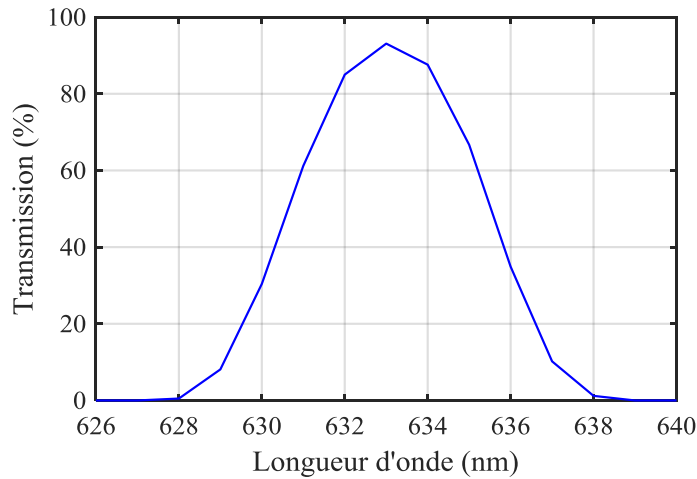


Figure 4-3 : Transmission théorique totale des filtres optiques.

6. Procédure d'alignement

La procédure d'alignement utilisée ici est similaire à celle utilisée au chapitre précédent. Le signal est formé par un collimateur en sortie de fibre. Les faisceaux pompe et signal sont superposés dans un plan parallèle à la table optique avec une lame dichroïque (HR@1,56 μm , HT@1,06 μm). Les faisceaux sont superposés à l'aide de la caméra InGaAs Raptor. Une lentille, de focale bien choisie et dépendant du laser de pompe utilisé, focalise le faisceau pompe de sorte à obtenir un waist d'environ 650 μm de diamètre. Ce waist ainsi que sa position sont mesurés par un ajustement gaussien des images obtenues à la caméra. Ce waist est ensuite aligné avec le faisceau signal. De la même manière, le faisceau signal est focalisé avec une lentille L_1 de 100 mm de focale. Le waist obtenu de 170 μm de diamètre est superposé précisément au waist de la pompe en réglant uniquement la position de la lentille de focalisation du signal. Enfin, l'étendeur de faisceau est placé sur le trajet du signal, avant la lentille. La mire de résolution est ensuite placée dans le plan focal objet de la lentille signal et une lentille L_2 de focale 125 mm est placée en sortie du système pour former l'image nette sur la caméra Raptor. Le montage ainsi obtenu est un montage 4-f. Le cristal est ensuite placé et aligné au centre de ce système, de telle sorte que le faisceau pompe passe au centre du cristal. Si l'alignement avec le signal a été correctement effectué, l'image obtenue doit être de bonne qualité (avec un filtrage des hautes fréquences spatiales par le cristal). Un léger ajustement de la position de la deuxième lentille et de la caméra est nécessaire pour compenser la différence d'indice entre le cristal et l'air ce qui change la longueur optique. Enfin, la lame dichroïque de filtrage et les différents filtres optiques sont placés en sortie du cristal.

La mire de résolution et l'étendeur de faisceau peuvent-être enlevés pour avoir le système en configuration monomode sur le signal. Le puissance-mètre Ando Si est utilisé pour optimiser l'efficacité de conversion en faisant varier la température du cristal. Une lame demi-onde est placée en sortie du signal et la conversion est optimisée, la polarisation du signal est alors verticale. La focalisation du signal dans le cristal est enfin très légèrement

ajustée. Elle s'avère en général très proche de l'optimum, ce qui traduit un bon alignement initial des faisceaux.

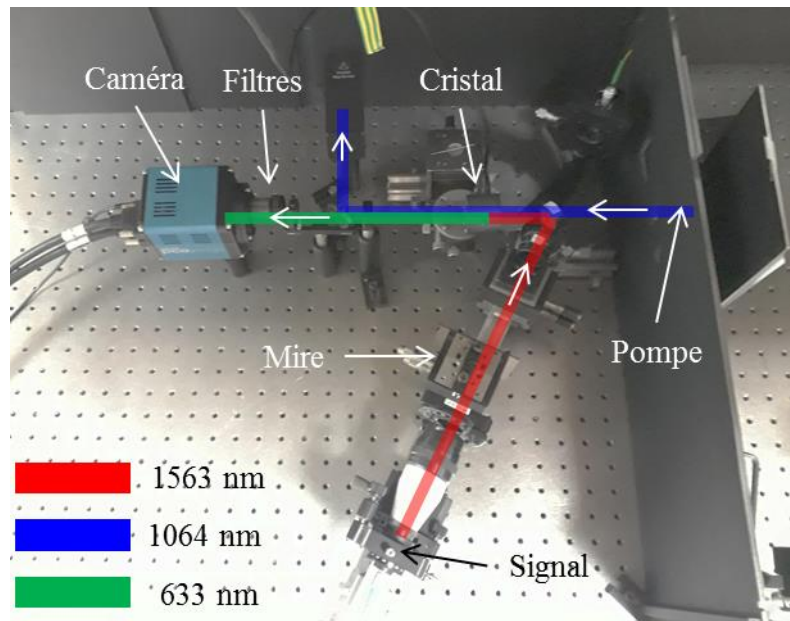


Figure 4-4 : Photographie du montage d'imagerie.

Le montage est maintenant parfaitement aligné et peut-être utilisé pour caractériser les efficacités de conversion et la qualité des images.

II. Pompe à spectre fin

1. Description du laser de pompe

Le premier laser de pompe utilisé est un laser commercial état solide Nd:YVO₄ à 1064 nm (Spectra-Physics X15SC-106QA) pompé optiquement. C'est un laser Q-switch, à 40 kHz. Pour un courant de pompe de 36 A, il délivre des impulsions de 22 ns de largeur à mi-hauteur, pour une puissance moyenne de 7,5 W. Pour un courant de 24 A, la puissance moyenne est de 2 W et la largeur des impulsions 33 ns. La largeur spectrale est de 6 à 10 GHz, très fine par rapport aux acceptances spectrales de conversion dans les cristaux de PPLN. Il est tout de même multimode longitudinal (entre 10 et 20 modes peuvent laser), de sorte que la théorie sur la conversion développée au chapitre précédent s'applique ici.

Le faisceau obtenu est TEM₀₀ et polarisé verticalement. Un isolateur de Faraday muni d'une lame demi-onde à son entrée permet de régler la puissance incidente sur le cristal (Figure 4-5). Une lentille de 500 mm de focale impose un waist de pompe de 660 µm de diamètre dans le cristal.

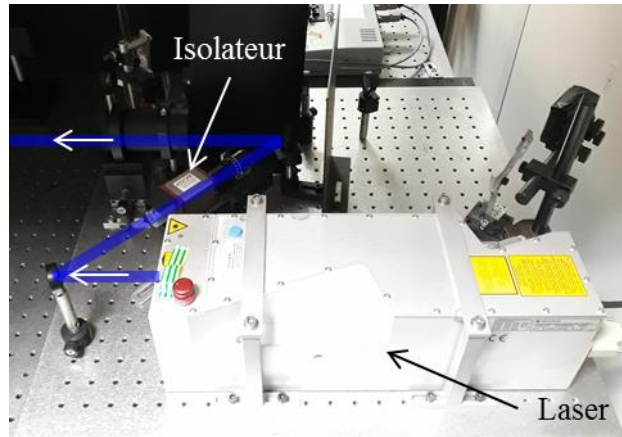


Figure 4-5 : Photographie du laser pompe avec isolateur.

2. Efficacité de conversion

Les mesures sont effectuées en configuration monomode pour le signal. La Figure 4-6 représente la courbe d'acceptance en température de notre cristal pour l'opération $1562,7 \text{ nm} + 1064 \text{ nm} \rightarrow 633 \text{ nm}$. La température optimale est de $97,2^\circ\text{C}$ pour une largeur à mi-hauteur de $2,5^\circ\text{C}$. La courbe théorique ajuste parfaitement les points expérimentaux ce qui prouve la très bonne qualité du cristal et des alignements.

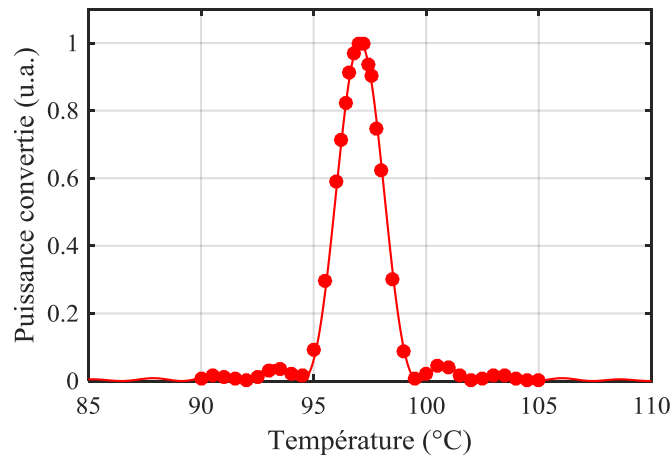


Figure 4-6 : Acceptance en température du cristal de PPLN avec la courbe théorique.

La Figure 4-7 représente les évolutions temporelles des impulsions de pompe, des signaux convertis et le dépeuplement du signal infrarouge, pour de basses et fortes puissances de pompe. Pour des puissances crêtes de pompe élevées, 3 kW, on observe la rétro-conversion du signal visible au maximum de l'impulsion. Les mêmes remarques qu'au Chapitre 3 sur l'évolution temporelle de la conversion s'appliquent ici.

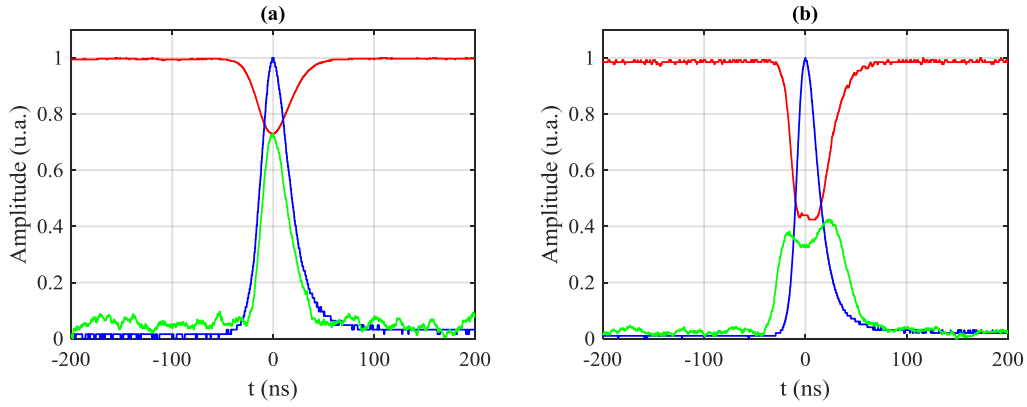


Figure 4-7 : Profil temporel de la pompe (bleu), du signal (rouge) et du signal converti (vert) pour des puissances crêtes de pompe de (a) 300 W et (b) 3 kW.

Le dépeuplement du signal infrarouge mesuré sur ces courbes permet d'obtenir une mesure absolue de l'efficacité de conversion dans le cristal en s'affranchissant des incertitudes sur les mesures des puissances et des transmissions optiques. La Figure 4-8 représente l'efficacité de conversion du signal en fonction de la puissance crête des impulsions pompe. Sur cette figure, la courbe simulée avec notre modèle numérique et corrigée de la théorie multimode longitudinale a été superposée. L'accord entre les mesures expérimentales et les simulations est excellent. Le maximum de conversion de 63% est atteint pour une puissance crête de 1400 W.

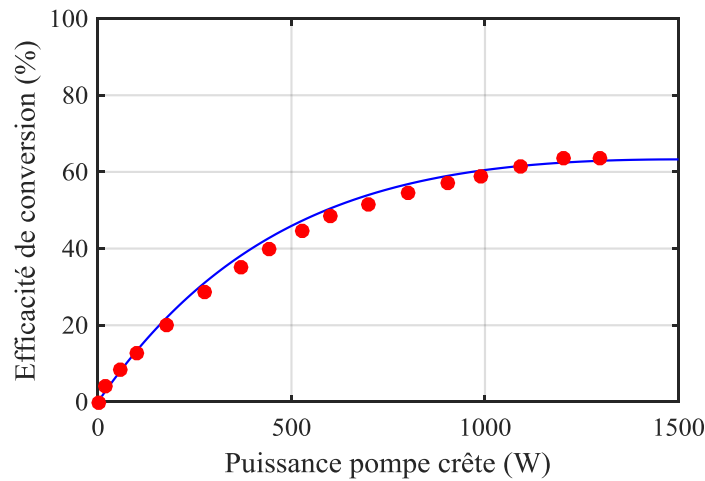


Figure 4-8 : Efficacité de conversion du faisceau signal monomode gaussien, superposée à la courbe des simulations (Figure 2-25) et corrigée de la théorie multimode (Equation 3.13).

Dans nos mesures, toutes les conditions sont favorables à l'obtention de ces résultats. En effet, le cristal de PPLN a été suffisamment étudié et son processus de fabrication bien maîtrisé pour avoir une bonne estimation de son coefficient non linéaire. De plus, les faisceaux pompe et signal sont faiblement focalisés, ce qui limite les effets de divergence sur l'efficacité de conversion. Le faisceau signal étant environ 3 fois plus petit que la pompe, il

est facile de l'aligner au centre du faisceau pompe, au maximum de la densité de puissance. Enfin, la configuration simple passage permet de s'affranchir de tous les effets de cavité présents dans les OPOs.

Les études sur l'efficacité de conversion menées sur notre cristal sont en parfait accord avec la théorie et les efficacités de conversions élevées obtenues sont prometteuses pour l'amélioration de la sensibilité de détection.

3. Performances en imagerie

L'étendeur de faisceau et la caméra CMOS sont maintenant utilisés pour les expériences d'imagerie. Un éclairage quasi-uniforme sur la taille du faisceau est obtenu et l'étendue de ce faisceau convertie par notre système est directement donné par l'acceptance angulaire de l'accord de phase (Equation 2.39). Nous obtenons l'image convertie de la Figure 4-9 qui définit le champ de notre système optique et dont le profil en sinus cardinal au carré est en parfait accord avec les courbes théoriques. Notons la présence d'un speckle dans l'image convertie causé par la très grande cohérence du laser signal et de la présence des différentes optiques (dichroïques, filtres...). Le temps de pose, qui définit le nombre d'impulsions accumulées dans l'image n'influence pas la qualité des images. Des temps d'expositions aussi courts que 10 μ s peuvent être obtenus à la caméra, associée au laser de pompe fonctionnant à 40 kHz, une seule impulsion peut alors être mesurée à la caméra. Cela ne change pas la qualité des images obtenues.

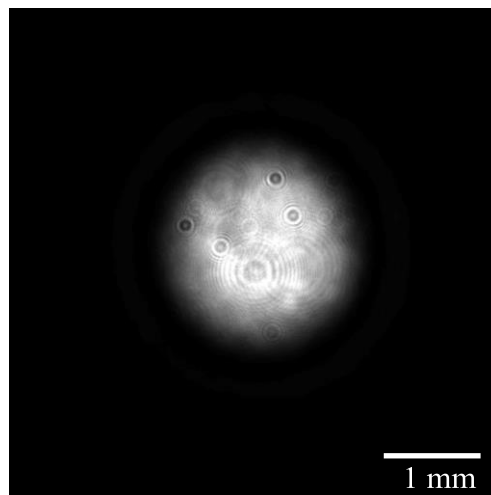


Figure 4-9 : Image convertie en éclairage uniforme et une température de cristal de 97,2°C.

Le changement de la température du cristal change la condition d'accord de phase et les images converties sont alors des anneaux dont le rayon et l'épaisseur sont gouvernés par la condition d'accord de phase, comme déjà expliqué dans le Chapitre 2. La Figure 4-10 représente quelques anneaux de conversion pour différentes températures du cristal.

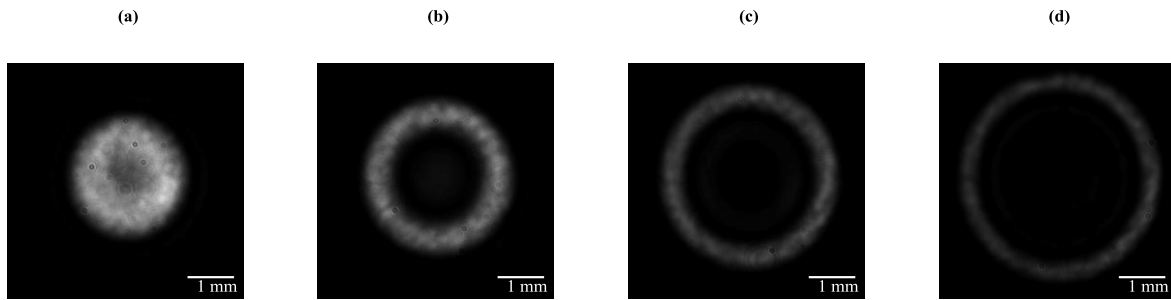


Figure 4-10 : Images converties en éclaircissement uniforme pour différentes températures du cristal. (a) 96°C, (b) 94°C, (c) 92°C et (d) 90°C.

La Figure 4-11 représente les profils transverses de l'intensité lumineuse convertie pour différentes températures de cristal. L'efficacité de conversion décroît avec l'accord de phase non-colinéaire.

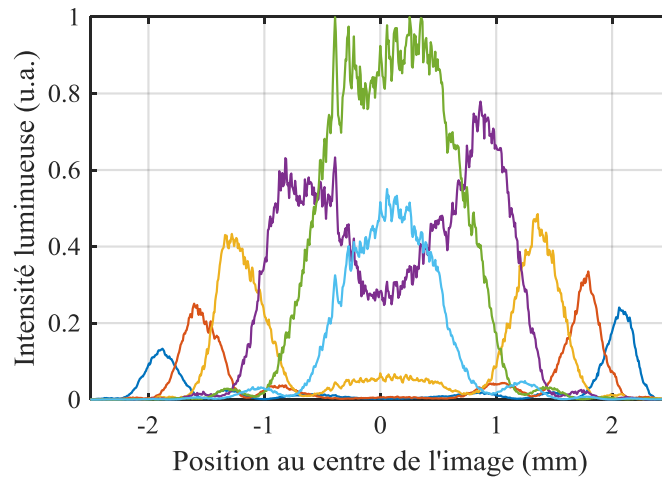


Figure 4-11 : Profil transverse de l'intensité lumineuse des anneaux convertis pour différentes température du cristal. De l'extérieur au centre : 90°C, 92°C, 94°C, 96°C, 97,5°C et 98,5°C.

La mesure des performances en résolution est faite en utilisant la mire de résolution et des images avec quelques éléments spatiaux convertis. Les résultats sont présentées Figure 4-12.

