



HAL
open science

Sources paramétriques optiques et applications

Antoine Godard

► **To cite this version:**

Antoine Godard. Sources paramétriques optiques et applications. Optique [physics.optics]. Université Paris-Sud, 2016. tel-01271904

HAL Id: tel-01271904

<https://theses.hal.science/tel-01271904>

Submitted on 9 Feb 2016

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.



École Doctorale Ondes et Matière
HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES DE L'UNIVERSITÉ
PARIS-SUD XI
Spécialité : Physique

par

Antoine GODARD

Sources paramétriques optiques et applications

soutenue le 1^{er} février 2016 devant le jury composé de :

MM.	François BALEMBOIS	Professeur des Universités	Examineur
	Benoît BOULANGER	Professeur des Universités	Examineur
	Fabien BRETENAKER	Directeur de Recherche CNRS	Président du jury
	Weidong CHEN	Professeur des Universités	Rapporteur
	François HACHE	Directeur de Recherche CNRS	Rapporteur
	Michel LEFEBVRE	Directeur de Recherche ONERA	Examineur
	Giuseppe LEO	Professeur des Universités	Rapporteur

À Evelin, Léopold, Élinor et Annika

Table des matières

Table des matières	v
Introduction	1
Avant la thèse	1
Pendant le Service National et la thèse	1
Après la thèse	2
Organisation du document	5
1 OPO à filtrage spectral par effet Vernier	7
1.1 Contexte	7
1.2 Généralités sur les OPO	10
1.3 Affinement spectral des OPO nanoseconde	13
1.3.1 OPO en fonctionnement libre	13
1.3.2 OPO à affinement spectral par filtrage intra-cavité des pertes	13
1.3.3 OPO à affinement spectral par injection	15
1.4 Principe de l’affinement spectral par effet Vernier	16
1.5 Les différentes architectures	19
1.5.1 DRO à filtrage spectral par effet Vernier de premières générations	19
1.5.2 DRO à cavités imbriquées avec retour de pompe adapté	22
1.5.3 DRO à cavités imbriquées avec retour de pompe achromatique (NesCOPO)	23
1.6 Applications	26
1.6.1 Diagnostic optique pour l’aérodynamique et la combustion	26
1.6.2 Analyse de gaz locale	26
1.6.3 Détection de gaz à courte–moyenne portée	28
1.6.4 Lidar longue portée	29
1.7 Études en cours et perspectives	32
2 Autres études et développements de sources paramétriques nanoseconde	35
2.1 Contexte	35
2.2 Nouveau formalisme de <i>rate equation</i>	36
2.3 OPO à résonance croisée	40
2.4 OPO avec OPA intra-cavité	43
2.4.1 Étude théorique et numérique	45
2.4.2 Étude expérimentale de l’OPO–OPA à base de cristaux de KTA	48
2.4.3 OPO–OPA à base de PPLN bifonctionnel	50
2.5 Durée optimale d’impulsion pour le pompage d’un OPO	53

2.5.1	Durée optimale pour minimiser l'énergie de seuil	54
2.5.2	Durée optimale pour maximiser l'efficacité de conversion	57
2.6	Conclusion et perspectives	59
3	Sources paramétriques infrarouges à base de semi-conducteurs	61
3.1	Contexte	61
3.2	Techniques de quasi-accord de phase dans les semi-conducteurs isotropes	62
3.2.1	Empilement et collage de lames orientées périodiquement	62
3.2.2	Croissance par épitaxie de structures à motifs de quasi-accord de phase	65
3.2.3	Quasi-accord de phase en cavité	68
3.3	Quasi-accord de phase de Fresnel	69
3.3.1	Principe et modèle en rayons	69
3.3.2	Approche en ondes planes	74
3.3.3	Approche guide d'onde et application au quasi-accord de phase par biréfringence de Fresnel	77
3.4	NesCOPO OP-GaAs pour la détection de gaz en bande III	83
3.4.1	Contexte	83
3.4.2	Source NesCOPO OP-GaAs pompée par microlaser Tm:YAP	84
3.4.3	Détection de vapeur d'ammoniac à courte portée	87
3.5	Matériaux pour l'infrarouge à accord de phase par biréfringence	90
3.6	Conclusion et perspectives	91
4	Sources et fonctions optiques non linéaires ultra-rapides	93
4.1	Introduction	93
4.2	OPO à verrouillage de modes exploitant la différence de vitesses de groupe	94
4.2.1	Principe	94
4.2.2	Analyse théorique : ordre de grandeur de la durée d'impulsion	94
4.2.3	Modélisation numérique : cas du pompage synchrone	96
4.2.4	Modélisation numérique : pompage continu	97
4.2.5	OPO à balayage de la pompe avec structure à lumière lente	98
4.2.6	Conclusion	100
4.3	Miroir non linéaire	100
4.3.1	Introduction	100
4.3.2	Principe du miroir non linéaire d'ordre deux	101
4.3.3	Laser Cr ²⁺ :ZnSe à verrouillage de modes	102
4.3.4	Modélisation	102
4.3.5	Réalisation expérimentale	104
4.3.6	Conclusion	109
4.4	OPO picoseconde à pompage synchrone	109
4.4.1	Contexte	109
4.4.2	Affinement spectral par réseau de diffraction et analyse de la tolérance de synchronisation	111
4.4.3	OPO ZnGeP ₂ à pompage synchrone	114
4.4.4	Utilisation de cristaux à quasi-accord de phase aperiodique: vers un OPO rapidement accordable	116
4.5	Conclusion	120
5	Étude des corrélations de photons par absorption à deux photons	121