Au cours de la conversion, la condition d'accord de phase non colinéaire impose un changement d'angle entre le signal incident et l'onde convertie correspondant au rapport des nombres d'ondes. La conséquence sur les images, dans la configuration de conversion dans le plan de Fourier, est un grandissement de celles-ci. En tenant également compte du système d'imagerie composé par les lentilles L_1 et L_2 , nous obtenons le facteur de grandissement total γ donné par la formule :

$$\gamma = -\frac{f_2 k_s}{f_1 k_c} \sim -0,5 \quad 4.4$$

Ainsi les images converties obtenues sont deux fois plus petites que les images initiales. Ceci est vérifié expérimentalement sur la Figure 4-12 où les lignes calibrées de la mire de résolution ont bien été réduites de ce facteur de grandissement. En effet, l'image (b) correspond à l'élément de la mire ayant une période spatiale de 0,34 mm mesurée sur la caméra, contre 0,71 mm sur la mire. D'où un grandissement expérimental γ_{exp} de 0,48, proche de la valeur théorique.

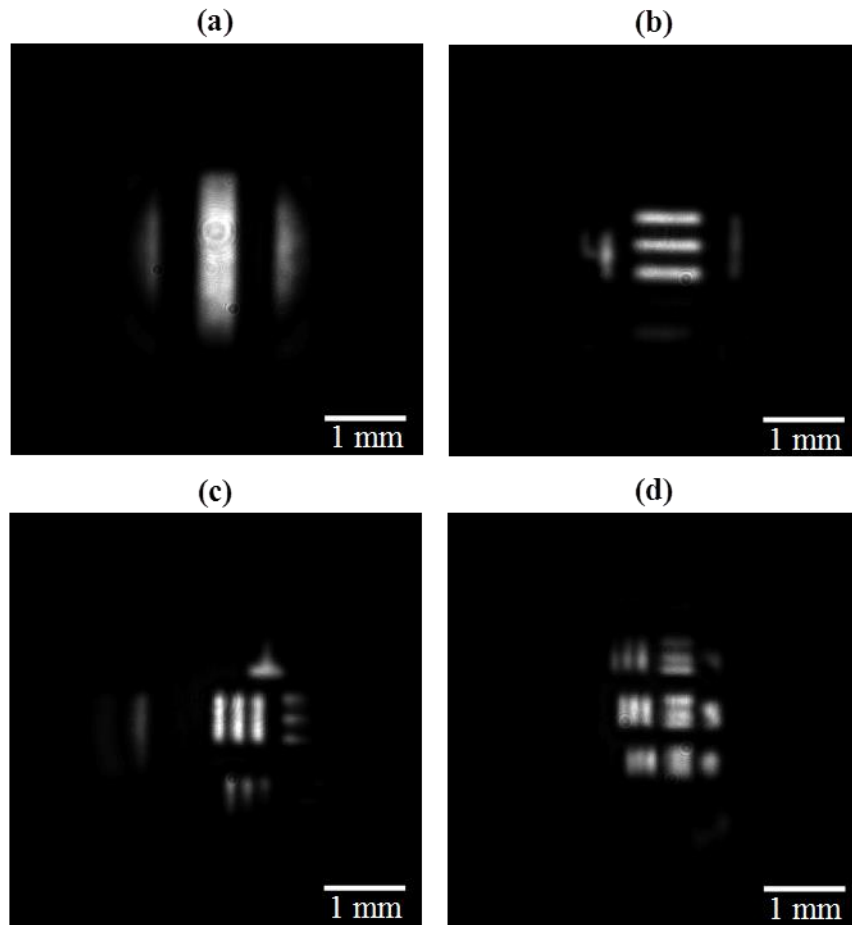


Figure 4-12 : Quelques images de mire. (a) 0,5 lp/mm, (b) 1,41 lp/mm, (c) 2 lp/mm et (d) 3,17 lp/mm

La fonction de transfert de modulation (FTM) ainsi que les efficacités de conversion relatives (niveaux de gris de la caméra) sont mesurées à partir de ces images et présentées Figure 4-13. La FTM diminue rapidement avec la fréquence spatiale. En effet, le cristal utilisé ayant une forme d'allumette dans lequel l'image doit se propager selon sa longueur est un mauvais système optique. Il se comporte comme un filtre passe-bas pour les fréquences spatiales des images. La FTM est légèrement meilleure dans la direction horizontale où le cristal a une ouverture de 1,5 mm contre 1 mm dans la direction verticale. De plus la courbe

obtenue est en très bon accord avec les courbes obtenues en simulation. Ainsi, notre système est proche de l'optimum concernant le diamètre du faisceau pompe utilisé. Augmenter celui-ci n'améliorerait pas significativement la résolution à cause des dimensions physiques limitées du cristal.

L'efficacité de conversion chute avec la fréquence spatiale dans la mesure où les hautes fréquences sont converties dans le cristal loin de l'axe optique, dans la queue du profil spatial gaussien de la pompe. Cette conversion atteint un plateau minimum non nul pour les hautes fréquences car, dans nos mires, la valeur moyenne de l'intensité correspond à une fréquence spatiale nulle et est toujours convertie. Elle ne dépend pas de l'orientation des éléments à convertir.

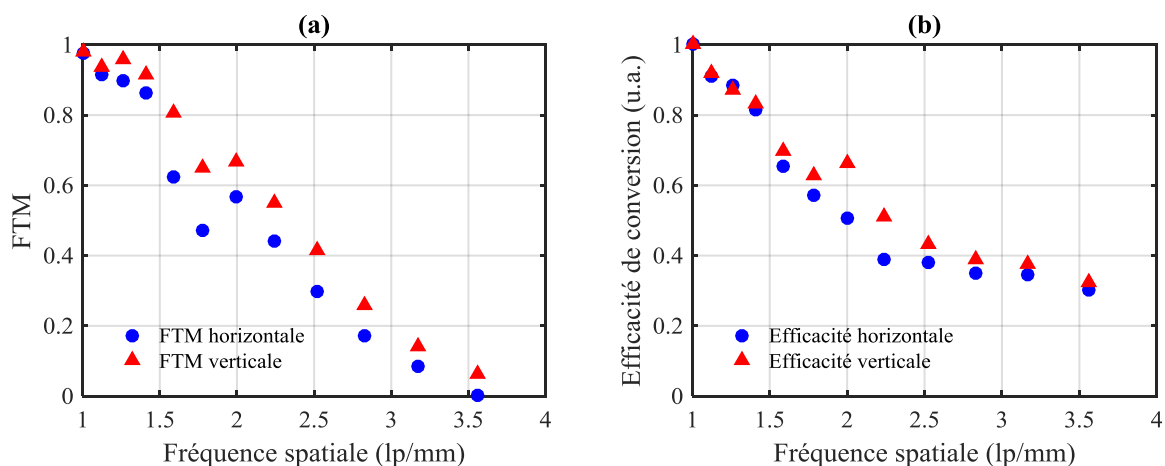


Figure 4-13 : (a) FTM et (b) efficacité de conversion relative en fonction de la fréquence spatiale de la mire, pour des éléments verticaux et horizontaux.

Pour mesurer un nombre de modes spatiaux convertis, nous définissons un rapport entre la taille totale de l'image et la résolution obtenue. Nous prenons pour la taille totale de l'image la largeur à mi-hauteur du sinus cardinal au carré définissant le champ. La résolution, c'est-à-dire la taille des plus petits éléments discernables, est prise comme la fréquence spatiale pour laquelle la FTM vaut 0,5. Le nombre de modes ainsi obtenu est de 19 dans la direction horizontale et 16 dans la direction verticale en très bon accord avec le paramètre de coopérativité de 15,6 calculé au Chapitre 2 et avec les simulations effectuées dans ce même chapitre où le champ et la FTM obtenus sont proches de celles observées expérimentalement. La légère dégradation de la FTM expérimentale observée par rapport à celle simulée peut être expliquée par des erreurs d'alignement des optiques. Cependant cette définition de la résolution est pessimiste. Il est en effet courant de considérer que les éléments sont discernables jusqu'à une FTM égale à 0,3.

Le nombre de modes ainsi obtenu est cependant trop modeste pour des applications pratiques, en accord avec les critères de Johnson introduits au Chapitre 1. L'utilisation d'un laser de pompe à spectre large, tel que montré expérimentalement dans la section suivante, permet de convertir plus de modes.

4. Photons parasites

La présence d'une pompe intense entraîne la création de photons parasites à la longueur d'onde signal d'intérêt, selon les processus de fluorescence paramétrique et Raman introduits dans le Chapitre 1 III.3. Ces photons sont ensuite convertis efficacement par le processus de somme de fréquence. La caméra CMOS utilisée est suffisamment sensible pour quantifier ces photons en mettant l'expérience dans le noir complet, sans signal et avec uniquement la présence de la pompe. Les images sont acquises avec un temps d'exposition de 2 secondes, ce qui correspond à l'intégration de 80 000 impulsions de pompe de 22 ns, le laser fonctionnant à puissance maximale. Une lecture groupée des pixels 4 par 4 (*binning*), une moyenne sur 64 images et une moyenne sur 6 par 6 pixels au centre de l'image permet d'augmenter la précision des mesures. Il existe un décalage de niveau (*offset*) sur chacun des pixels, avec une certaine dispersion de ceux-ci. Une image de référence, obtenue avec les mêmes paramètres mais sans la présence de la pompe est soustraite des mesures. Nous obtenons les images de la Figure 4-14 où on observe une structure en anneaux des photons parasites émis, dont le plus intense est au centre, dans la zone d'intérêt de la conversion.

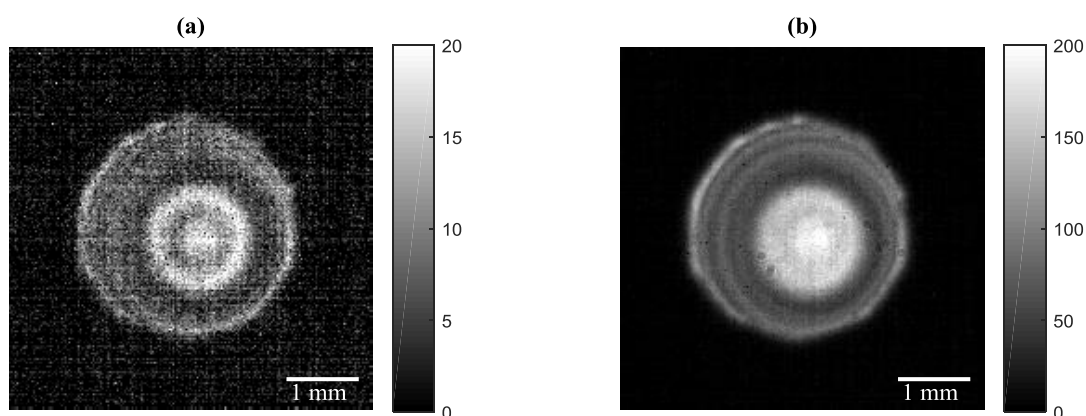


Figure 4-14 : Images de photons parasites générés par la pompe. (a) Basse puissance pompe (1 kW crête). (b) Haute puissance pompe (5 kW crête).

Les résultats sur le nombre de photoélectrons parasites détectés à la caméra, normalisé par la résolution spatiale de nos images (mesurée à la partie précédente) et par microseconde de pompe, sont présentés Figure 4-15 en fonction de la puissance crête de pompe. Ces photoélectrons sont issus de la conversion par somme de fréquence de photons de bruit créés à $1,5\ \mu\text{m}$ (fluorescence paramétrique ou Raman). Ces deux processus, linéaires en fonction de la puissance de pompe donnent une loi quadratique vérifiée expérimentalement avec un très bon ajustement.

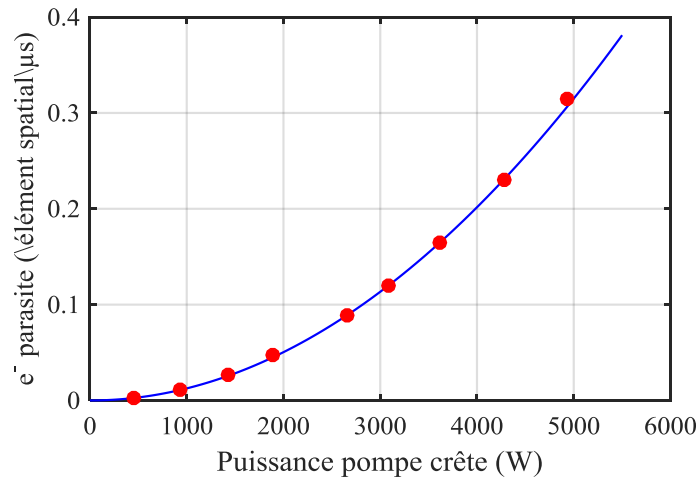


Figure 4-15 : Photoélectrons parasites mesurés en fonction de la puissance crête de pompe et ajustement par une courbe quadratique.

Un moyen simple de vérifier que ces photons proviennent d'un processus de fluorescence paramétrique ou Raman et non pas d'un mauvais filtrage des photons pompe ou doublés (verts) est de changer la température du cristal et de mesurer le nombre de photoélectrons détectés. En effet, changer la température du cristal change la condition d'accord de phase de la somme de fréquence et donc la longueur d'onde du signal converti. Une échelle de correspondance entre la température du cristal et la longueur d'onde convertie peut-être calculée et les mesures effectuées doivent suivre l'évolution des transmissions des filtres optiques. Ce sont les mesures présentées Figure 4-16 : les données expérimentales ont bien la même allure que la transmission des filtres optiques. Notre choix de combinaison des filtres est donc bon et les seuls photoélectrons parasites mesurés proviennent des processus identifiés de créations de photons signaux parasites.

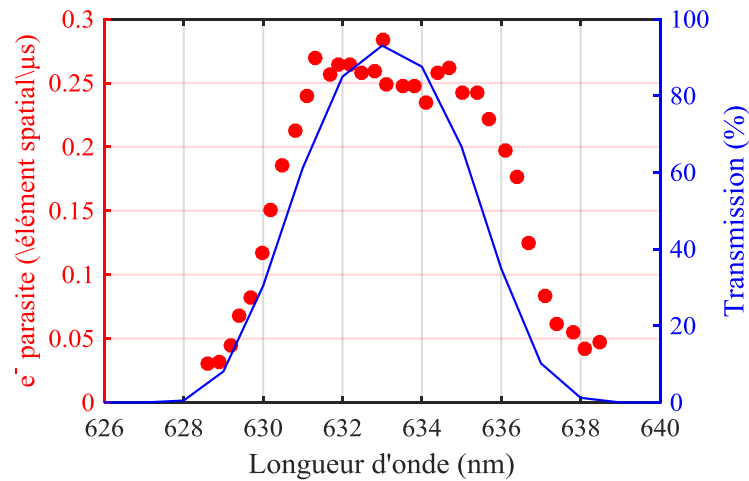


Figure 4-16 : Photoélectrons parasites en présence de pompe et transmission théorique des filtres optiques. La longueur d'onde des photons convertis est calculée à partir de la condition d'accord de phase.

Les photoélectrons parasites mesurés ne peuvent être filtrés mais étant de l'ordre de 0,1 photoélectron par élément spatial et par impulsion, ils entraînent un bruit supplémentaire de détection négligeable devant le bruit de lecture des caméras CMOS, qui est de l'ordre de 1 électron dans la mesure où une seule impulsion de pompe est accumulée sur la caméra. Si quelques dizaines d'impulsions sont accumulées avant d'être détectées, ces photoélectrons parasites ne sont plus négligeables mais cela sort du champ applicatif de cette thèse.

5. Sensibilité du système

Pour déterminer l'amélioration en sensibilité de notre système de détection par rapport à une détection directe sur caméra InGaAs, il faut prendre en compte l'efficacité quantique de détection totale du système (efficacité de la caméra, efficacité de conversion et transmission des optiques), ainsi que le bruit total de détection, que nous limiterons au bruit de lecture, dominant dans nos détections à crénelage temporel. Nous pouvons alors définir un nombre de photons incidents nécessaire pour égaler le bruit de lecture des détecteurs. Il est de 38 dans le cas des caméras InGaAs contre seulement 3 pour notre système de conversion.

Tableau 4-3 : Comparaison des sensibilités de détection en imagerie.

Détecteur	Caméra InGaAs	Caméra CMOS + somme de fréquence
Efficacité quantique (%)	80	34
Bruit de lecture (e^-)	30	1,1
Nombre de photons équivalent au bruit	38	3

Ainsi la sensibilité de détection a été améliorée d'un facteur 12 par rapport à une détection directe sur caméra InGaAs pour une puissance crête de pompe de l'ordre de 1 kW. C'est une amélioration extrêmement importante qui ouvre des perspectives d'imagerie à bas niveau de lumière inégalées dans l'infrarouge.

III. Pompe à spectre large

Pour augmenter le nombre de pixels convertis dans les images, l'utilisation d'un laser de pompe avec un spectre de quelques nanomètres de large permet d'augmenter l'acceptance angulaire de la conversion du signal d'intérêt. En effet, une série de conditions d'accord de phase est alors présente dans notre système. Nous convertissons comme cela, en une seule impulsion de pompe, une grande image signal. Nous avons donc développé un laser de pompe spécial, possédant les caractéristiques spectrales voulues.

1. Description du laser de pompe

Pour obtenir le spectre d'émission voulu, le choix du milieu à gain est un élément déterminant. Une fibre optique dopée ytterbium (Nufern PLMA-YDF-25/250-VII) 25/250 μm et à maintien de polarisation est utilisée. Avec un pompage en contra-propagation à 977 nm par une diode Jenoptik délivrant jusqu'à 30 W, 3,5 m de fibre sont nécessaires pour une bonne absorption de la pompe. Un coupleur fibré injecte cette pompe dans la fibre dopée. Son spectre d'émission s'étend de 1060 à 1115 nm.

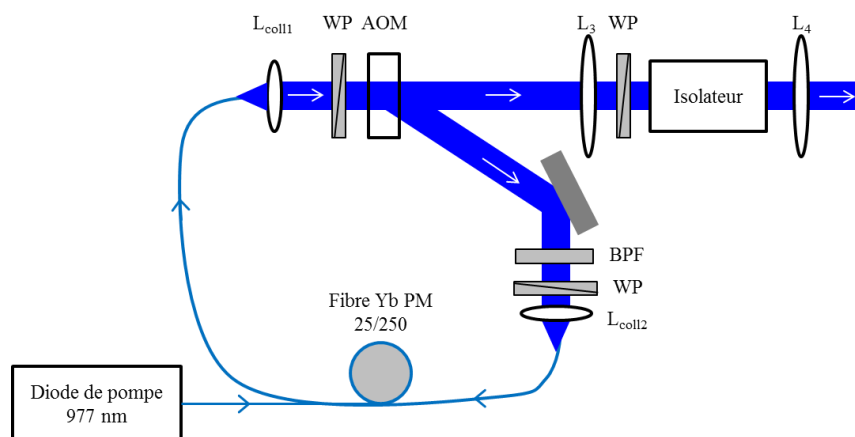


Figure 4-17 : Schéma du laser à spectre large.