5.1	Contexte	121
5.2	Interférométrie par comptage à deux photons et application à la mesure de l'effet de <i>photon bunching</i> du rayonnement d'un corps noir	122
5.2.1	Introduction	122
5.2.2	Dispositif expérimental et caractérisations préliminaires	126
5.2.3	Résultats et discussion	127
5.3	Correlation du second ordre de photons issus d'un générateur paramétrique optique	129
5.3.1	Contexte	129
5.3.2	Analyse préliminaire des effets escomptés	131
5.3.3	Dispositif expérimental et résultats	133
5.3.4	Discussion	138
5.4	Conclusion et perspectives	144
	Conclusion et perspectives	145
	Annexes	147
A	Publications et communications	149
A.1	Publications dans des revues à comité de lecture	149
A.2	Ouvrages et revues grand public	151
A.3	Brevets	152
A.4	Conférences invitées dans des congrès nationaux et internationaux	152
A.5	Communications orales et posters dans des congrès nationaux et internationaux	154
A.6	Thèse de troisième cycle	163
B	Curriculum Vitæ	165
B.1	Titres universitaires	165
B.2	Parcours	165
B.3	Enseignements	166
B.4	Activités liées à l'administration	166
B.5	Activités liées à la recherche	166
B.5.1	Comités et expertise	166
B.5.2	Collaboration et participation à des projets	167
B.5.3	Actions de valorisation	168
B.5.4	Administration liée à la recherche	168
B.6	Encadrement	169
B.6.1	Stages de fin d'études et de master	169
B.6.2	Encadrement de thèses	170
B.6.3	Participation aux jurys de thèses	171
	Bibliographie	173

Introduction

Ce document reprend les activités de recherche que j'ai menées à l'ONERA. Le fil directeur de ces travaux est la compréhension et la mise en œuvre d'effets d'optique non linéaire pour la réalisation de sources et de fonctions optiques ayant principalement vocation à être intégrées dans des instruments de métrologie optique. Les applications visées concernent plus particulièrement la détection et l'analyse de gaz par des mesures locales ou à distance.

Pour mener à bien ces activités, ma démarche est et a été de mener de front des développements théoriques et numériques approfondis, d'une part, et des études expérimentales et des développements technologiques poussés, d'autre part. Cette double approche, qui est un des crédos de l'équipe de recherche, m'a généralement permis de proposer des solutions originales reliées aux contraintes spécifiques de mise en œuvre de ces instruments hors du laboratoire.

Avant la thèse

Mon activité de recherche à l'ONERA a débuté en 1997 dans le contexte de la formation par l'apprentissage (CFA) de l'École Supérieure d'Optique (actuellement Institut d'Optique *Graduate School*) que j'ai effectuée sous l'encadrement de Michel Lefebvre au sein de l'unité Diagnostics Optiques et Plasma (DOP) du Département Mesures Physiques (DMPH). Le thème central de mes activités était la réalisation d'un oscillateur paramétrique optique (OPO) impulsif, monomode et accordable sur le spectre visible dédié aux applications de diagnostics optiques par diffusion Raman anti-Stokes cohérente (DRASC) en soufflerie. L'architecture de cet OPO reposait sur le concept novateur du filtrage de modes par effet Vernier dans une cavité doublement résonnante.