Ce milieu à gain est couplé en espace libre et forme une cavité en anneau sur l'ordre 1 d'un modulateur acousto-optique permettant d'opérer le laser en mode déclenché. Les lentilles de collimation ($L_{\text{coll}1}$ et $L_{\text{coll}2}$) en sortie de fibre ont des focales de 4,5 mm et le modulateur est placé au waist de cette cavité. Des lames demi-onde permettent le contrôle des polarisations pour fermer la cavité dans le bon mode de polarisation de la fibre. Un filtre passe-bande Semrock à 1064 nm de 4 nm de largeur à mi-hauteur sélectionne la bande

spectrale sur lequel notre laser peut fonctionner. Le modulateur acousto-optique fonctionne à 40 kHz et ferme la cavité pendant 4 μ s. En sortie de la cavité une lentille L_3 de focale 200 mm collimate le faisceau. Un isolateur protège le laser des rétro-réflexions. Enfin une lentille L_4 de 120 mm de focale en sortie de l'isolateur focalise le faisceau dans le cristal de PPLN avec un waist de 650 μ m de diamètre. La Figure 4-17 représente le schéma de ce laser et la Figure 4-18 une photographie.

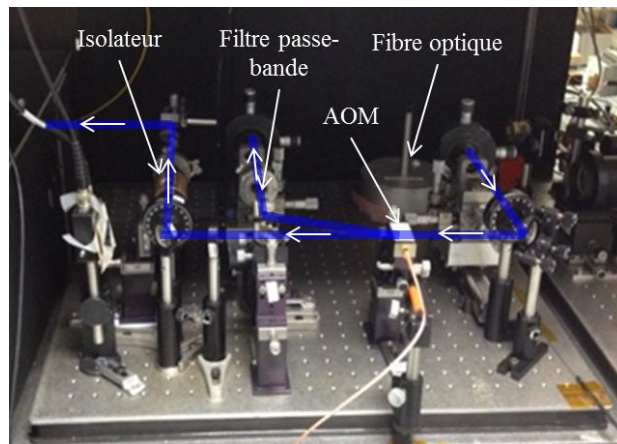


Figure 4-18 : Photographie du laser à spectre large

La Figure 4-19 représente une courbe de puissance laser émise en fonction de la puissance de pompe. Le seuil du laser est environ 3 W et l'efficacité 50 %. Les impulsions obtenues ont une allure typique des lasers déclenchés, de largeur à mi-hauteur de 120 ns à la puissance maximale. La puissance, la largeur des impulsions et le spectre du laser sont très sensibles à la puissance RF et à l'angle du modulateur acousto-optique ainsi qu'au couplage dans la fibre. Cette configuration a le grand avantage d'avoir un spectre réglable, ce qui permet d'étudier son effet sur la qualité des images. Malheureusement cette fibre est fragile, du fait du gain important de cette fibre, il peut y avoir des auto-déclenchements d'impulsions avec des puissances crêtes importantes ce qui endommage la fibre et nécessite réparation. Nous ne comprenons pas parfaitement l'origine de ces phénomènes qui peuvent venir de retours dans la fibre par des réflexions parasites. De futurs développements sur ce laser de pompe permettront de résoudre ces problèmes. Cela rend difficile la reproductibilité des expériences. Les caractérisations du laser ainsi que les images ci-dessous n'ont pu être obtenues en une seule fois. Elles ne peuvent donc pas être directement comparées entre elles. Pour les mesures qui suivent, un point de fonctionnement de 3,2 W et de largeur d'impulsion 250 ns est utilisé.

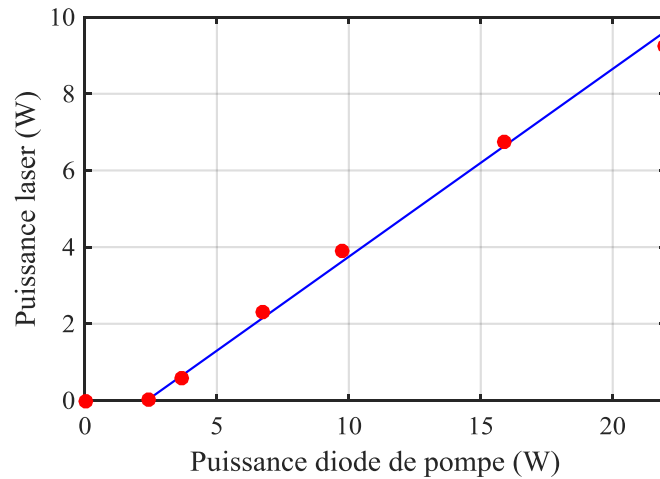


Figure 4-19 : Puissance moyenne du laser en fonction de la puissance de la diode de pompe.

La Figure 4-20 donne un exemple de spectre obtenu avec notre laser. Dans cet exemple, la longueur d'onde centrale est de 1062,5 nm, la largeur à mi-hauteur de 0,6 nm et la largeur à -10 dB de 1,4 nm. Le spectre en échelle logarithmique montre bien que la puissance du laser est concentrée dans le pic central.

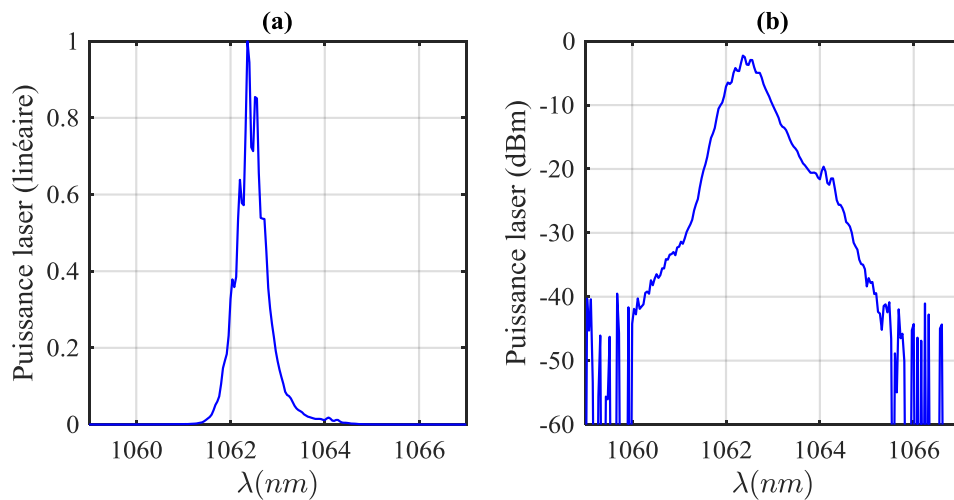


Figure 4-20 : Exemple de spectre obtenu (a) en échelle linéaire et (b) en échelle logarithmique.

2. Efficacité de conversion

Cet élargissement spectral de la pompe entraîne une augmentation de l'acceptance en température de la conversion. La courbe obtenue est la somme entre la courbe d'acceptance de la Figure 4-6 pour les différentes longueurs d'ondes du spectre de la pompe. La Figure 4-21 représente le spectre de pompe ainsi que les données expérimentales et théoriques de

l'acceptance en température. On observe encore une fois un très bon accord entre les points expérimentaux et la courbe théorique.

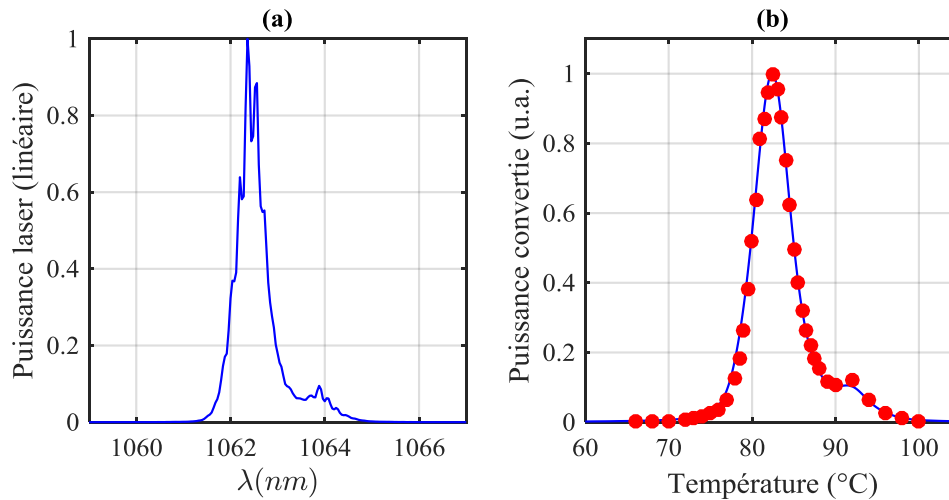


Figure 4-21 : (a) Spectre de pompe utilisé pour la mesure d'acceptance en température.
(b) Acceptance en température et courbe théorique à partir du spectre (a).

L'efficacité de conversion dépend de la densité spectrale de puissance crête du laser. Au point de fonctionnement de 3,2 W, de largeur d'impulsion 250 ns et de taux de répétition 40 kHz, la puissance crête des impulsions est de seulement 320 W. Avec le spectre de la Figure 4-20, une efficacité de conversion de 21 % a été obtenue. Cela correspond à une puissance crête de 170 W dans le cas d'une pompe fine mesuré Figure 4-8. L'acceptance spectrale de conversion calculée au Chapitre 2 étant de 0,36 nm, la puissance crête théorique pour obtenir 21 % d'efficacité de conversion et pour un spectre de 0,6 nm de large est de 280 W. Les valeurs expérimentales observées sont en très bon accord en considérant les incertitudes sur les calculs de densité spectrale.

3. Performances en imagerie

Les différents spectres obtenus permettent d'effectuer des images comme dans le cas du laser à spectre fin. Les spectres obtenus sont suffisamment stables dans le temps pour enregistrer les différentes images. Les spectres sont enregistrés en temps réel avec la fuite présente sur la lame dichroïque de combinaison placée avant le cristal. Les Figures 4-22, 4-23 et 4-24 représentent quelques images obtenues ainsi que les spectres correspondants de 0,5 nm, 1 nm et 2,7 nm de large. L'amélioration de la qualité des images est évidente sur ces figures. Dans chaque cas, une image en éclairage uniforme donne l'acceptance angulaire et donc le champ du système (Figure 4-25) et des images de la mire permettent de mesurer la FTM (Figure 4-26). Cette FTM est indépendante du spectre utilisé et de la position des éléments dans l'image.

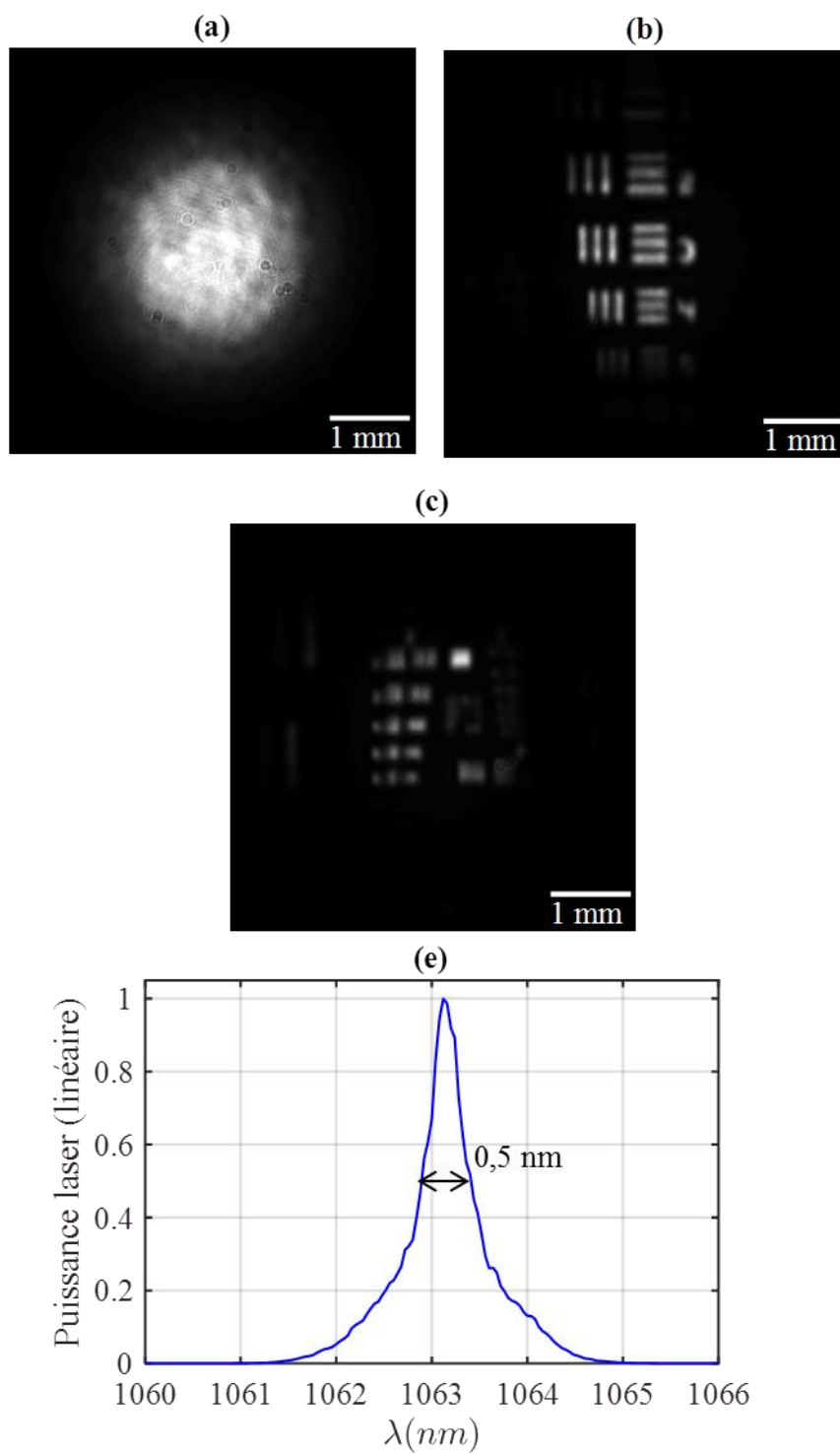


Figure 4-22 : Images expérimentales (a), (b) et (c) obtenues avec le spectre (e) de 0,5 nm de large.

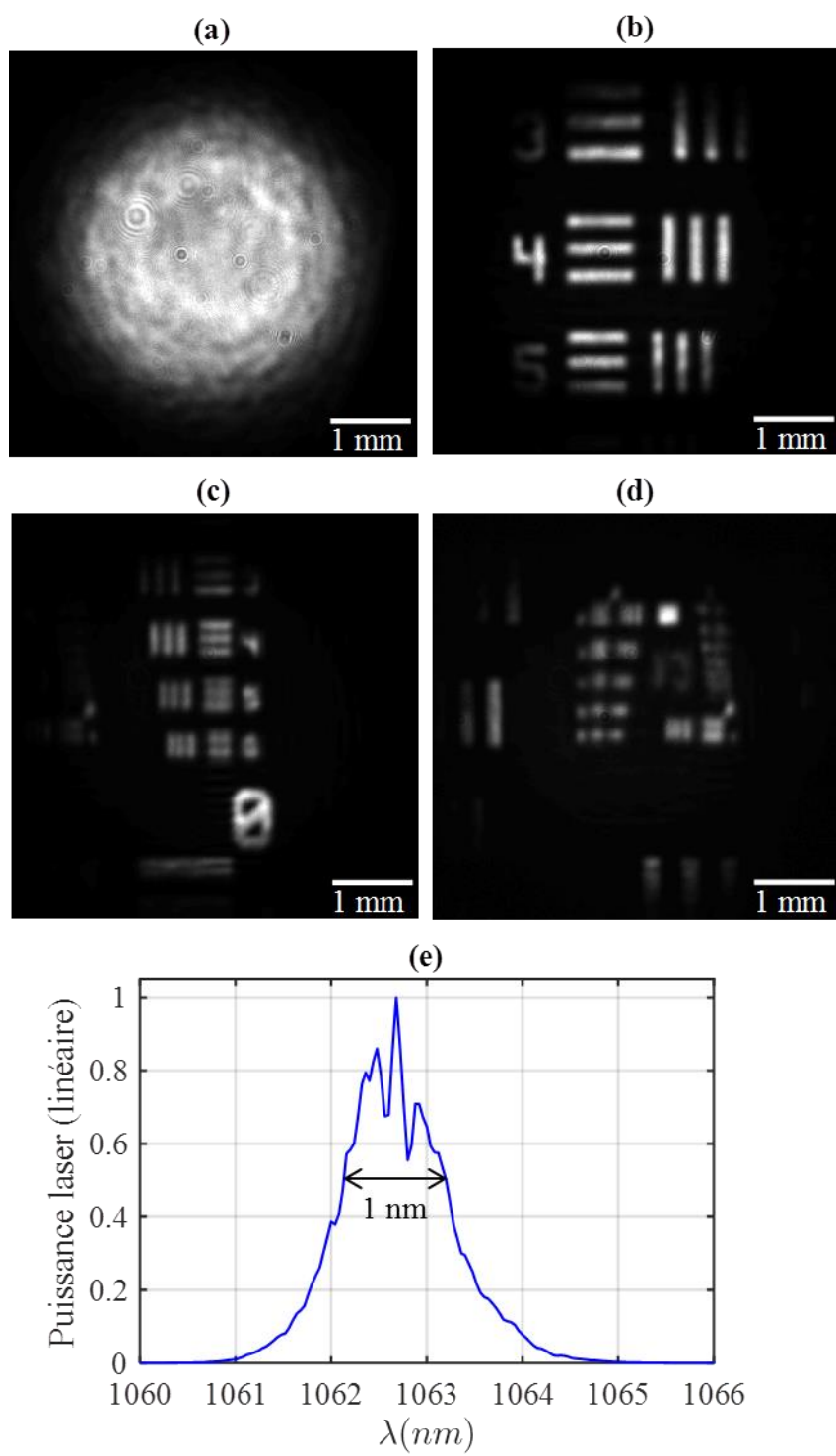


Figure 4-23 : Images expérimentales (a), (b), (c) et (d) obtenues avec le spectre (e) de 1 nm de large.

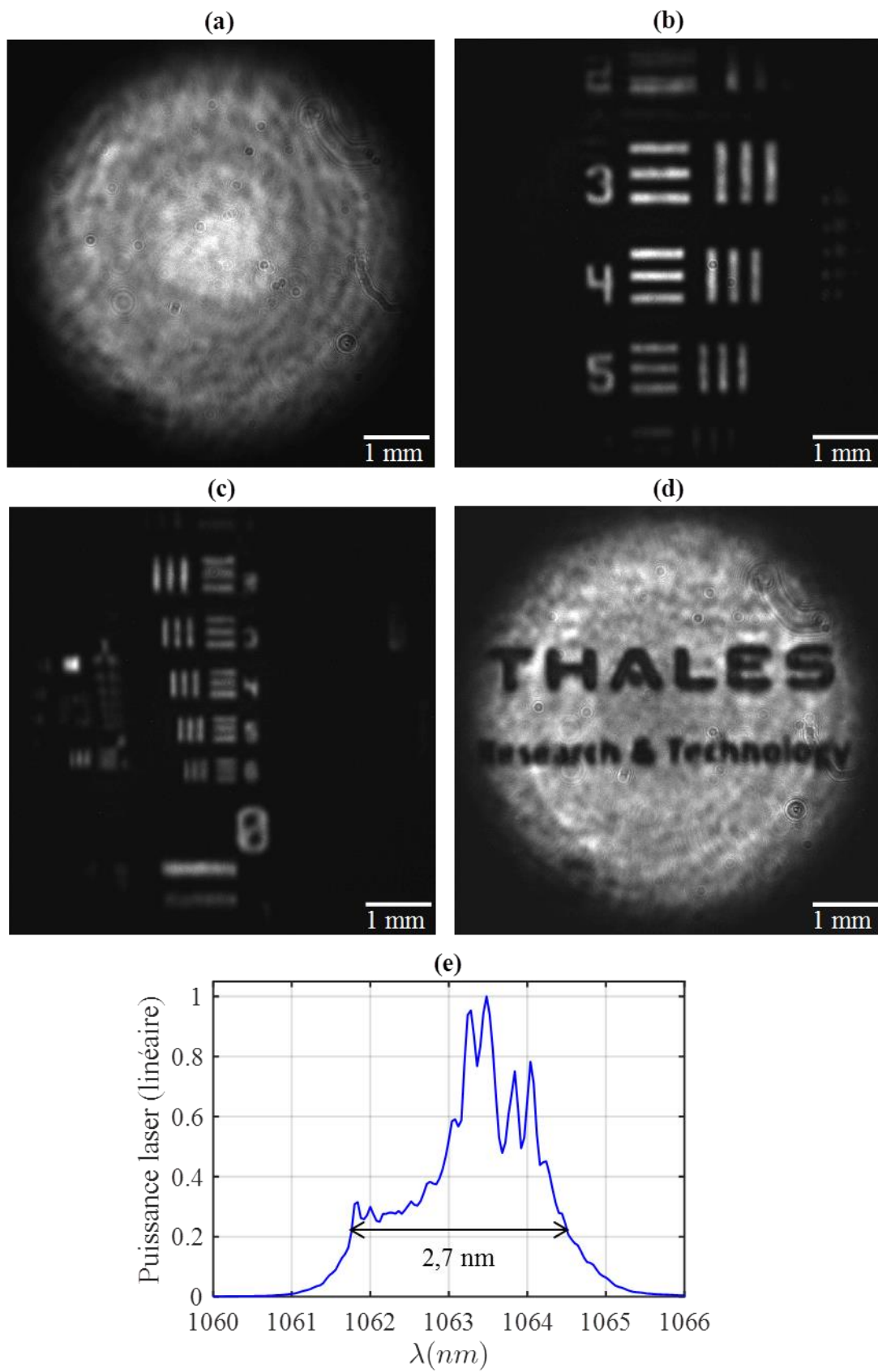


Figure 4-24 : Images expérimentales (a), (b), (c) et (d) obtenues avec le spectre (e) de 2,7 nm de large.

Les images obtenues sont dégradées par des effets de speckle, typiques des systèmes d'imagerie active cohérents.

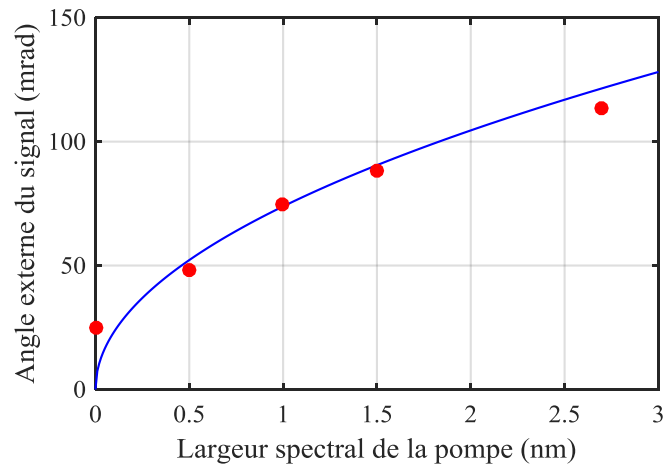


Figure 4-25 : Acceptance angulaire de la conversion en fonction de l'élargissement spectral de la pompe. La courbe bleue est la courbe théorique de la Figure 2-12.

L'acceptance angulaire est calculée à partir des mesures de la largeur à mi-hauteur du champ converti x avec la formule : $\theta_{s,ext} = \frac{1}{\gamma_{exp}} \frac{x}{f_1}$. Elle évolue bien en racine carrée de l'élargissement spectral de pompe, en accord avec la théorie développée au Chapitre 2. La FTM obtenue est inchangée par rapport au cas de la conversion avec le spectre de pompe fin, avec les mêmes différences dans les deux directions.

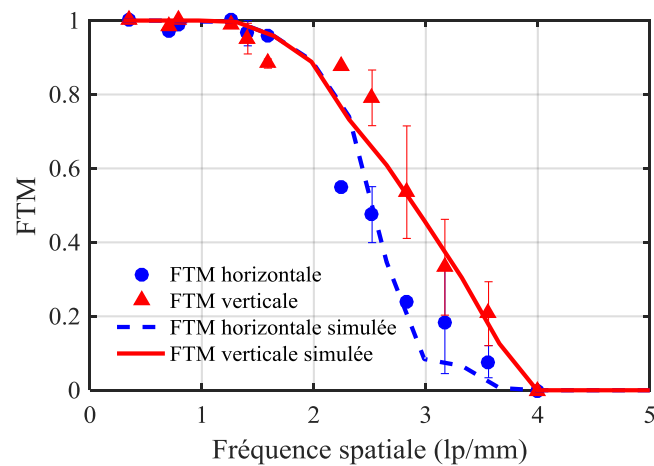


Figure 4-26 : Fonction de Transfert de Modulation (FTM) verticale et horizontale du système de conversion avec la pompe au spectre large.

Le nombre de pixels, ou d'éléments résolus dans nos images est calculé de la même manière que précédemment et les résultats sont présentés dans le Tableau 4-4.

Tableau 4-4 : Nombre de pixels obtenus pour différentes largeurs spectrales de pompe.

Largeur spectrale	0,5 nm	1 nm	2,7 nm
Nombre de pixels vertical	25	35	56
Nombre de pixels horizontal	29	41	64

Les images ainsi obtenues ont un nombre de pixels compatible avec des applications d'imagerie actives telles que définies au Chapitre 1. Des images contenant 64 pixels dans une dimension sont possibles avec un spectre de 2,7 nm de large. En revanche, une puissance crête de 15 kW de pompe est nécessaire pour obtenir le maximum d'efficacité de conversion.

4. Comparaison avec les images simulées

Toutes les images obtenues ici sont cohérentes avec celles obtenues en simulation dans le Chapitre 2. La Figure 4-27 représente les images expérimentales de mires obtenues avec les différents spectres de pompe ainsi que les mêmes images simulées. La condition d'accord de phase colinéaire utilisée à la fois dans les expériences et dans les simulations n'est pas réalisée pour la plus basse longueur d'onde du spectre de pompe mais un petit peu au-dessus comme expliqué à la Figure 2-26 : l'efficacité de conversion pour des longueurs d'ondes de pompe un peu plus faibles que l'accord de phase colinéaire n'est pas négligeable. Le spectre s'étend de -0,2 nm à + 0,3 nm autour de la longueur d'onde de pompe respectant l'accord de phase colinéaire pour le spectre de 0,5 nm de large ; de -0,3 nm à 0,7 nm pour le spectre de 1 nm et de -1,1 nm à 1,6 nm pour le spectre de 2,7 nm. On observe alors un excellent accord entre simulations et expériences. La mire utilisée dans les simulations n'est pas exactement celle utilisée pour les expériences, en particulier le 0 en bas à droite des images n'est pas le même. En revanche, les éléments permettant de quantifier la résolution (les lignes) sont les mêmes.

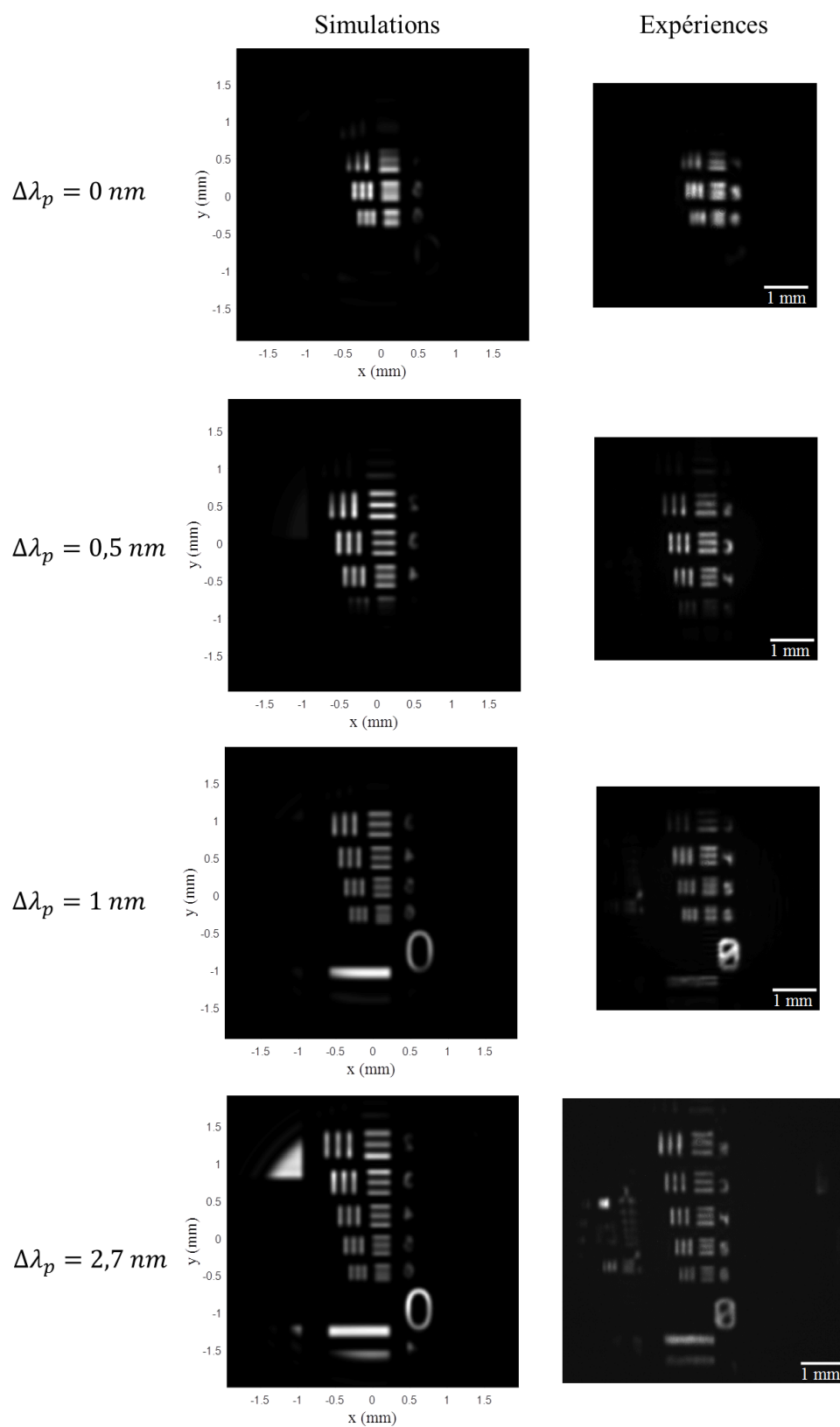


Figure 4-27 : Comparaison entre les images simulées, colonne de gauche et les images expérimentales, colonne de droite pour les différents spectres de pompe (les polices de caractères des mires d'expériences et de simulations sont légèrement différentes).

5. Images d'objets diffusants

Le montage d'imagerie précédent est modifié pour effectuer des images de petits objets diffusants situés à quelques mètres du détecteur (Figure 4-28). Le laser signal et l'étendeur de faisceau sont remplacés par une lentille de collection L_5 de focale $f_5 = 300$ mm qui permet de faire l'image des objets dans le plan objet précédent.

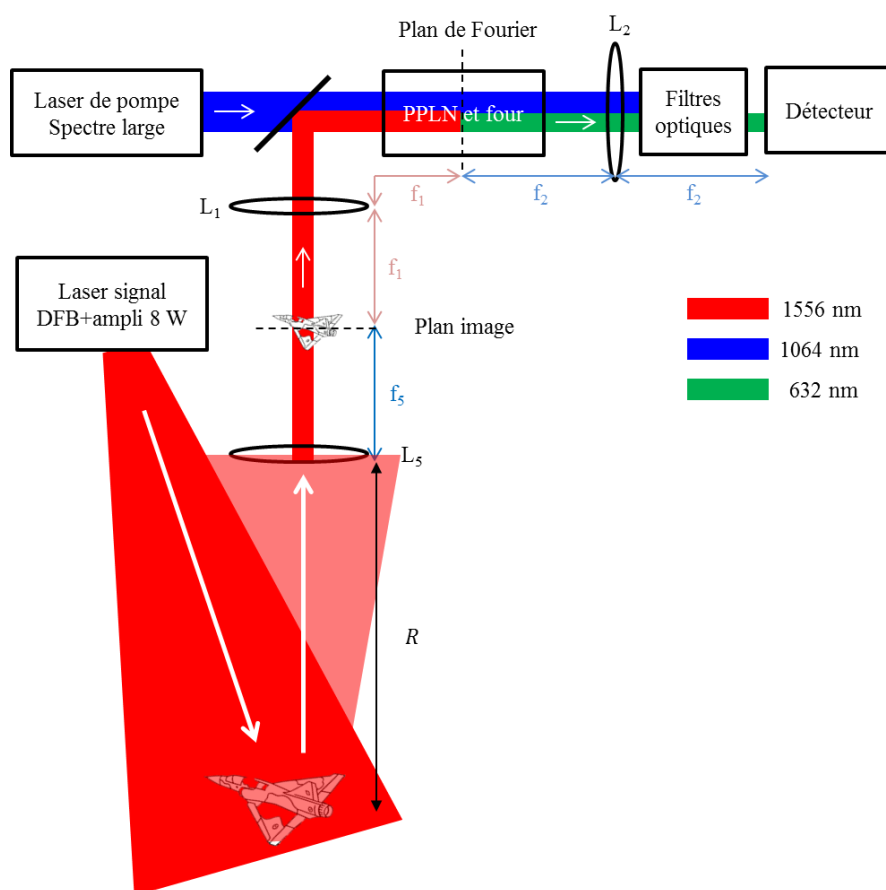


Figure 4-28 : Montage d'imagerie par somme de fréquence d'objets diffusants.

Un laser signal constitué d'un DFB à 1556,56 nm et d'un amplificateur fibré délivrant une puissance continue de 8 W passe à travers deux lentilles divergentes pour éclairer la scène. Dans le plan où sont situés les objets, à $R = 6$ m de la lentille de collection, le faisceau d'éclairement a une dizaine de centimètres de diamètre.

Quelques images obtenues sont données à titre d'illustration sur la Figure 4-29 avec une pieuvre en plastique et Figure 4-30 avec un modèle réduit de Renault 4CV. Le laser d'éclairement étant très cohérent, les images converties obtenues Figure 4-29 (d) et Figure 4-30 (b) sont modulées par un speckle pleinement développé. Les grains de speckle sont suffisamment gros pour brouiller l'image. Cela traduit le faible nombre de modes

spatiaux convertis par le système. En effet, en comparaison avec une image prise directement à la caméra InGaAs infrarouge, sur l'image Figure 4-29 (b), les grains de speckle sont beaucoup plus petits, plus de modes sont alors ici détectés. Cela traduit seulement que le système d'imagerie, en particulier la taille des différentes pupilles, est surdimensionné par rapport à l'acceptance du cristal et à la courte distance d'observation des objets. Pour des observations à longue distance c'est-à-dire plusieurs kilomètres ou dizaines de kilomètres, le nombre de modes reçus en retour sera beaucoup plus faible et adapté à notre système de conversion.

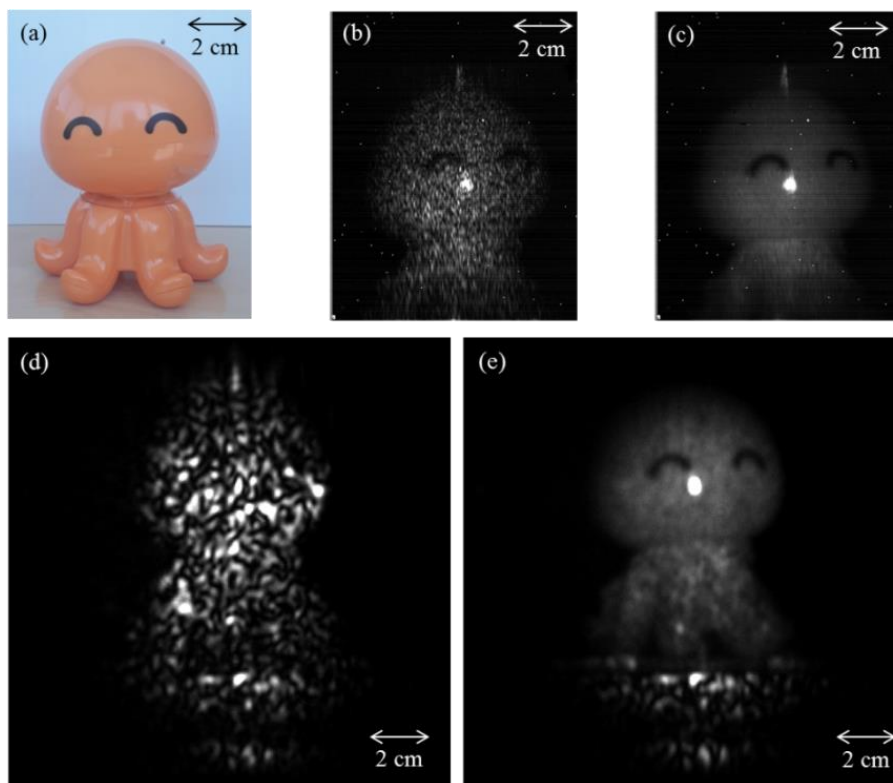


Figure 4-29 : Imagerie active de l'objet (a). (b) et (c) observées à la caméra InGaAs, (d) et (e) avec le système de somme de fréquence. (b) et (d) l'objet est statique, (c) et (e) l'objet vibre et les caméras intègrent sur plusieurs dizaines de millisecondes.