L'équipe impliquée dans ces thématiques était alors constituée de Michel Lefebvre, Bruno Scherrer, doctorant à l'unité DOP (1994–1998), et moi-même. À la fin de ma période d'apprentissage, en 1998, l'arrivée d'Emmanuel Rosencher à l'ONERA, en tant que responsable de l'unité DOP, a permis le renforcement de ces activités par son concours direct dans les développements de modèles théoriques associés aux OPO et par le lancement de nouvelles thématiques de recherche connexes, en particulier le développement de sources paramétriques optiques infrarouges à base de matériaux semi-conducteurs.

Ces activités menées pendant ma formation par l'apprentissage ont joué un rôle clé dans ma carrière de chercheur et correspondent réellement à son démarrage, matérialisé par la publication des premiers articles scientifiques auxquels je suis associé (publications P41 et P42).

Pendant le Service National et la thèse

Fin 1998, j'ai temporairement quitté l'ONERA pour une période de quatre ans et demi durant laquelle j'ai effectué mon Service National en tant que scientifique du contingent au CEA Saclay et ma thèse de

troisième cycle au sein du Laboratoire Charles Fabry à l'Institut d'Optique.

Mon Service National, réalisé durant l'année 1999 dans l'équipe alors animée par Alain Petit, avait pour contexte le projet SILVA dédié à l'enrichissement de l'uranium par séparation isotopique par laser. J'y ai eu l'opportunité de réaliser en parallèle des expériences de spectroscopie haute résolution et de photo-ionisation induite par laser et des études théoriques et numériques de la propagation de faisceaux laser dans des vapeurs atomiques pour la séparation isotopique par laser. Cette expérience m'a permis de conforter ma double vocation pour les recherches à la fois théoriques et expérimentales.

De 2000 à 2003, j'ai ensuite effectué ma thèse de troisième cycle au Laboratoire Charles Fabry dans le groupe de recherche « Matériaux Non Linéaires et Applications » (MANOLIA) dirigé alors par Gérald Roosen. Ce travail de thèse, réalisé sous la direction de Gilles Pauliat, a été effectué dans le cadre d'une convention CIFRE avec la société Photonetics (devenue NetTest en cours de thèse¹). La motivation initiale du sujet de thèse était d'accompagner le transfert technologique du principe du filtrage auto-organisable intra-cavité, découvert à l'Institut d'Optique, permettant de stabiliser le fonctionnement mono-fréquence des sources laser à semi-conducteur. Le titre du manuscrit était « Stabilisation d'une diode laser accordable par filtrage auto-organisable ». Le travail de thèse a porté sur la modélisation et la démonstration expérimentale du fonctionnement de cavités laser auto-organisables comme sources optiques dédiées au test des composants et réseaux de télécommunication optique. Il a notamment conduit au développement d'un modèle théorique original du couplage de modes dans les lasers semi-conducteur (publications P33 et P39) et à la démonstration expérimentale du fonctionnement de cavités laser auto-organisables (publications P35, P37, P38 et P40).

Bien qu'elles aient eu une très grande importance dans ma formation de chercheur, ces activités réalisées hors de l'ONERA ne sont pas détaillées dans ce document par souci de cohérence.

Après la thèse

Après la soutenance de ma thèse en juin 2003, j'ai eu l'opportunité de revenir à l'ONERA pour réaliser un séjour postdoctoral avec Michel Lefebvre dans l'unité DOP du DMPH.

Depuis la fin de ma formation par l'apprentissage, les activités à l'ONERA sur la thématique des sources paramétriques optiques et de leurs applications avaient progressé et pris de l'ampleur. Durant la thèse d'Isabelle Ribet-Mohamed (1998–2001), l'apprentissage de Catherine Ventalon (1999–2000), le séjour postdoctoral de Cyril Drag (2000–2002) et la thèse d'Aude Desormeaux (2001–2005) — encore en cours à mon arrivée —, de nombreux développements avaient été réalisés sur les OPO à filtrage spectral par effet Vernier et leur mise en application dans des expériences de spectroscopie non linéaire.

Grâce à l'émergence des matériaux non linéaires en quasi-accord de phase, des progrès significatifs avaient été réalisés concernant l'encombrement et la fiabilité des sources OPO. Ainsi, le système basse cadence (10 Hz) à base de cristaux de KTP et nécessitant des réajustements des réglages quasi-journaliers, laissé à mon départ en 1998, avait favorablement évolué vers un système à haute cadence (1 kHz) à base de cristaux de PPLN et offrant une grande stabilité opto-mécanique.

Parallèlement, de nouveaux axes de recherche avaient été initiés suite à l'arrivée d'Emmanuel Roscher avec, notamment, le démarrage de nouvelles activités sur les impulsions ultra-brèves dans le cadre de la thèse de Nicolas Forget (2002–2005), ainsi que le développement de sources paramétriques infra-rouges à base de matériaux semi-conducteurs utilisant de nouvelles techniques de quasi-accord de phase. Ces derniers développements avaient été initiés suite au renforcement de l'équipe par l'arrivée de Philippe Kupecek. Deux pistes avaient été explorées ; la première — étudiée par Riad Haïdar durant sa thèse (2000–2003) — était le quasi-accord de phase par réflexion totale interne utilisant la biréfringence de Fresnel ; la

1. Les sources laser à semi-conducteur accordables analogues à celles au cœur de ma thèse sont désormais produites par la société Yenista.

seconde — réalisée par Alexandre Mustelier durant sa thèse (2000–2003) — concernait le collage par diffusion de plaquettes de ZnSe retournées périodiquement. Suite à ces deux thèses, la piste plus prometteuse — et plus prolifique en termes de valorisation scientifique — du quasi-accord de phase par biréfringence de Fresnel a été poursuivie dans le cadre de la thèse de Myriam Raybaut (2003–2006)², démarrée au moment de mon retour à l'ONERA.

Ces évolutions favorables des activités m'ont permis de revenir à l'ONERA dans de très bonnes conditions, dans une équipe en pleine croissance avec une renommée internationale déjà bien établie. Parallèlement, le volume d'études contractuelles était également en croissance avec la participation de l'équipe à plusieurs contrats européens et projets DGA. Notamment, mon arrivée en postdoctorat à l'ONERA a coïncidé avec le démarrage d'une étude au profit de la DGA sur la thématique des contre-mesures optroniques, en partenariat avec SAGEM Défense et Sécurité. Pour cette étude, l'ONERA était responsable de la conception et la réalisation d'une source infrarouge, multi-longueurs d'onde, compacte et fonctionnant à haute cadence pour les applications de brouillage laser aéroporté.

Mon activité en début de postdoctorat était principalement répartie entre cette étude contractuelle, le co-encadrement d'une partie des travaux de thèse de Myriam Raybaut et le développement de nouveaux modèles théoriques relatifs aux OPO avec Emmanuel Rosencher. À partir de 2004, j'ai pu accéder à une position de chercheur permanent à l'ONERA. Mon spectre d'activités s'est alors élargi à l'ensemble des activités sur les sources et fonctions optiques non linéaires menées dans l'unité DOP puis dans l'unité sources laser et métrologie (SLM) créée en 2007 suite à la réorganisation du DMPH et alors dirigée par Michel Lefebvre. Je me suis notamment impliqué, à nouveau, dans les activités liées aux OPO à filtrage spectral par effet Vernier où j'ai contribué à l'animation scientifique et au suivi des travaux de thèse d'Antoine Berrou (2005-2008)³ et Bertrand Hardy (2008-2011)⁴. En parallèle des travaux de thèse, ces activités étaient, et sont toujours, directement liées à plusieurs études contractuelles au profit de l'ESA, du CNES, de l'ANR, de l'EDA et de la DGA. Outre le développement de nouveaux arrangements de cavité conduisant à l'amélioration des propriétés de ce type d'OPO et ayant fait l'objet du dépôt de deux brevets ces dernières années, un effort technologique important a été fourni pour améliorer la compacité et la robustesse de ces sources — par la technique du collage UV développée à l'ONERA dans le cadre des formations par l'apprentissage de Vincent Faivre (2009–2011) et Hélène Coudert-Alteirac (2012–2014) — et pour développer de nouveaux instruments de métrologie basés sur ces OPO tels que les lidars pour la caractérisation de l'atmosphère — dans le cadre des thèses de Jessica Barrientos Barria (2011–2014)⁵ et d'Erwan Cadiou (depuis 2014)⁶ — et les capteurs photo-acoustiques pour l'analyse de gaz locale — dans le cadre de la thèse de Guillaume Aoust (depuis 2013)⁷. La technologie OPO développée a également fait l'objet d'une action de valorisation envers la société Blue Industrie & Science qui s'est constituée autour de ce transfert de technologie. Plus récemment, j'ai également initié une collaboration avec Thales et Teem Photonics qui a permis de démontrer le premier OPO impulsif monofréquence émettant dans la bande 8–12 μm ; ces derniers travaux ont constitué une part importante du travail de thèse de Quentin Clément (2012–2015)⁸ et vont se poursuivre dans la thèse de Julie Armougom (démarrage fin 2015)⁹.