Pour s'affranchir des effets de speckle et obtenir des images exploitables, nous faisons vibrer les objets à imager et intégrons à la caméra pendant quelques dizaines de millisecondes. Nous obtenons l'image Figure 4-29 (c) à la caméra InGaAs et les images converties Figure 4-29 (e) Figure 4-30 (c) et (d) où nous reconnaissons aisément la pieuvre ainsi que la Renault 4CV, de côté et de face.

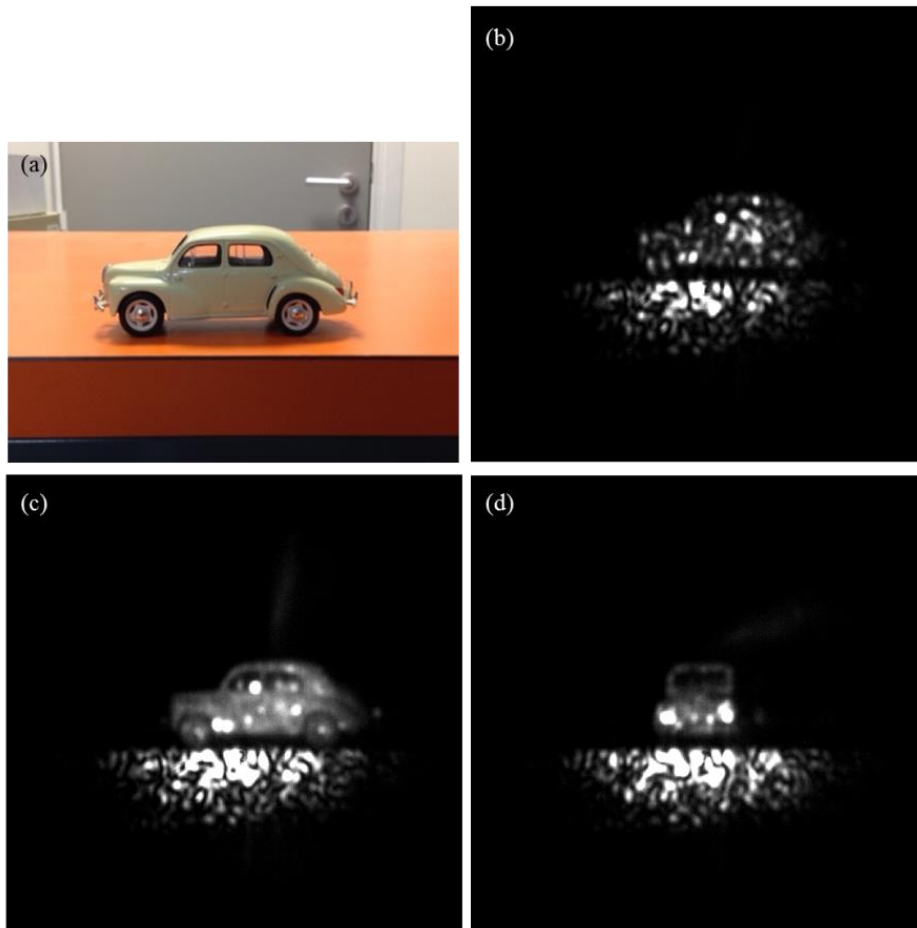


Figure 4-30 : Images de la Renault 4CV miniature. (a) Photographie visible. (b), (c) et (d) images actives avec le système de somme de fréquence. (b) la voiture est statique. (c) et (d) la voiture vibre.

Les images ainsi obtenues confirment les performances en résolution de notre système pour des applications de détection et d'identification de cibles.

IV. Conclusion du Chapitre 4

Ce chapitre expérimental d'imagerie à $1,5\ \mu\text{m}$ nous a permis d'évaluer les performances de la détection par somme de fréquence à la fois en résolution et en sensibilité. Les résultats expérimentaux obtenus corroborent parfaitement les résultats théoriques des chapitres précédents. Les performances en efficacité de conversion atteintes avec l'utilisation de lasers de pompes impulsionnels permettent une amélioration significative de la sensibilité de détection par rapport à une imagerie sur caméra InGaAs. Enfin, l'utilisation d'un laser de pompe avec un spectre de quelques nanomètres de large permet d'augmenter significativement le nombre de modes spatiaux convertis par le système. Les performances en résolution obtenues sont alors compatibles avec les applications visées d'imagerie active longue distance.

Les futurs développements vont porter sur la mise au point d'un nouveau laser de pompe avec les caractéristiques spectrales voulues et la puissance crête nécessaire pour obtenir de plus grandes efficacités de conversion. L'utilisation d'une fibre multimode comme milieu à gain va de plus créer un faisceau pompe de profil spatial plus uniforme qu'un faisceau gaussien, ce qui permettra de pomper plus uniformément tout le volume du cristal.

Conclusion

Nous avons étudié dans cette thèse les performances atteignables en détection infrarouge par somme de fréquence. Même si cette idée n'est pas nouvelle, nous avons montré qu'avec la disponibilité récente de matériaux non linéaires performants ainsi que de lasers de pompe fonctionnant dans de nombreux régimes, ce concept présente un intérêt certain pour des applications spécifiques, que nous avons soigneusement identifiées au Chapitre 1. La détection par somme de fréquence permet de bénéficier des performances de détecteurs fonctionnant à de plus basses longueurs d'ondes. Une brève revue des détecteurs ponctuels et matriciels visibles et infrarouge a été effectuée pour quantifier les gains en performances envisageables.

La difficulté principale dans un tel système de détection est le caractère multimodal des signaux à détecter. La compréhension et la maîtrise de ces phénomènes de conversion multimode constituent la nouveauté de cette thèse. En effet, les propriétés de l'optique non linéaire limitent grandement le nombre de modes pouvant être convertis. Le Chapitre 2 nous a ainsi permis de développer les outils théoriques pour quantifier les performances en nombre de modes convertis dans les cristaux non linéaires. Nous avons aussi et surtout montré les limitations des calculs analytiques dans les systèmes que nous considérons, ce qui a motivé la résolution numérique des équations gouvernant la conversion. Pour cela, un algorithme de type « split-step » a été sélectionné pour intégrer efficacement les équations de la conversion paramétrique en configuration non paraxiale. Ce modèle numérique nous permet de quantifier les efficacités de conversion, les acceptances angulaires de la conversion dans différentes conditions d'accord de phase ainsi que la résolution attendue dans les images converties. Le nombre de modes convertis attendu en utilisant un laser de pompe dont le spectre est compris dans l'acceptance spectrale de conversion est trop faible pour des applications pratiques d'imagerie. Pour l'augmenter nous avons eu l'idée de modifier un paramètre de la condition d'accord de phase : en changeant la longueur d'onde du laser de pompe, différents modes de signaux peuvent être convertis. Avec une pompe de quelques nanomètres de largeur spectrale, on peut ainsi augmenter significativement le nombre de modes convertis et obtenir des images

de quelques milliers de pixels, adaptées aux spécificités des applications d'imagerie actives. Cet outil numérique peut être utilisé pour dimensionner des expériences avec différents types de cristaux, de tailles variées et avec des longueurs d'ondes différentes. Les exploitations récentes de ce modèle peuvent être développées pour une analyse modale de la conversion comme ce qui a été fait analytiquement, puis être étendues à la conversion de signaux incohérents.

Au niveau expérimental, cette thèse s'est appuyée sur deux montages. Le premier, faisant l'objet du Chapitre 3, a permis d'évaluer les performances en détection ponctuelle par somme de fréquence dans un cristal d'OP-GaAs dans l'infrarouge moyen, plus particulièrement dans la bande III de transmission de l'atmosphère vers $10\text{ }\mu\text{m}$. La fenêtre de transparence de ce cristal ne permettant pas de convertir le signal d'intérêt dans le visible, nous nous sommes contentés d'effectuer la conversion vers la bande I, accessible avec des détecteurs APD InGaAs. La physique gouvernant cette conversion a été étudiée en détail, en particulier les propriétés de polarisation spécifiques à ce cristal ainsi que la conversion multimode temporelle sur les modes de la pompe. Les efficacités obtenues sont élevées pour ces longueurs d'ondes. Nous avons montré que les sensibilités obtenues expérimentalement, à température ambiante, sont du même ordre de grandeur que celles des détecteurs MCT refroidis cryogéniquement. Le montage utilisé n'étant pas entièrement optimisé, nous avons calculé que nous pouvons encore gagner simplement un ordre de grandeur en sensibilité de détection. De plus, les bandes passantes atteignables sont bien plus grandes que pour les détecteurs MCT. Ces résultats sont extrêmement prometteurs pour augmenter la sensibilité des systèmes de spectroscopie atmosphérique dans le moyen infrarouge.

La deuxième série d'expériences porte sur la conversion d'images à $1,5\text{ }\mu\text{m}$ vers le visible dans un cristal de PPLN. Les images sont converties en utilisant un laser de pompe impulsionnel pour obtenir les puissances crêtes nécessaires à de bonnes efficacités de conversion. Les résultats en efficacité obtenus sont en excellent accord avec la théorie. Dans notre système, deux processus de génération de photons parasites peuvent exister : la fluorescence paramétrique parasite et l'excitation Raman due aux fortes puissances de pompe. Les mesures effectuées ont montré que ces processus sont négligeables dans notre régime de fonctionnement de détection à crénelage temporel étroit. L'épaisseur des cristaux disponibles limite la résolution des images converties. Pour augmenter la définition des images converties, nous avons montré l'intérêt d'utiliser un laser de pompe avec un spectre de quelques nanomètres de large qui augmente les possibilités d'accord de phase. En accord avec le modèle numérique développé, des images avec 10 fois plus de modes spatiaux convertis par rapport à un laser de pompe à spectre fin ont été obtenues. Ces images sont compatibles avec les applications d'imagerie active, permettant l'identification de cibles à longue distance.

Toutefois, malgré le gain important en sensibilité et les nombreux avantages de cette technique, une caractéristique pouvant lui être reprochée dans le cadre de l'imagerie active à longue distance est la complexité apportée pour effectuer la détection. En effet, en plus du laser d'éclairement nous avons a priori besoin d'un second laser assez puissant pour la pompe ce qui peut être rédhibitoire pour des systèmes embarqués où la gestion de l'énergie et

l'encombrement sont des sujets critiques. Pour apporter des solutions à ce problème, nous avons écrit deux mémoires d'invention. Le premier concerne la gestion de l'énergie de la pompe. La pompe traversant le cristal sans être consommée, elle peut être recyclée en sortie de celui-ci pour venir à nouveau pomper le cristal mais en différents endroits, pour augmenter le nombre de modes convertis sans augmenter la puissance de pompe. Le deuxième consiste à utiliser le même laser pour gérer l'émission infrarouge et la pompe permettant la conversion de fréquence. Après l'émission de l'impulsion d'illumination, le laser se recharge le temps d'aller-retour de l'impulsion sur la cible puis émet l'impulsion pompe au moment où le signal revient. Ces deux mémoires d'invention apportent les arguments nécessaires pour transférer ce concept de détection vers des technologies embarquées.

Les suites pouvant être données à cette thèse sont nombreuses. Un système d'imagerie à 2 μm est d'un grand intérêt car les matrices de détection performantes à cette longueur sont difficiles à obtenir et sont très coûteuses. La mise au point d'un démonstrateur pour effectuer des images en extérieur permettra de comparer les sensibilités avec des détections directes dans divers environnements, en particulier en ce qui concerne le filtrage de la lumière parasite (rétrodiffusée, soleil, agression extérieure...). La fonction de crénelage temporel pouvant être très étroite, le développement d'un laser de pompe à impulsions inférieures à la nanoseconde permet d'effectuer de l'imagerie 3D extrêmement bien résolue. Pour des applications nécessitant des détections continues le pompage du cristal doit être continu. Pour atteindre les puissances nécessaires aux bonnes efficacités de conversion, le cristal doit être placé dans une cavité résonnante sur la pompe ce qui demande des développements particuliers.

Publications et communications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture

Demur R., Grisard A., Morvan L., Lallier E., Treps N. and Fabre C. High sensitivity narrowband wavelength mid-infrared detection at room temperature. *Optics letters*, **42**(10), 2006-2009 (2017).

Demur R., Garioud R., Grisard A., Lallier, E., Leviandier L., Morvan L., Treps N. and Fabre, C. Near-infrared to visible upconversion imaging using a broadband pump laser. *Optics Express*, **26**(10), 13252-13263 (2018).

Communications effectuées par le doctorant

Demur R., Grisard A., Lallier E., Leviandier L., Morvan L., Treps N. and Fabre C. Near-infrared to visible upconversion imaging for long range target detection. *Horizon de l'Optique*, 2016 (n°295), Bordeaux (France). **Poster.**

Demur R., Grisard A., Lallier E., Leviandier L., Morvan L., Treps N. and Fabre C. Apport de l'imagerie infrarouge par somme de fréquences pour la détection de cibles à longue distance. *JIONC*, 2017, Paris (France). **Présentation orale.**

Demur R., Grisard A., Lallier E., Morvan L., Treps N. and Fabre C. High sensitivity mid-infrared detection at room temperature by upconversion in orientation-patterned GaAs. *The European Conference on Lasers and Electro-Optics 2017* (p. CD_13_4), Munich (Allemagne). **Présentation orale.**

Demur R., Grisard A., Lallier E., Morvan L., Treps N. and Fabre C. Polarization effects in mid-infrared upconversion detection in orientation-patterned GaAs. *ICO-24*, 2017 (Tu1D-03), Tokyo (Japon). **Présentation orale.**

Demur R., Grisard A., Lallier E., Leviandier L., Morvan L., Treps N. and Fabre C. Near-infrared to visible upconversion for active imaging: experiments and simulations. *ICO-24*, 2017 (Tu1D-04), Tokyo (Japan). **Présentation orale.**

OSA/SPIE Student Paper Award.

Demur R., Grisard A., Lallier E., Morvan L., Treps N. and Fabre C. High sensitivity mid-infrared detection at room temperature by upconversion in orientation-patterned GaAs. *OPTRO 2018*, Paris (France). **Présentation orale.**

Demur R., Grisard A., Lallier E., Leviandier L., Morvan L., Treps N. and Fabre C. Near-infrared to visible upconversion for active imaging: experiments and simulations. *OPTRO 2018*, Paris (France). **Présentation orale.**

Demur R., Grisard A., Lallier E., Leviandier L., Morvan L., Treps N. and Fabre C. Increasing image resolution in near-infrared to visible upconversion detection for long range active imaging. Proc. SPIE 10677, Unconventional Optical Imaging, 1067703. *SPIE Photonics Europe 2018*, Strasbourg (France). **Présentation orale.**

Demur R., Grisard A., Lallier E., Leviandier L., Morvan L., Treps N. and Fabre C. Near-infrared to visible upconversion detection for active imaging using a broadband pump laser. *Conference on Lasers and Electro-Optics 2018* (p. SM4D.2), San Jose, California (USA). **Présentation orale.**

Demur R., Grisard A., Lallier E., Leviandier L., Morvan L., Treps N. and Fabre C. Imagerie infrarouge par conversion de fréquence améliorée pour des applications d'imagerie active. *Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique 2018*, Toulouse (France). **Présentation orale.**

Dépôt de mémoires d'invention

Demur R., Grisard A., Morvan L., Lallier E. Système de conversion de fréquence amélioré. 2017.

Lallier E., Demur R., Grisard A., Morvan L. Système LIDAR amélioré. 2017.

Bibliographie

- [1] C. Jauregui, J. Limpert, and A. Tünnermann, “High-power fibre lasers,” *Nature Photonics*, vol. 7, no. 11, p. 861, 2013.
- [2] F. D. Teodoro, M. Savage-Leuchs, and M. Norsen, “High-power pulsed fibre source at 1567 nm,” *Electronics Letters*, vol. 40, pp. 1525–1526, 2004.
- [3] L. Kotov, M. Likhachev, M. Bubnov, O. Medvedkov, D. Lipatov, A. Guryanov, K. Zaytsev, M. Jossent, and S. Février, “Millijoule pulse energy 100-nanosecond Er-doped fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 40, pp. 1189–1192, 2015.
- [4] M. Jiang and P. Tayebati, “Stable 10 ns, kilowatt peak-power pulse generation from a gain-switched tm-doped fiber laser,” *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 1797–1799, 2007.
- [5] N. Simakov, A. Hemming, S. Bennetts, and J. Haub, “Efficient, polarised, gain-switched operation of a tm-doped fibre laser,” *Opt. Express*, vol. 19, pp. 14949–14954, 2011.
- [6] Z. Li, S. U. Alam, Y. Jung, A. M. Heidt, and D. J. Richardson, “All-fiber, ultra-wideband tunable laser at 2 μm ,” *Opt. Lett.*, vol. 38, pp. 4739–4742, 2013.
- [7] F. Guty, A. Grisard, A. Joly, C. Larat, D. Papillon-Ruggeri, and E. Lallier, “Multi-kW peak power acousto-optically tunable thulium-doped fiber laser system,” *Opt. Express*, vol. 23, pp. 6754–6762, 2015.
- [8] J. Wueppen, S. Nyga, B. Jungbluth, and D. Hoffmann, “1.95 μm -pumped OP-GaAs optical parametric oscillator with 10.6 μm idler wavelength,” *Opt. Lett.*, vol. 41, pp. 4225–4228, 2016.
- [9] A. Hemming, J. Richards, A. Davidson, N. Carmody, S. Bennetts, N. Simakov, and J. Haub, “99 W mid-IR operation of a ZGP OPO at 25% duty cycle,” *Opt. Express*, vol. 21, pp. 10062–10069, 2013.

- [10] W. Zhou, D. Wu, R. McClintock, S. Slivken, and M. Razeghi, “High performance monolithic, broadly tunable mid-infrared quantum cascade lasers,” *Optica*, vol. 4, pp. 1228–1231, 2017.
- [11] L. F. Gillespie, “Apparent illuminance as a function of range in gated, laser night-viewing systems,” *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 56, pp. 883–887, 1966.
- [12] J.-L. Meyzonnette et J.-P. Goure, “Optronique: applications,” *Techniques de l’Ingénieur*, Réf. : E4001 V1, 2015.
- [13] F. Christnacher, D. Monnin, M. Laurenzis, Y. Lutz, and A. Matwyschuk, “Imagerie active: la maturité des systèmes ouvre de vastes perspectives,” *Photoniques*, no. 55, pp. 44–51, 2011.
- [14] F. Christnacher, S. Schertzer, N. Metzger, E. Bacher, M. Laurenzis, and R. Habermacher, “Influence of gating and of the gate shape on the penetration capacity of range-gated active imaging in scattering environments,” *Opt. Express*, vol. 23, pp. 32897–32908, 2015.
- [15] S. Lelièvre and D. Bonnier, “Introduction to active imaging,” *Obzerv Technologies*, 2011.
- [16] OBZERV, “Caméra de surveillance à crénelage spatial ARGC-750.” Data sheet, 2011.
- [17] C. S. Chun and F. A. Sadjadi, “Polarimetric laser radar target classification,” *Opt. Lett.*, vol. 30, pp. 1806–1808, 2005.
- [18] N. Vannier, F. Goudail, C. Plassart, M. Boffety, P. Feneyrou, L. Leviandier, F. Galland, and N. Bertaux, “Active polarimetric imager with near infrared laser illumination for adaptive contrast optimization,” *Appl. Opt.*, vol. 54, pp. 7622–7631, 2015.
- [19] E. Repasi, P. Lutzmann, O. Steinvall, M. Elmqvist, B. Göhler, and G. Anstett, “Advanced short-wavelength infrared range-gated imaging for ground applications in monostatic and bistatic configurations,” *Appl. Opt.*, vol. 48, pp. 5956–5969, 2009.
- [20] J.-M. Poyet, O. Meyer, and F. Christnacher, “Quantification of the atmospheric scintillation for laser illumination in active imaging,” *Opt. Lett.*, vol. 39, pp. 2592–2594, 2014.
- [21] M. Laurenzis, Y. Lutz, F. Christnacher, A. Matwyschuk, and J.-M. Poyet, “Homogeneous and speckle-free laser illumination for range-gated imaging and active polarimetry,” *Optical Engineering*, vol. 51, no. 6, p. 061302, 2012.
- [22] F. Gutty, A. Grisard, C. Larat, D. Papillon, M. Schwarz, B. Gerard, R. Ostendorf, M. Rattunde, J. Wagner, and E. Lallier, “140 W peak power laser system tunable in the LWIR,” *Opt. Express*, vol. 25, pp. 18897–18906, 2017.