2. Part d'encadrement de M. Raybaut estimée à 35 %, directeur de thèse : C. Fabre, co-encadrants : M. Lefebvre et E. Rosencher.

3. Part d'encadrement d'A. Berrou estimée à 20 %, directeur de thèse : M. de Labachellerie, encadrant principal : M. Lefebvre

4. Part d'encadrement de B. Hardy estimée à 15 %, directeur de thèse : F. Bretenaker, encadrants principaux : M. Lefebvre et M. Raybaut

5. Part d'encadrement de J. Barrientos Barria estimée à 15 %, directeur de thèse : J. Pelon, encadrante principale : M. Raybaut

6. Part d'encadrement d'E. Cadiou estimée à 5 % (suivi des travaux), directeur de thèse : J. Pelon, encadrants principaux : M. Raybaut et J.-B. Dherbecourt

7. Part d'encadrement de G. Aoust estimée à 25 %, directeur de thèse : M. Lefebvre, encadrants principaux : M. Raybaut et R. Levy

8. Part d'encadrement de Q. Clément estimée à 35 %, directeur de thèse : B. Boulanger, encadrant principal : J.-M. Melkonian

9. Part d'encadrement de J. Armougom estimée à 35 % (estimation préliminaire), directeur de thèse : B. Boulanger, encadrant

En parallèle, je me suis impliqué dans la thématique des sources et fonctions optiques non linéaires ultra-rapides. Comme précisé ci-avant, cette thématique avait été initiée avant mon arrivée, dans le cadre de la thèse de Nicolas Forget. Ces travaux avaient notamment débouché sur la première démonstration expérimentale du verrouillage des modes dans un OPO, réalisée en collaboration avec le Laboratoire Aimé Cotton. Mon implication sur cette thématique a commencé lors de la thèse de Jean-Michel Melkonian (2004–2007)¹⁰ pendant laquelle j'ai contribué à proposer de nouvelles approches permettant de pallier le rendement limité des OPO à verrouillage de modes pompés en continu. La première approche, étudiée théoriquement, a été proposée en collaboration avec Jacob Khurgin de l'Université Johns Hopkins lors de son séjour à l'ONERA en 2007. Elle consiste à tirer parti de la différence de vitesses de groupe entre l'onde pompe et les ondes générées de manière à ce que les impulsions OPO ultracourtes viennent « balayer » l'énergie de l'onde pompe plus lente durant la propagation dans le cristal non linéaire. La seconde approche proposée avec Michel Lefebvre consistait à faire rétroagir l'OPO sur le milieu amplificateur du laser de pompe afin d'obtenir le verrouillage de modes tout en bénéficiant du stockage d'énergie dans le milieu laser. Elle a finalement abouti à une architecture plus simple où la fonction de porte optique ultra-rapide est assurée par un cristal non linéaire de génération de second harmonique en configuration double-passage. Cette approche, déjà connue en tant que miroir non linéaire de Stankov, a alors été appliquée pour la première au cas du laser infrarouge Cr:ZnSe par Jean-Baptiste Dherbecourt, pendant sa thèse (2007-2011)¹¹. Parallèlement, toujours dans le cadre de la thèse de Jean-Baptiste Dherbecourt, j'ai initié à l'ONERA de nouveaux travaux sur les OPO picoseconde à pompage synchrone fonctionnant dans l'infrarouge. Ces travaux se sont poursuivis dans le travail de doctorat de Cédric Laporte (démarré en 2010)¹² et Delphine Descloux (démarré en 2013)¹³. Les nouvelles approches à l'étude portent sur la réalisation de sources agiles en fréquence basées sur l'association — dans la cavité OPO — d'un filtre spectral pilotable rapidement et d'un cristal non linéaire à large bande spectrale de gain exploitant le quasi-accord de phase aperiodique.

Enfin, j'ai démarré avec Emmanuel Rosencher une nouvelle activité sur l'étude des propriétés de corrélation de photons des faisceaux issus d'interactions paramétriques. Ces travaux, réalisés dans le cadre de la thèse de Fabien Boitier¹⁴ (2007–2011), ont reposé sur une nouvelle technique expérimentale de métrologie dite d'interférométrie par comptage à deux photons. L'idée est d'utiliser l'absorption à deux photons dans les semi-conducteurs pour caractériser les propriétés de cohérence d'ordre deux de la lumière. Ces travaux ont permis de comprendre en profondeur les propriétés de la lumière générée par ces sources. Ils ont été réalisés en collaboration étroite avec Claude Fabre du Laboratoire Kastler Brossel et une partie des activités expérimentales ont été menées en collaboration avec le groupe MANOLIA du laboratoire Charles Fabry.

Il va sans dire que mener de front ces différentes thématiques n'a été possible que dans le cadre d'un travail d'équipe. Leur réussite doit donc beaucoup à mes collègues de l'ONERA et aux différents doctorants et stagiaires qui se sont investis sans compter pour les mener à bien. La croissance de l'équipe impliquée sur ces thématiques est également un indicateur de leur réussite. En effet, depuis mon embauche en tant que chercheur permanent à l'ONERA en 2004, l'effectif de l'équipe s'est renforcé de quatre chercheurs permanents : Myriam Raybaut (2007), Jean-Michel Melkonian (2009), Jean-Baptiste Dherbecourt (2011)

principal : J.-M. Melkonian

10. Part d'encadrement de J.-M. Melkonian estimée à 35 %, directeur de thèse : P. Georges, co-encadrant : M. Lefebvre

11. Part dans l'encadrement de J.-B. Dherbecourt estimée à 25 %, directeur de thèse : B. Boulanger, co-encadrants : J.-M. Melkonian, M. Raybaut et M. Lefebvre

12. Part d'encadrement de C. Laporte estimée à 60 %, directeur de thèse : C. Drag, co-encadrants : J.-M. Melkonian, M. Raybaut et J.-B. Dherbecourt

13. Part d'encadrement de D. Descloux estimée à 75 %, directeur de thèse : C. Drag, co-encadrants : J.-M. Melkonian, M. Raybaut et J.-B. Dherbecourt

14. Part d'encadrement de F. Boitier estimée à 50 %, directeur de thèse : C. Fabre, co-encadrant : E. Rosencher

et Guillaume Gorju (2015).

Organisation du document

Bien que ces différentes activités, menées en parallèle, se soient nourries les unes les autres avec une forte interdépendance, j'ai choisi, par souci de clarté, de les séparer en cinq thématiques dans ce manuscrit, correspondant chacune à un chapitre différent :

Le **premier chapitre** est dédié aux développements portant sur les OPO à filtrage par effet Vernier et leurs mises en application, en particulier pour les applications de détection et d'analyse de gaz

Le **deuxième chapitre** décrit d'autres développements d'architectures d'OPO originales utilisant les spécificités de l'interaction paramétrique : OPO à résonance croisée et OPO avec amplification de l'onde complémentaire intra-cavité. Les travaux sur la modélisation, relatifs à ces architectures, y sont également décrits. Enfin, des développements connexes portant sur l'étude de la durée optimale d'impulsion pour pomper un OPO y sont présentés.

Le **troisième chapitre** présente les travaux sur les sources paramétriques optiques infrarouges à base de matériaux semi-conducteurs utilisant de nouvelles techniques de quasi-accord de phase. Il s'agit notamment des activités relatives au quasi-accord de phase par biréfringence de Fresnel et celles, plus récentes, qui ont conduit à la démonstration du premier OPO impulsionnel monofréquence émettant dans la bande 8–12 μm .

Le **quatrième chapitre** est dédié à la thématique des fonctions et sources optiques non linéaires ultra-rapides. Il concerne plus particulièrement le travail théorique réalisé sur les OPO à verrouillage de modes, les activités sur le verrouillage de modes d'un laser Cr:ZnSe par miroir non linéaire et celles sur les OPO picoseconde à pompage synchrone.