- [23] H. Tholl, F. Münzhuber, J. Kunz, M. Raab, M. Rattunde, S. Hugger, F. Guty, A. Grisard, C. Larat, D. Papillon, M. Schwarz, E. Lallier, M. Kastek, T. Piatkowski, F. Brygo, C. Awanzino, F. Wilsenack, A. Lorenzen, “Active multispectral reflection fingerprinting of persistent chemical agents,” Proc. SPIE 10434, *Electro-Optical Remote Sensing XI*, 104340C, 2017.
- [24] Q. Clément, J.-M. Melkonian, J.-B. Dherbecourt, M. Raybaut, A. Grisard, E. Lallier, B. Gérard, B. Faure, G. Souhaité, and A. Godard, “Longwave infrared, single-frequency, tunable, pulsed optical parametric oscillator based on orientation-patterned GaAs for gas sensing,” *Opt. Lett.*, vol. 40, pp. 2676–2679, 2015.
- [25] E. Cadiou, D. Mammez, J.-B. Dherbecourt, G. Gorju, J. Pelon, J.-M. Melkonian, A. Godard, and M. Raybaut, “Atmospheric boundary layer CO₂ remote sensing with a direct detection lidar instrument based on a widely tunable optical parametric source,” *Opt. Lett.*, vol. 42, pp. 4044–4047, 2017.
- [26] M. E. Webber, M. Pushkarsky, and C. K. N. Patel, “Optical detection of chemical warfare agents and toxic industrial chemicals: Simulation,” *Journal of applied physics*, vol. 97, no. 11, p. 113101, 2005.
- [27] W. J. Smith, *Modern optical engineering*. Tata McGraw-Hill Education, 1966.
- [28] M. Bass, C. DeCusatis, J. Enoch, V. Lakshminarayanan, G. Li, C. Macdonald, V. Mahajan, and E. Van Stryland, *Handbook of Optics, Volume I: Geometrical and Physical Optics, Polarized Light, Components and Instruments (set)*. McGraw-Hill, Inc., 2009.
- [29] J. Donohue, “Introductory review of target discrimination criteria,” tech. rep., Dynamics Research Corp Wilmington MA, 1991.
- [30] A. Rogalski, “HgCdTe infrared detector material: history, status and outlook,” *Reports on Progress in Physics*, vol. 68, no. 10, p. 2267, 2005.
- [31] A. Rogalski, “Infrared detectors: an overview,” *Infrared Physics & Technology*, vol. 43, no. 3, pp. 187–210, 2002.
- [32] Excelitas, “C30659 series – 900/1060/1550/1550E. Si and InGaAs APD preamplifier modules.” Datasheet, 2017.
- [33] M. Nada, Y. Muramoto, H. Yokoyama, N. Shigekawa, T. Ishibashi, and S. Kodama, “Inverted InAlAs/InGaAs avalanche photodiode with low–high–low electric field profile,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 51, no. 2S, p. 02BG03, 2012.
- [34] T. Midavaine, “Imagerie à bas niveau de lumière-fondamentaux et perspectives,” *Techniques de l’Ingénieur*, Réf. : E6570 V1, 2012.

- [35] B. Fowler, P. Vu, C. Liu, S. Mims, H. Do, W. Li, and J. Appelbaum, "High performance CMOS image sensor for digitally fused day/night vision systems," *Proc. SPIE 7660, Infrared Technology and Applications XXXVI*, 76600O, 2010.
- [36] R. Barbier, *Du photon unique aux applications*. HDR, Université Claude Bernard Lyon 1, 2012.
- [37] J. Ma, S. Masoodian, D. A. Starkey, and E. R. Fossum, "Photon-number-resolving megapixel image sensor at room temperature without avalanche gain," *Optica* vol. 4, pp. 1474-1481, 2017.
- [38] J. Midwinter, "Image conversion from 1.6 μ to the visible in lithium niobate," *Applied Physics Letters*, vol. 12, no. 3, pp. 68–70, 1968.
- [39] J. Warner, "Photomultiplier detection of 10.6 μ m radiation using optical up-conversion in proustite," *Applied Physics Letters*, vol. 12, no. 6, pp. 222–224, 1968.
- [40] J. Warner, "Spatial resolution measurements in up-conversion from 10.6 μ m to the visible," *Applied Physics Letters*, vol. 13, no. 10, pp. 360–362, 1968.
- [41] D. Kleinman and G. Boyd, "Infrared detection by optical mixing," *Journal of Applied Physics*, vol. 40, no. 2, pp. 546–566, 1969.
- [42] G. D. Boyd, W. B. Gandrud, and E. Buehler, "Phase-matched up conversion of 10.6 μ m radiation in ZnGeP₂," *Applied Physics Letters*, vol. 18, no. 10, pp. 446–448, 1971.
- [43] S. Voronin, V. S. Solomatin, N. I. Cherepov, V. V. Shuvalov, V. V. Badikov, and O. N. Pivovarov, "Conversion of infrared radiation in an AgGaS₂ crystal," *Soviet Journal of Quantum Electronics*, vol. 5, no. 5, p. 597, 1975.
- [44] S. A. Andreev, I. N. Matveev, I. P. Nekrasov, S. M. Pshenichnikov, and N. P. Sopina, "Parametric conversion of infrared radiation in an AgGaS₂ crystal," *Soviet Journal of Quantum Electronics*, vol. 7, no. 3, p. 366, 1977.
- [45] W. Jantz and P. Koidl, "Efficient up-conversion of 10.6 μ m radiation into the green spectral range," *Applied Physics Letters*, vol. 31, no. 2, pp. 99–101, 1977.
- [46] A. Firester, "Image upconversion: part III," *Journal of Applied Physics*, vol. 41, no. 2, pp. 703–709, 1970.
- [47] R. A. Andrews, "IR image parametric up-conversion," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 6, no. 1, pp. 68–80, 1970.
- [48] A. F. Milton, "Upconversion—a systems view," *Applied optics*, vol. 11, no. 10, pp. 2311–2330, 1972.

- [49] M. M. Fejer, G. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer, "Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances," *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, vol. 28, no. 11, pp. 2631–2654, 1992.
- [50] M. A. Albota and F. N. Wong, "Efficient single-photon counting at 1.55 μm by means of frequency upconversion," *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 13, pp. 1449–1451, 2004.
- [51] H. Pan, E. Wu, H. Dong, and H. Zeng, "Single-photon frequency up-conversion with multimode pumping," *Phys. Rev. A*, vol. 77, p. 033815, 2008.
- [52] T.-H. Wong, J. Yu, Y. Bai, W. Johnson, S. Chen, M. Petros, and U. N. Singh, "Sensitive infrared signal detection by upconversion technique," *Optical Engineering*, vol. 53, no. 10, pp. 107102–107102, 2014.
- [53] J. S. Pelc, L. Ma, C. Phillips, Q. Zhang, C. Langrock, O. Slattery, X. Tang, and M. Fejer, "Long-wavelength-pumped upconversion single-photon detector at 1550 nm: performance and noise analysis," *Opt. Express*, vol. 19, no. 22, pp. 21445–21456, 2011.
- [54] J. Pelc, Q. Zhang, C. Phillips, L. Yu, Y. Yamamoto, and M. Fejer, "Cascaded frequency upconversion for high-speed single-photon detection at 1550 nm," *Opt. Lett.*, vol. 37, no. 4, pp. 476–478, 2012.
- [55] G.-L. Shentu, X.-X. Xia, Q.-C. Sun, J. S. Pelc, M. Fejer, Q. Zhang, and J.-W. Pan, "Upconversion detection near 2 μm at the single photon level," *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 23, pp. 4985–4987, 2013.
- [56] S.-K. Liao, H.-L. Yong, C. Liu, G.-L. Shentu, D.-D. Li, J. Lin, H. Dai, S.-Q. Zhao, B. Li, J.-Y. Guan, *et al.*, "Long-distance free-space quantum key distribution in daylight towards inter-satellite communication," *Nature Photonics*, vol. 11, no. 8, p. 509, 2017.
- [57] H. Kamada, M. Asobe, T. Honjo, H. Takesue, Y. Tokura, Y. Nishida, O. Tadanaga, and H. Miyazawa, "Efficient and low-noise single-photon detection in 1550 nm communication band by frequency upconversion in periodically poled LiNbO₃ waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 33, no. 7, pp. 639–641, 2008.
- [58] C. Pedersen, E. Karamehmedovic, J. S. Dam, and P. Tidemand-Lichtenberg, "Enhanced 2D-image upconversion using solid-state lasers," *Opt. Express*, vol. 17, no. 23, pp. 20885–20890, 2009.
- [59] J. S. Dam, P. Tidemand-Lichtenberg, and C. Pedersen, "Room-temperature mid-infrared single-photon spectral imaging," *Nature Photonics*, vol. 6, no. 11, pp. 788–793, 2012.
- [60] L. M. Kehlet, P. Tidemand-Lichtenberg, J. S. Dam, and C. Pedersen, "Infrared upconversion hyperspectral imaging," *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 6, pp. 938–941, 2015.

- [61] L. M. Kehlet, N. Sanders, P. Tidemand-Lichtenberg, J. S. Dam, and C. Pedersen, "Infrared hyperspectral upconversion imaging using spatial object translation," *Opt. Express*, vol. 23, no. 26, pp. 34023–34028, 2015.
- [62] S. Junaid, J. Tomko, M. P. Semtsiv, J. Kischkat, W. T. Masselink, C. Pedersen, and P. Tidemand-Lichtenberg, "Mid-infrared upconversion based hyperspectral imaging," *Opt. Express*, vol. 26, pp. 2203–2211, 2018.
- [63] H. Maestre, A. J. Torregrosa, and J. Capmany, "IR image upconversion under dual-wavelength laser illumination," *IEEE Photonics Journal*, vol. PP, no. 99, pp. 1–1, 2016.
- [64] A. Torregrosa, H. Maestre, and J. Capmany, "Intra-cavity upconversion to 631 nm of images illuminated by an eye-safe ASE source at 1550 nm," *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 22, pp. 5315–5318, 2015.
- [65] H. Maestre, A. J. Torregrosa, and J. Capmany, "IR image upconversion using band-limited ASE illumination fiber sources," *Opt. Express*, vol. 24, pp. 8581–8593, 2016.
- [66] L. Høgstedt, A. Fix, M. Wirth, C. Pedersen, and P. Tidemand-Lichtenberg, "Upconversion-based lidar measurements of atmospheric CO₂," *Opt. Express*, vol. 24, pp. 5152–5161, 2016.
- [67] H. Maestre, A. J. Torregrosa, C. R. Fernández-Pousa, and J. Capmany, "IR-to-visible image upconverter under nonlinear crystal thermal gradient operation," *Opt. Express*, vol. 26, pp. 1133–1144, 2018.
- [68] L. Meng, A. Fix, M. Wirth, L. Høgstedt, P. Tidemand-Lichtenberg, C. Pedersen, and P. J. Rodrigo, "Upconversion detector for range-resolved dial measurement of atmospheric CH₄," *Opt. Express*, vol. 26, pp. 3850–3860, 2018.
- [69] H. Xia, G. Shentu, M. Shangguan, X. Xia, X. Jia, C. Wang, J. Zhang, J. S. Pelc, M. Fejer, Q. Zhang, *et al.*, "Long-range micro-pulse aerosol lidar at 1.5 μm with an upconversion single-photon detector," *Opt. Lett.*, vol. 40, no. 7, pp. 1579–1582, 2015.
- [70] H. Xia, M. Shangguan, C. Wang, G. Shentu, J. Qiu, Q. Zhang, X. Dou, and J. Pan, "Micro-pulse upconversion doppler lidar for wind and visibility detection in the atmospheric boundary layer," *Opt. Lett.*, vol. 41, pp. 5218–5221, 2016.
- [71] S. Wolf, J. Kiessling, M. Kunz, G. Popko, K. Buse, and F. Kühnemann, "Upconversion-enabled array spectrometer for the mid-infrared, featuring kilohertz spectra acquisition rates," *Opt. Express*, vol. 25, pp. 14504–14515, 2017.
- [72] S. Wolf, T. Trendle, J. Kiessling, J. Herbst, K. Buse, and F. Kühnemann, "Self-gated mid-infrared short pulse upconversion detection for gas sensing," *Opt. Express*, vol. 25, pp. 24459–24468, 2017.

- [73] P. Tidemand-Lichtenberg, J. S. Dam, H. V. Andersen, L. Høgstedt, and C. Pedersen, “Mid-infrared upconversion spectroscopy,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 33, pp. D28–D35, 2016.
- [74] L. Pattelli, R. Savo, M. Burresi, and D. S. Wiersma, “Spatio-temporal visualization of light transport in complex photonic structures,” *Light: Science & Applications*, vol. 5, no. 5, p. e16090, 2016.
- [75] K. Nawata, T. Notake, H. Ishizuki, F. Qi, Y. Takida, S. Fan, S. Hayashi, T. Taira, and H. Minamide, “Effective terahertz-to-near-infrared photon conversion in slant-stripe-type periodically poled LiNbO₃,” *Applied Physics Letters*, vol. 104, no. 9, p. 091125, 2014.
- [76] M. J. Khan, J. C. Chen, Z.-L. Liao, and S. Kaushik, “Ultrasensitive, room temperature detection of THz radiation using nonlinear parametric conversion,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 17, no. 1, pp. 79–84, 2011.
- [77] Y. J. Ding and W. Shi, “Observation of THz to near-infrared parametric conversion in ZnGeP₂ crystal,” *Opt. Express*, vol. 14, no. 18, pp. 8311–8316, 2006.
- [78] H. Minamide, J. Zhang, R. Guo, K. Miyamoto, S. Ohno, and H. Ito, “High-sensitivity detection of terahertz waves using nonlinear up-conversion in an organic 4-dimethylamino-N-methyl-4-stilbazolium tosylate crystal,” *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 12, p. 121106, 2010.
- [79] P. F. Tekavec, V. G. Kozlov, I. McNee, Y.-S. Lee, and K. Vodopyanov, “Video rate imaging at 1.5 THz via frequency upconversion to the near-IR,” *Proc. SPIE 9467, Micro- and Nanotechnology Sensors, Systems, and Applications VII*, 94672F, 2015.
- [80] S. Fan, F. Qi, T. Notake, K. Nawata, Y. Takida, T. Matsukawa, and H. Minamide, “Diffraction-limited real-time terahertz imaging by optical frequency up-conversion in a DAST crystal,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 6, pp. 7611–7618, 2015.
- [81] M. Krenn, R. Fickler, M. Fink, J. Handsteiner, M. Malik, T. Scheidl, R. Ursin, and A. Zeilinger, “Communication with spatially modulated light through turbulent air across Vienna,” *New Journal of Physics*, vol. 16, no. 11, p. 113028, 2014.
- [82] G.-H. Shao, Z.-J. Wu, J.-H. Chen, F. Xu, and Y.-Q. Lu, “Nonlinear frequency conversion of fields with orbital angular momentum using quasi-phase-matching,” *Phys. Rev. A*, vol. 88, p. 063827, 2013.
- [83] Z.-Y. Zhou, Y. Li, D.-S. Ding, Y.-K. Jiang, W. Zhang, S. Shi, B.-S. Shi, and G.-C. Guo, “Generation of light with controllable spatial patterns via the sum frequency in quasi-phase matching crystals,” *Scientific Reports*, vol. 4, 2014.
- [84] F. Steinlechner, N. Hermosa, V. Pruneri, and J. P. Torres, “Frequency conversion of structured light,” *arXiv preprint arXiv:1506.07713*, 2015.

- [85] L. Lopez, N. Treps, B. Chalopin, C. Fabre, and A. Matre, “Quantum processing of images by continuous wave optical parametric amplification,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 100, p. 013604, 2008.
- [86] O. Pinel, P. Jian, R. M. de Araújo, J. Feng, B. Chalopin, C. Fabre, and N. Treps, “Generation and characterization of multimode quantum frequency combs,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 083601, 2012.
- [87] A. Eckstein, B. Brecht, and C. Silberhorn, “A quantum pulse gate based on spectrally engineered sum frequency generation,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 15, pp. 13770–13778, 2011.
- [88] V. A. Averchenko, V. Thiel, and N. Treps, “Nonlinear photon subtraction from a multimode quantum field,” *Physical Review A*, vol. 89, no. 6, p. 063808, 2014.
- [89] P. Darré, R. Baudoin, J.-T. Gomes, N. J. Scott, L. Delage, L. Grossard, J. Sturmann, C. Farrington, F. Reynaud, and T. A. T. Brummelaar, “First on-sky fringes with an up-conversion interferometer tested on a telescope array,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, p. 233902, Nov 2016.
- [90] J. S. Pelc, C. Langrock, Q. Zhang, and M. M. Fejer, “Influence of domain disorder on parametric noise in quasi-phase-matched quantum frequency converters,” *Opt. Lett.*, vol. 35, no. 16, pp. 2804–2806, 2010.
- [91] J. S. Pelc, *Frequency conversion of single photons: physics, devices, and applications*. PhD thesis, Stanford University, 2012.
- [92] A. Barh, P. Tidemand-Lichtenberg, and C. Pedersen, “Thermal noise in mid-infrared broadband upconversion detectors,” *Opt. Express*, vol. 26, pp. 3249–3259, 2018.
- [93] E. Lantz and F. Devaux, “Parametric amplification of images,” *Quantum and Semiclassical Optics: Journal of the European Optical Society Part B*, vol. 9, no. 2, p. 279, 1997.
- [94] S. Brustlein, E. Lantz, and F. Devaux, “Absolute radiance imaging using parametric image amplification,” *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 10, pp. 1278–1280, 2007.
- [95] P. M. Vaughan and R. Trebino, “Optical-parametric-amplification imaging of complex objects,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 9, pp. 8920–8929, 2011.
- [96] R. W. Boyd, *Nonlinear optics*. Academic press, 2003.
- [97] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier optics*. Roberts and Company Publishers, 2005.
- [98] B. Chalopin, *Optique quantique multimode: des images aux impulsions*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2009.

- [99] G. Grynberg, A. Aspect, and C. Fabre, *Introduction aux lasers et à l'optique quantique*. Collection Ellipses, 1997.
- [100] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*. Academic press, 2007.
- [101] J. M. Burzler, S. Hughes, and B. S. Wherrett, "Split-step fourier methods applied to model nonlinear refractive effects in optically thick media," *Applied Physics B*, vol. 62, pp. 389–397, 1996.
- [102] A. V. Smith, R. J. Gehr, and M. S. Bowers, "Numerical models of broad-bandwidth nanosecond optical parametric oscillators," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, pp. 609–619, 1999.
- [103] S. Balac, A. Fernandez, F. Mahé, F. Méhats, and R. Texier-Picard, "The interaction picture method for solving the generalized nonlinear schrödinger equation in optics," *ESAIM: Mathematical Modelling and Numerical Analysis*, vol. 50, no. 4, pp. 945–964, 2016.
- [104] J. Hult, "A fourth-order Runge–Kutta in the interaction picture method for simulating supercontinuum generation in optical fibers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 12, pp. 3770–3775, 2007.
- [105] C. K. N. Patel, "Optical harmonic generation in the infrared using a CO₂ laser," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 16, pp. 613–616, 1966.
- [106] A. Grisard, E. Lallier, and B. Gérard, "Quasi-phase-matched gallium arsenide for versatile mid-infrared frequency conversion," *Opt. Mater. Express*, vol. 2, pp. 1020–1025, 2012.
- [107] A. V. Smith, "SNLO nonlinear optics code," *Sandia National Laboratories, Albuquerque, NM*, vol. 87185, p. 1423, 2004.
- [108] T. Skauli, P. Kuo, K. Vodopyanov, T. Pinguet, O. Levi, L. Eyres, J. Harris, M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn, *et al.*, "Improved dispersion relations for GaAs and applications to nonlinear optics," *Journal of Applied Physics*, vol. 94, no. 10, pp. 6447–6455, 2003.
- [109] T. Skauli, K. L. Vodopyanov, T. J. Pinguet, A. Schober, O. Levi, L. A. Eyres, M. M. Fejer, J. S. Harris, B. Gerard, L. Becouarn, E. Lallier, and G. Arisholm, "Measurement of the nonlinear coefficient of orientation-patterned GaAs and demonstration of highly efficient second-harmonic generation," *Opt. Lett.*, vol. 27, pp. 628–630, 2002.
- [110] C. Kieleck, M. Eichhorn, A. Hirth, D. Faye, and E. Lallier, "High-efficiency 20–50 kHz mid-infrared orientation-patterned GaAs optical parametric oscillator pumped by a 2 μ m holmium laser," *Opt. Lett.*, vol. 34, pp. 262–264, 2009.
- [111] S. Guha, J. O. Barnes, and P. G. Schunemann, "Mid-wave infrared generation by difference frequency mixing of continuous wave lasers in orientation-patterned gallium phosphide," *Opt. Mater. Express*, vol. 5, pp. 2911–2923, 2015.

- [112] J. Pelc, G.-L. Shentu, Q. Zhang, M. Fejer, and J.-W. Pan, “Up-conversion of optical signals with multi-longitudinal-mode pump lasers,” *Physical Review A*, vol. 86, no. 3, p. 033827, 2012.
- [113] J. W. Goodman, *Statistical optics*. John Wiley & Sons, 2015.
- [114] D. H. Jundt, “Temperature-dependent sellmeier equation for the index of refraction, n_e , in congruent lithium niobate,” *Opt. Lett.*, vol. 22, pp. 1553–1555, 1997.
- [115] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, and A. Arie, “Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO_3 ,” *Applied Physics B*, vol. 91, no. 2, pp. 343–348, 2008.

Annexe 1 – Hamiltonien d'interaction avec pompe à spectre étroit

Le calcul du hamiltonien d'interaction non linéaire du cristal à quasi-accord de phase de longueur L n'est pas trivial. Cette annexe détail les calculs associés. Cet hamiltonien s'écrit très généralement en considérant des profils spatiaux et spectraux quelconques sur les trois ondes en interaction :

$$H = 2\varepsilon_0^2 d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} dz \int d\vec{\rho} \int d\omega_p \int d\omega_s \int d\omega_c E_p(\vec{\rho}, z) E_s(\vec{\rho}, z) E_c^*(\vec{\rho}, z) e^{+ik_{QPM}z} + c. c. \quad 0.1$$

En reprenant les notations du Chapitre 2 et en considérant la relation de conservation de l'énergie, on obtient :

$$H = 2\varepsilon_0^2 d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} dz \int d\vec{\rho} \int d\omega_p \int d\omega_s A_p(\vec{\rho}, z) A_s(\vec{\rho}, z) A_c^*(\vec{\rho}, z) e^{i(k_p(\omega_p) + k_s(\omega_s) - k_c(\omega_p + \omega_s) + k_{QPM})z} + c. c. \quad 0.2$$

En considérant les ondes monochromatiques et la condition d'accord de phase vérifiée, on a :

$$H = 2\varepsilon_0^2 d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} dz \int d\vec{\rho} A_p(\vec{\rho}, z) A_s(\vec{\rho}, z) A_c^*(\vec{\rho}, z) + c. c. \quad 0.3$$

On écrit les 3 champs en fonction de leur valeur au centre du cristal en utilisant le propagateur de Fresnel :

$$A_p(\vec{\rho}, z) = \frac{-ik_p}{2\pi z} \int d\vec{\rho}_1 A_p(\vec{\rho}_1, 0) e^{\frac{ik_p|\vec{\rho}-\vec{\rho}_1|^2}{2z}} \quad 0.4$$

$$A_s(\vec{\rho}, z) = \frac{-ik_s}{2\pi z} \int d\vec{\rho}_2 A_s(\vec{\rho}_2, 0) e^{\frac{ik_s|\vec{\rho}-\vec{\rho}_2|^2}{2z}} \quad 0.5$$

$$A_c(\vec{\rho}, z) = \frac{-ik_c}{2\pi z} \int d\vec{\rho}_3 A_c(\vec{\rho}_3, 0) e^{\frac{ik_c|\vec{\rho}-\vec{\rho}_3|^2}{2z}} \quad 0.6$$

Ce qui donne l'expression du Hamiltonien :

$$H = \frac{i\varepsilon_0^2 k_s k_p k_c}{4\pi^3} d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z^3} \int d\omega_p \int d\vec{\rho} \iiint d\vec{\rho}_1 d\vec{\rho}_2 d\vec{\rho}_3 A_p(\vec{\rho}_1) A_s(\vec{\rho}_2) A_c^*(\vec{\rho}_3) \quad 0.7$$

$$e^{\frac{ik_p|\vec{\rho}-\vec{\rho}_1|^2}{2z}} e^{\frac{ik_s|\vec{\rho}-\vec{\rho}_2|^2}{2z}} e^{\frac{-ik_c|\vec{\rho}-\vec{\rho}_3|^2}{2z}} + c. c.$$

En développant les termes d'exponentielles, on obtient :

$$H = \frac{i\varepsilon_0^2 k_s k_p k_c}{4\pi^3} d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z^3} \iiint d\vec{\rho}_1 d\vec{\rho}_2 d\vec{\rho}_3 A_p(\vec{\rho}_1) A_s(\vec{\rho}_2) A_c^*(\vec{\rho}_3) \quad 0.8$$

$$e^{\frac{i(k_p \vec{\rho}_1^2 + k_s \vec{\rho}_2^2 - k_c \vec{\rho}_3^2)}{2z}} \int d\vec{\rho} e^{\frac{-i\vec{\rho}(k_p \vec{\rho}_1 + k_s \vec{\rho}_2 - k_c \vec{\rho}_3)}{z}} + c. c.$$

L'intégrale sur $\vec{\rho}$ se simplifie pour donner $\left(\frac{\pi z}{2k_p}\right)^2 \delta\left(\vec{\rho}_1 - \frac{k_c \vec{\rho}_3 - k_s \vec{\rho}_2}{k_p}\right)$, on a alors :

$$H = \frac{i\varepsilon_0^2 k_s k_c}{16\pi k_p} d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z} \iint d\vec{\rho}_2 d\vec{\rho}_3 A_p\left(\frac{k_c \vec{\rho}_3 - k_s \vec{\rho}_2}{k_p}\right) A_s(\vec{\rho}_2) A_c^*(\vec{\rho}_3) e^{\frac{i\left(\frac{(k_c \vec{\rho}_3 - k_s \vec{\rho}_2)^2}{k_p} + k_s \vec{\rho}_2^2 - k_c \vec{\rho}_3^2\right)}{2z}} \quad 0.9$$

+ c. c.

Ce qui se simplifie en :

$$H = \frac{i\varepsilon_0^2 k_s k_c}{16\pi k_p} d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z} \iint d\vec{\rho}_2 d\vec{\rho}_3 A_p\left(\frac{k_c \vec{\rho}_3 - k_s \vec{\rho}_2}{k_p}\right) A_s(\vec{\rho}_2) A_c^*(\vec{\rho}_3) e^{\frac{ik_s k_c (\vec{\rho}_3 - \vec{\rho}_2)^2}{2k_p z}} \quad 0.10$$

+ c. c.

L'intégrale en z se calcule simplement après le changement de variable $u = 1/z$ et donne :

$$\int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z} e^{\frac{ik_s k_c (\vec{\rho}_3 - \vec{\rho}_2)^2}{2k_p z}} = 2i \left[\frac{\pi}{2} - \text{Sine} \left(\frac{k_s k_c}{k_p L} |\vec{\rho}_2 - \vec{\rho}_3|^2 \right) \right] \quad 0.11$$

où on a introduit la fonction sinus intégrale définie par : $\text{Sine}(x) = \int_0^x \frac{\sin u}{u} du$.

Introduisons le noyau de couplage spatial entre le champ converti et le champ signal $K(\vec{\rho}, \vec{\rho}')$:

$$H = 2\varepsilon_0^2 d_{eff} \iint d\vec{\rho} d\vec{\rho}' K(\vec{\rho}, \vec{\rho}') A_s(\vec{\rho}) A_c^*(\vec{\rho}') + c. c. \quad 0.12$$

Ce noyau est le produit du profil spatial de pompe avec un terme de diffraction sur la longueur du cristal :

$$K(\vec{\rho}, \vec{\rho}') = A_p \left(\frac{k_c \vec{\rho}' - k_s \vec{\rho}}{k_p} \right) \Delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}') \quad 0.13$$

et $\Delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}')$ est un terme de diffraction :

$$\Delta(\vec{\rho} - \vec{\rho}') = \frac{k_s k_c}{16\pi k_p} \left[\frac{\pi}{2} - \text{Sine} \left(\frac{|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|^2}{l_{coh}^2} \right) \right] \quad 0.14$$

$$\text{avec } l_{coh} = \sqrt{L \left(\frac{1}{k_s} - \frac{1}{k_c} \right)}.$$

Annexe 2 – Hamiltonien d'interaction avec élargissement spectral de la pompe

On peut écrire le hamiltonien d'interaction non linéaire du cristal à quasi-accord de phase de longueur L très généralement en considérant des profils spatiaux et spectraux quelconques sur les trois ondes en interaction.

$$H = 2\varepsilon_0^2 d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} dz \int d\vec{\rho} \int d\omega_p \int d\omega_s \int d\omega_c E_p(\vec{\rho}, z) E_s(\vec{\rho}, z) E_c^*(\vec{\rho}, z) e^{+ik_{QPM}z} + c. c. \quad 0.1$$

En reprenant les notations du Chapitre 2 et en considérant la relation de conservation de l'énergie, on obtient :

$$H = 2\varepsilon_0^2 d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} dz \int d\vec{\rho} \int d\omega_p \int d\omega_s A_p(\vec{\rho}, z) A_s(\vec{\rho}, z) A_c^*(\vec{\rho}, z) e^{i(k_p(\omega_p) + k_s(\omega_s) - k_c(\omega_p + \omega_s) + k_{QPM})z} + c. c. \quad 0.2$$

En supposant que l'amplitude des champs des 3 ondes est indépendante de l'élargissement spectral et en fixant le signal ω_s (élargissement spectral seulement sur la pompe et qui « s'imprime » sur le converti), on a :

$$H = 2\varepsilon_0^2 d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} dz \int d\omega_p \int d\vec{\rho} A_p(\vec{\rho}, z) A_s(\vec{\rho}, z) A_c^*(\vec{\rho}, z) e^{i\Delta k(\omega_p)z} + c. c. \quad 0.3$$

où $\Delta k(\omega_p) = k_p(\omega_p) + k_s - k_c(\omega_p) + k_{QPM}$.

En reprenant les développements utilisant le propagateur de Fresnel comme dans l'équation 2.23 :

$$H = \frac{i\varepsilon_0^2 k_s k_p k_c}{4\pi^3} d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z^3} \int d\omega_p \int d\vec{\rho} \iiint d\vec{\rho}_1 d\vec{\rho}_2 d\vec{\rho}_3 A_p(\vec{\rho}_1) A_s(\vec{\rho}_2) A_c^*(\vec{\rho}_3) \quad 0.4$$

$$e^{\frac{ik_p|\vec{\rho}-\vec{\rho}_1|^2}{2z}} e^{\frac{ik_s|\vec{\rho}-\vec{\rho}_2|^2}{2z}} e^{\frac{-ik_c|\vec{\rho}-\vec{\rho}_3|^2}{2z}} e^{i\Delta k(\omega_p)z} + c. c.$$

En développant les termes d'exponentielles et en supposant que les termes $e^{\frac{i(k_p\vec{\rho}_1^2+k_s\vec{\rho}_2^2-k_c\vec{\rho}_3^2)}{2z}}$ et $e^{\frac{-i\vec{\rho}(k_p\vec{\rho}_1+k_s\vec{\rho}_2-k_c\vec{\rho}_3)}{z}}$ ne dépendent pas de ω_p (élargissement spectral petit donc diffraction quasi identique pour tous les ω_p) :

$$H = \frac{i\varepsilon_0^2 k_s k_p k_c}{4\pi^3} d_{eff} \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z^3} \iiint d\vec{\rho}_1 d\vec{\rho}_2 d\vec{\rho}_3 A_p(\vec{\rho}_1) A_s(\vec{\rho}_2) A_c^*(\vec{\rho}_3) \quad 0.5$$

$$e^{\frac{i(k_p\vec{\rho}_1^2+k_s\vec{\rho}_2^2-k_c\vec{\rho}_3^2)}{2z}} \int d\vec{\rho} e^{\frac{-i\vec{\rho}(k_p\vec{\rho}_1+k_s\vec{\rho}_2-k_c\vec{\rho}_3)}{z}} \int_{\omega_p-\delta\omega_p/2}^{\omega_p+\delta\omega_p/2} d\omega_p e^{i\Delta k(\frac{\vec{\rho}^2}{z}+z)} + c. c.$$

En faisant un DL au premier ordre sur les vecteurs d'onde pompe ($k_p(\omega_p + \delta\omega_p) = k_p + \delta\omega_p k'_p$) et converti on a :

$$\Delta k(\omega_p) = \delta\omega_p(k'_p - k'_c) \quad 0.6$$

D'où

$$H = \frac{i\varepsilon_0^2 k_s k_p k_c}{8\pi^3} d_{eff} \delta\omega_p \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{dz}{z^3} \iiint d\vec{\rho}_1 d\vec{\rho}_2 d\vec{\rho}_3 A_p(\vec{\rho}_1) A_s(\vec{\rho}_2) A_c^*(\vec{\rho}_3) \quad 0.7$$

$$e^{\frac{i(k_p\vec{\rho}_1^2+k_s\vec{\rho}_2^2-k_c\vec{\rho}_3^2)}{2z}} \int d\vec{\rho} e^{\frac{-i\vec{\rho}(k_p\vec{\rho}_1+k_s\vec{\rho}_2-k_c\vec{\rho}_3)}{z}} \text{sinc}\left((k'_p - k'_c)\left(\frac{\vec{\rho}^2}{z}+z\right)\frac{\delta\omega_p}{2}\right) + c. c.$$

Cette intégrale sur $\vec{\rho}$ ne semble pas intégrable analytiquement. Si on néglige le terme $\Delta k \frac{\vec{\rho}^2}{z}$ on aboutit à une expression relativement simple sauf que ce terme correspond au désaccord de phase transverse qui n'est pas négligeable ! Le problème d'intégration vient de l'évaluation de l'accord de phase dans le cas non-colinéaire. On atteint ici les limites des calculs analytiques. L'intégration numérique des équations non linéaires permet de résoudre ce problème et fait l'objet de la fin du Chapitre 2.