Le **cinquième chapitre** porte sur les activités plus fondamentales de caractérisation des corrélations de photons par absorption à deux photons dans les semi-conducteurs. La technique d'interférométrie par comptage à deux photons y est décrite ainsi que sa mise en œuvre pour la première mise en évidence expérimentale du phénomène de *photon bunching* dans le rayonnement issu d'un corps noir et la mesure de l'effet de *photon extrabunching* dans des faisceaux jumeaux issus d'un générateur paramétrique optique.

Les conclusions et perspectives générales sont présentées à la suite de ce cinquième chapitre et la liste de mes publications et communications ainsi que mon curriculum vitae sont inclus en annexe de ce document.

1 OPO à filtrage spectral par effet Vernier

1.1 Contexte

La thématique autour de laquelle s'est historiquement constitué le laboratoire était le développement de techniques de spectroscopie non linéaire pour la caractérisation des écoulements réactifs de la combustion ou non réactifs en soufflerie. Ces travaux ont contribué à la mise au point des véhicules aérospatiaux et à la réduction de leur impact sur l'environnement. Dès le départ, le développement de sources laser spécifiques, largement accordables, s'est révélé indispensable ; il s'agissait initialement de lasers à colorants.

À partir du début des années 90, le laboratoire a commencé à travailler sur les oscillateurs paramétriques optiques (OPO) en vue de pallier les contraintes propres aux lasers à colorants (faible cadence, toxicité, difficulté de mise en œuvre en milieu industriel et d'entretien). Après des premiers travaux sur les OPO injectés, réalisés par Pierre Bourdon durant sa thèse (1992–1995) [1], il est apparu que ce procédé d'affinement spectral — hérité des lasers — présentait plusieurs inconvénients pénalisants pour les applications visées (cf. Section 1.3).

L'approche du filtrage spectral intra-cavité par effet Vernier a alors été proposée et développée au laboratoire pour s'affranchir de ces limitations. Cette technique, propre aux OPO et sans équivalent dans les oscillateurs lasers, repose sur une architecture d'OPO doublement résonnant (*doubly resonant OPO*, DRO) à cavités duales. Mon arrivée à l'ONERA pour ma formation par apprentissage (CFA) a fait suite au dépôt d'un brevet en 1997 [2] portant sur une architecture d'OPO originale — le DRO à cavités imbriquées — utilisant cette technique de filtrage spectral (cf. Section 1.5.1). J'ai été directement impliqué dans la mise en œuvre expérimentale de cette architecture et j'ai mené en parallèle des travaux théoriques permettant de comprendre et modéliser les limitations de cette architecture [3]. À la fin de ma formation par apprentissage, le laboratoire disposait d'un premier prototype d'OPO, fonctionnant à basse cadence (12 Hz), dédié aux applications de diagnostics optiques par diffusion Raman anti-Stokes cohérente (DRASC) en soufflerie. Un nouveau prototype plus robuste avait été dimensionné dans le cadre d'un projet commun avec le CEA et la société SOPRA¹ et était en cours de réalisation. L'objectif de ce projet était de réaliser un système pompé diodes fonctionnant à la cadence de 200 Hz pour effectuer des mesures de température et de concentration pour l'étude de la combustion cryogénique. La réalisation effective de ce montage a été faite après ma formation par l'apprentissage, pendant la période où j'ai effectué mon Service National et ma thèse.

Pendant cette période, le champ des activités sur les sources lasers s'est élargi et leurs applications se sont diversifiées. En particulier, les applications de diagnostic optique par DRASC en soufflerie — nécessitant des sources optiques émettant dans le visible — sont passées au second plan tandis que de nouveaux développements ont été initiés pour adresser de nouvelles applications (mélange dégénéré à quatre ondes, lidar par absorption différentiel...) nécessitant des sources optiques impulsives de grande finesse

1. Projet PICOTIN (Projet d'Instrumentation pour l'étude de la Combustion Transcritique Instationnaire).

spectrale émettant dans l'infrarouge. Ces développements ont bénéficié de l'émergence des nouveaux matériaux non linéaires à quasi-accord de phase — en particulier le niobate de lithium périodiquement polarisé (PPLN) — et de l'arrivée à maturité de sources laser de pompe compactes pompées par diodes.