Table des illustrations

Figure 1-1 : Courbe de transmission atmosphérique calculée avec le logiciel Hitran, à 10 km d'altitude et pour un trajet de 10 km.	18
Figure 1-2 : Les différentes classes de systèmes optroniques. (a) Les systèmes passifs. (b) Les systèmes actifs. (c) Les systèmes semi-actifs. (d) Les systèmes de point à point sur ligne de visée.....	19
Figure 1-3 : (a) Démonstrateur tomoscopique 1972, (b) Image infrarouge passive, (c) Même image, active. Image d'un AMX 30 (MBT) à 1100 m avec la signature d'un missile anti-char à 1000 m.	20
Figure 1-4 : Vue depuis les locaux de la SAT en 1977. (a) Image visible passive, (b) Image infrarouge passive, (c) Image active.	20
Figure 1-5 : Principe de l'imagerie active par crénelage temporel. (a) L'impulsion laser est émise. (b) L'objet réfléchit l'impulsion laser. (c) La caméra est ouverte le temps de la détection. (d) La caméra est refermée juste après le passage de l'impulsion.....	21
Figure 1-6 : Observation de véhicules à 500 m sous des chutes de neiges, avec un système d'imagerie active à 1,55 μm . (a) La détection est continue et le système est aveuglé par la rétrodiffusion sur la neige. (b) Le crénelage temporel est utilisé, faisant apparaître la scène d'intérêt à travers la neige [15].	22
Figure 1-7 : (a) Imagerie thermique d'un véhicule à 330 m. (b) Imagerie active à 1,55 μm de ce véhicule. L'identification d'un individu à l'intérieur de la voiture est alors possible [16].	23
Figure 1-8 : Spectre d'absorption de quelques molécules d'intérêt en sécurité [26].	24

Figure 1-9 : Schémas introduisant les notations pour les calculs de porté dans les 2 cas d'éclairéments. (a) la cible est plus large que le faisceau d'éclairément, (b) la cible est plus petite que le faisceau d'éclairément.	25
Figure 1-10 : Fonction de transfert de modulation (FTM) : contraste en fonction de la fréquence spatiale normalisée, pour un système sans aberrations avec une pupille circulaire de transmission uniforme en éclairément incohérent. La ligne solide représente FTM sinusoïdale et la ligne en tirets la FTM rectangulaire [27]......	27
Figure 1-11 : Définition des critères de Johnson. Le soldat est détecté, le char est reconnu et l'avion identifié.	28
Figure 1-12 : Réponse spectrale et détectivité de plusieurs détecteurs infrarouges disponibles commercialement et fonctionnant à la température indiquée. PC : détecteur photoconductif, PV : détecteur photovoltaïque, PE : détecteur photoémissif et PEM : détecteur photoélectromagnétique [30]......	31
Figure 1-13 : Détectivité des photodiodes InGaAs à température ambiante pour des longueurs d'ondes de coupure de 1,6 μm , 1,9 μm , 2,2 μm et 2,6 μm [31]......	32
Figure 1-14 : Réponses spectrales des APD (a) : Si, (b) : InGaAs [32]......	34
Figure 1-15 : Image MEB d'hybridation par bille d'indium [34].	36
Figure 1-16 : Courbe d'efficacité quantique d'un capteur CMOS Fairchild Imaging [35].	37
Figure 1-17 : Etalement de la tâche du faisceau converti lors de la conversion le long du cristal.	39
Figure 1-18 : Les différents schémas de conversion. (a) L'image de l'objet est formée à l'intérieur du cristal. (b) La conversion est effectuée dans un plan de Fourier de l'objet.	40
Figure 1-19 : Système de détection par somme de fréquence compact développé par l'équipe danoise [59]......	42
Figure 1-20 : Schéma du processus de fluorescence paramétrique créant un bruit de détection quand les photons créés se superposent spectralement avec le signal.	46
Figure 1-21 : Diagramme de diffusion Raman en régime Stokes et anti-Stokes.	47
Figure 1-22 : Densité de bruit de photons de diffusion Raman [91]......	47
Figure 2-1 : Notations utilisées pour le processus de somme de fréquence.....	54

Figure 2-2 : (a) Principe du quasi-accord de phase dans le cas de la génération de second harmonique. Courbe bleue : accord de phase parfait. Courbe rouge : désaccord de phase. Courbe verte : quasi-accord de phase. (b) Schéma vectoriel du quasi-accord de phase pour le doublage de fréquence.....	56
Figure 2-3 : Cristal à quasi-accord de phase. L'orientation des domaines est périodiquement inversée.....	56
Figure 2-4 : Allure de la fonction Δ définissant la longueur caractéristique de la conversion.	60
Figure 2-5 : (a) Terme de pompe 1D, $w_p = 330 \mu\text{m}$. (b) Terme de diffraction 1D, $l_{coh} = 36 \mu\text{m}$	63
Figure 2-6 : Noyau de couplage K représenté à une dimension avec les valeurs numériques de la section précédente.	63
Figure 2-7 : Valeurs des 50 plus grandes valeurs propres positives normalisées de la matrice de couplage paramétrique.....	64
Figure 2-8 : Profil transverse des 4 premiers modes propres de la somme de fréquence. Les courbes bleues représentent le profil transverse du faisceau pompe et les courbes rouges le profil des supermodes. (a) Premier supermode, $\Lambda_0 = 1$. (b) Deuxième supermode, $\Lambda_1 = 0,95$. (c) Troisième supermode, $\Lambda_2 = 0,90$. (d) Quatrième supermode, $\Lambda_3 = 0,86$	65
Figure 2-9 : (a) Condition d'accord de phase colinéaire vérifiée. (b) Désaccord de phase non-colinéaire. (c) Condition d'accord de phase non-colinéaire vérifiée en changeant la longueur d'onde de la pompe.	66
Figure 2-10 : Acceptance angulaire de la conversion pour différentes longueurs d'ondes de pompe : courbe rouge 1063 nm, courbe verte 1063,36 nm, courbe bleue 1063,72 nm dans un cristal de PPLN de $L = 2 \text{ cm}$ de long et une longueur d'onde signal de 1563 nm.	67
Figure 2-11 : Variation des indices optiques des ondes pompe (a) et convertie (b) en fonction des longueurs d'ondes.	67
Figure 2-12 : Evolution de l'angle externe converti en fonction du décalage spectral de la pompe.....	68
Figure 2-13 : Matrice de couplage de la conversion entre la longueur d'onde de pompe et l'angle du signal incident sur le cristal.....	69
Figure 2-14 : Description d'un faisceau gaussien.	71
Figure 2-15 : Nombre de modes en fonction de l'élargissement spectral de la pompe, pour différents rayons de faisceau pompe.	72

Figure 2-16 : Illustration de la méthode de « split-step » Fourier centrée.	74
Figure 2-17 : Convergence de l'algorithme « split-step » RK4.	76
Figure 2-18 : Convergence de l'algorithme RK4IP.	77
Figure 2-19 : Elargissement spectral du signal converti et du signal rétroconverti pour deux fréquences de pompe.	78
Figure 2-20 : Relation de dispersion. Courbe noire : relation exacte. Courbe bleue : approximation parabolique dans la direction z. Courbe rouge : approximation parabolique selon la direction définie par l'angle θ_0 (cet angle a été exagéré à des fins de lisibilité des courbes).	79
Figure 2-21 : Erreur induite par l'approximation parabolique paraxiale sur la propagation d'un faisceau gaussien en bleu et par l'approximation parabolique non paraxiale pour différentes directions de propagation.	80
Figure 2-22 : Erreur induite par l'approximation paraxiale sur l'image convertie.	81
Figure 2-23 : Schéma optique utilisé dans les simulations et correspondant aux expériences du Chapitre 4.	82
Figure 2-24 : Images obtenues par simulations. (a) à (c) $\Delta\lambda p = 0$ nm, (d) à (f) $\Delta\lambda p = 0,72$ nm, (g) à (i) $\Delta\lambda p = 1,44$ nm, (j) à (l) $\Delta\lambda p = 3,24$ nm, (m) à (o) $\Delta\lambda p = 4,68$ nm. (a), (d), (g), (j), (m) champ objet uniforme et pompe étroite. (b), (e), (h), (k), (n) objet mire USAF 1951 et pompe étroite. (c), (f), (i), (l), (o) objet mire USAF 1951 et spectre de pompe continu de 0 à $\Delta\lambda p$	83
Figure 2-25 : Efficacité de conversion maximale de l'image, pour un éclairage uniforme en fonction de la puissance de pompe pour différents accords de phase non-colinéaires.	84
Figure 2-26 : (a) Efficacité de conversion normalisée par le maximum de chaque courbe. (b) Efficacité de conversion absolue pour différentes densités spectrales de puissance. Le spectre de pompe utilisé s'étend de -1,08 nm à 4,68 nm autour de la condition d'accord de phase colinéaire.	85
Figure 2-27 : Efficacité de conversion en fonction de la fréquence spatiale d'un signal sinusoïdal.	86
Figure 2-28 : FTM sinusoïdale en trait plein et rectangulaire en tirets, pour un cristal de 1,5 mm de côté.	87
Figure 2-29 : Influence de l'épaisseur du cristal sur la FTM sinusoïdale.	87

Figure 3-1 : Spectre de transmission du GaAs [107].	92
Figure 3-2 : Propagation des champs dans l'OP-GaAs. (a) Définition des notations. (b) et (c) deux représentations des axes dans le cas particulier où les ondes se propagent le long de l'axe 110.	94
Figure 3-3 : (a) Schéma de l'expérience de somme de fréquence dans d'OP-GaAs, (b) Photographie de l'expérience correspondante.	95
Figure 3-4 : (a) Puissance de sortie de l'amplificateur en fonction du courant de la diode de pompe. (b) Spectre de la pompe pour différentes valeurs d'intensité de diode de pompe de l'amplificateur.	97
Figure 3-5 : Diffraction des faisceaux pompe (bleu) et signal (rouge) à l'intérieur du cristal.	98
Figure 3-6 : Acceptance en température de la conversion dans le cristal d'OP-GaAs. (a) Influence de la puissance de pompe sur la température à appliquer au cristal. Rouge : basse puissance de pompe. Bleu : haute puissance de pompe (b) Vert : courbe théorique de l'acceptance en température avec la longueur physique du cristal. Bleu : ajustement de la courbe d'acceptance à partir des équations 2.40 et 3.1.	98
Figure 3-7 : Vue au microscope optique du cristal d'OP-GaAs. Les traits obliques sont des rayures sur la face du cristal.	99
Figure 3-8 : Coefficient non-linéaire effectif en fonction des polarisations de la pompe et du signal.	100
Figure 3-9 : Coefficient non-linéaire effectif en fonction de la polarisation du signal et une pompe non polarisée. La courbe théorique a été tracée à partir de l'équation 3.7.	101
Figure 3-10 : Courbes rouges : pompe non polarisée, courbes bleues : signal converti correspondant. (a) Conversion à basse puissance pompe, (b) Conversion à haute puissance de pompe. (c) et (d) Zooms correspondants à respectivement (a) et (b).	102
Figure 3-11 : Allure temporelle des impulsions pompe (rouge) et convertie (bleu) mesurées avec des détecteurs de bandes passantes limitées.	103
Figure 3-12 : Spectre de pompe en bleu et acceptance spectrale de la conversion en rouge.	104
Figure 3-13 : Efficacité de conversion théorique pour des pompes ondes planes monomode, multimode polarisé et multimode non polarisé.	105
Figure 3-14 : Efficacité de conversion en fonction de la puissance de pompe. La courbe verte représente l'efficacité de conversion théorique pour des ondes planes infinies dans un cristal de 22 mm, la rouge pour un cristal de 18 mm, la magenta pour un cristal de 18 mm et pour	

des faisceaux gaussiens, la bleue est la courbe magenta corrigée des calculs de conversion multimode.....	106
Figure 3-15 : Réponse du détecteur en fonction de la puissance signal incidente pour différentes puissances de pompe.....	108
Figure 4-1 : Spectre de transmission du 5% Mg:LN [107].....	112
Figure 4-2 : Schéma bloc du dispositif expérimental.....	113
Figure 4-3 : Transmission théorique totale des filtres optiques.	116
Figure 4-4 : Photographie du montage d'imagerie.....	117
Figure 4-5 : Photographie du laser pompe avec isolateur.	118
Figure 4-6 : Acceptance en température du cristal de PPLN avec la courbe théorique.	118
Figure 4-7 : Profil temporel de la pompe (bleu), du signal (rouge) et du signal converti (vert) pour des puissances crêtes de pompe de (a) 300 W et (b) 3 kW.....	119
Figure 4-8 : Efficacité de conversion du faisceau signal monomode gaussien, superposée à la courbe des simulations (Figure 2-25) et corrigée de la théorie multimode (Equation 3.13)..	119
Figure 4-9 : Image convertie en éclaircissement uniforme et une température de cristal de 97,2°C.	120
Figure 4-10 : Images converties en éclaircissement uniforme pour différentes températures du cristal. (a) 96°C, (b) 94°C, (c) 92°C et (d) 90°C.....	121
Figure 4-11 : Profil transverse de l'intensité lumineuse des anneaux convertis pour différentes température du cristal. De l'extérieur au centre : 90°C, 92°C, 94°C, 96°C, 97,5°C et 98,5°C.	121
Figure 4-12 : Quelques images de mire. (a) 0,5 lp/mm, (b) 1,41 lp/mm, (c) 2 lp/mm et (d) 3,17 lp/mm.....	122
Figure 4-13 : (a) FTM et (b) efficacité de conversion relative en fonction de la fréquence spatiale de la mire, pour des éléments verticaux et horizontaux.....	123
Figure 4-14 : Images de photons parasites générés par la pompe. (a) Basse puissance pompe (1 kW crête). (b) Haute puissance pompe (5 kW crête).....	124
Figure 4-15 : Photoélectrons parasites mesurés en fonction de la puissance crête de pompe et ajustement par une courbe quadratique.	125

Figure 4-16 : Photoélectrons parasites en présence de pompe et transmission théorique des filtres optiques. La longueur d'onde des photons convertis est calculée à partir de la condition d'accord de phase.	126
Figure 4-17 : Schéma du laser à spectre large.....	127
Figure 4-18 : Photographie du laser à spectre large	128
Figure 4-19 : Puissance moyenne du laser en fonction de la puissance de la diode de pompe.	129
Figure 4-20 : Exemple de spectre obtenu (a) en échelle linéaire et (b) en échelle logarithmique.	129
Figure 4-21 : (a) Spectre de pompe utilisé pour la mesure d'acceptance en température. (b) Acceptance en température et courbe théorique à partir du spectre (a).....	130
Figure 4-22 : Images expérimentales (a), (b) et (c) obtenues avec le spectre (e) de 0,5 nm de large.....	131
Figure 4-23 : Images expérimentales (a), (b), (c) et (d) obtenues avec le spectre (e) de 1 nm de large.....	132
Figure 4-24 : Images expérimentales (a), (b), (c) et (d) obtenues avec le spectre (e) de 2,7 nm de large.	133
Figure 4-25 : Acceptance angulaire de la conversion en fonction de l'élargissement spectral de la pompe. La courbe bleue est la courbe théorique de la Figure 2-12.....	134
Figure 4-26 : Fonction de Transfert de Modulation (FTM) verticale et horizontale du système de conversion avec la pompe au spectre large.	134
Figure 4-27 : Comparaison entre les images simulées, colonne de gauche et les images expérimentales, colonne de droite pour les différents spectres de pompe (les polices de caractères des mires d'expériences et de simulations sont légèrement différentes).	136
Figure 4-28 : Montage d'imagerie par somme de fréquence d'objets diffusants.....	137
Figure 4-29 : Imagerie active de l'objet (a). (b) et (c) observées à la caméra InGaAs, (d) et (e) avec le système de somme de fréquence. (b) et (d) l'objet est statique, (c) et (e) l'objet vibre et les caméras intègrent sur plusieurs dizaines de millisecondes.	138
Figure 4-30 : Images de la Renault 4CV miniature. (a) Photographie visible. (b), (c) et (d) images actives avec le système de somme de fréquence. (b) la voiture est statique. (c) et (d) la voiture vibre.	139

Table des tableaux

Tableau 1-1 : Limites d'émission laser à sécurité oculaire pour nos régimes d'intérêts.	26
Tableau 1-2 : Portées maximales théoriques de détection, reconnaissance et identification de deux types d'objets pour différents systèmes optiques à 1,5 μm limités par la diffraction.	28
Tableau 1-3 : Tableau comparatif des APD Excelitas Si et InGaAs sans électronique.	33
Tableau 1-4 : Tableau comparatif des APD Excelitas Si et InGaAs avec préamplificateur. ...	33
Tableau 1-5 : Limites de résolutions calculées par Andrews [47].	40
Tableau 2-1 : Nombre de pixels obtenus dans une direction pour différentes largeurs spectrales de pompe.	88
Tableau 3-1 : Paramètres pour calculer l'indice de réfraction du GaAs.	92
Tableau 3-2 : Comparaison de détecteurs MCT habituellement utilisés avec nos résultats en somme de fréquence.	107
Tableau 4-1 : Paramètres pour calculer l'indice de réfraction du 5% Mg:LN [114, 115].	112
Tableau 4-2 : Transmission totale des filtres optiques en sortie de la conversion.	115
Tableau 4-3 : Comparaison des sensibilités de détection en imagerie.	126
Tableau 4-4 : Nombre de pixels obtenus pour différentes largeurs spectrales de pompe.	135

Résumé :

Les applications de détection infrarouge active sont très nombreuses en particulier dans le domaine de la défense et la sécurité. On peut citer par exemple l'imagerie active proche infrarouge pour la détection et l'identification de cibles ou la spectroscopie à distance dans l'infrarouge moyen. Cependant ces systèmes sont actuellement peu utilisés en pratique à cause de leur portée limitée. Un moyen d'augmenter cette portée est d'améliorer la sensibilité des détecteurs. En effet, les détecteurs infrarouges souffrent de limitations physiques et technologiques et possèdent des bruits bien plus élevés que leurs équivalents dans le visible dont les performances approchent la détection de photon unique. L'idée principale de cette thèse est d'utiliser les outils expérimentaux de l'optique non linéaire pour effectuer une conversion de fréquence du signal infrarouge à détecter vers de plus basses longueurs d'ondes et ainsi bénéficier des performances des détecteurs fonctionnant à ces longueurs d'ondes. Les développements récents en cristaux et en lasers de pompe donnent un intérêt nouveau à ces techniques pour certains cas applicatifs particuliers, identifiés au cours de cette thèse. En particulier, l'étude détaillée de la conversion multimode à la fois temporelle et spatiale, a permis de proposer une méthode simple et originale pour dépasser l'état de l'art en terme de nombre d'éléments résolus convertis. Pour quantifier précisément les avantages de ces conversions, une étude théorique et numérique de la conversion multimode a été menée et deux séries d'expériences ont été conduites. La première concerne la détection ponctuelle de signaux moyen-infrarouge pour des applications de spectroscopie par conversion dans un cristal de GaAs à orientation périodique. La deuxième concerne la détection de cibles par imagerie active dans le proche infrarouge par conversion dans un cristal de PPLN (*Periodically Poled Lithium Niobate*) vers une caméra CMOS. Les performances en sensibilité obtenues sont dans les deux expériences meilleures d'un ordre de grandeur que les détections directes avec les détecteurs habituellement utilisés pour ces longueurs d'ondes.

Mots clés : [Détection infrarouge, imagerie active, optique non-linéaire, somme de fréquence]

Upconversion detection for long range active imaging in the infrared

Abstract :

There is a wide range of applications in active infrared detection technologies in defense and security. For instance, active imaging in the near infrared for target detection and identification or remote spectroscopy in the mid-infrared are some of them. However, the limited range available by these systems limits their developments. Increasing sensors sensitivity is a key milestone to improve this range. Indeed, noise in infrared detectors is much higher than for visible detectors due to some physical and technological issues. The key idea of this manuscript is to use nonlinear optical technologies to convert the infrared signal to detect into the visible spectrum and use all the benefits of silicon based sensors. Recent advances in optical crystals and in pump laser regimes bring renewed interest to upconversion detection for some specific application cases identified in this thesis. A novel and easy method to improve the number of converted modes has been proposed after a careful study of multimode conversion both temporally and spatially. In order to give figures on detection improvement using upconversion, we conducted a theoretical and numerical study of the multimode conversion as well as two sets of experiments. The first one, using conversion in an orientation patterned GaAs crystal and a monodetector addresses mid-infrared spectroscopy applications. The second one addresses active imaging applications for target recognition and identification in the near-infrared. By using a PPLN (*Periodically Poled Lithium Niobate*) crystal, the near-infrared image is detected on a low noise CMOS camera. A key milestone of this work is the sensitivity improvement of such a detection. Sensitivities obtained in each experiment are one order of magnitude better than with direct detection using common infrared sensors.

Keywords : [Infrared detection, active imaging, non-linear optics, upconversion]