Lors de mon retour à l'ONERA en 2003, le laboratoire disposait d'un montage fonctionnant à haute cadence (plusieurs kHz), beaucoup plus compact et fiable que les précédents prototypes basse cadence. Ce nouveau montage, dédié aux applications de spectroscopie autour de $4\ \mu\text{m}$, avait été développé dans le cadre du séjour postdoctoral de Cyril Drag (2000–2002) et de la thèse d'Aude Desormeaux (2001–2005) [4]. La grande efficacité non linéaire du PPLN, associée au seuil d'oscillation intrinsèquement bas du DRO à cavités imbriquées, avait permis de réaliser un OPO de grande compacité, à base de résonateurs optiques stables, ne nécessitant pas de réajustements des réglages de cavité pendant des mois d'utilisation². L'architecture de la source avait également été perfectionnée afin de pallier les limitations mises en évidence lors de mon CFA. Ces améliorations avaient donné lieu au dépôt d'un deuxième brevet [5]. Cependant, elles avaient également conduit à une complexification du dispositif par rapport au schéma initial (cf. Section 1.5.2).

La poursuite des activités sur cette thématique a été réalisée dans le cadre de la thèse d'Antoine Berrou (2005–2008) [6]. C'est à ce moment que je me suis impliqué à nouveau dans les activités sur les OPO à filtrage spectral par effet Vernier. Tandis que l'encadrement des travaux de thèse était principalement assuré par Michel Lefebvre, j'ai apporté mon soutien pour ce qui concerne les aspects théoriques et les modélisations numériques et j'ai contribué à la définition des expériences. J'ai également rédigé en grande partie l'article faisant la synthèse des principaux résultats obtenus durant la thèse d'Antoine Berrou (publication P21).

À la fin de cette thèse, l'automatisation et le pilotage du montage avaient été réalisés. Il était ainsi possible de commander et contrôler finement par ordinateur la longueur d'onde d'émission par le dispositif. Le schéma de la cavité utilisé était toutefois similaire à celui de la thèse précédente. J'ai alors contribué à proposer une nouvelle architecture, nettement plus simple, appelée *nested cavity OPO* (NesCOPO), qui est protégée par un brevet dont je suis co-auteur (brevet B1). Suite à la première démonstration expérimentale de cette architecture, réalisée à la fin de la thèse d'Antoine Berrou, les travaux ont été poursuivis dans le cadre de la thèse de Bertrand Hardy (2008–2011). Lors de cette thèse, l'architecture NesCOPO a été caractérisée finement et une nouvelle approche — dite d'échantillonnage de fréquence par effet Vernier —, utilisant les spécificités de l'architecture NesCOPO et permettant l'analyse rapide d'un mélange d'espèces chimiques, a été proposée et validée. Enfin, un dernier volet de la thèse de Bertrand Hardy a été dédié à la définition de nouvelles améliorations de l'architecture de source en vue de faciliter et accélérer le pilotage en longueur d'onde qui ont conduit au dépôt d'un nouveau brevet (brevet B2).

Après plus de quinze ans de développement, on peut désormais considérer que les OPO à filtrage spectral par effet Vernier ont atteint un niveau de maturité suffisant pour être intégrés dans des systèmes « terrain ». Dans cette optique, un effort important est porté dans l'équipe en vue de réaliser des instruments de métrologie complets avec, comme élément central, le NesCOPO.

Jusqu'à présent, le NesCOPO a été mis en œuvre avec succès dans des applications de spectroscopie *in situ* — notamment d'analyse locale de gaz par spectroscopie photoacoustique — et a été intégré dans des systèmes mini-lidar portables pour la détection de fuite à distance et l'analyse de gaz multi-espèces dans la gamme spectrale $3,3\text{--}4,3\ \mu\text{m}$, réalisés dans le cadre de la thèse de Jessica Barrientos Barria (2011–2014) (publication P7). L'intégration de cette source OPO dans un système d'analyse de gaz local a donné lieu, en 2011–2012, à un transfert de technologie vers la startup Blue Industrie en Science³ qui commercialise des instruments d'analyse de gaz. En complément de ces activités sur la source OPO, j'ai initié à l'ONERA

2. À comparer aux premiers prototypes qui nécessitaient une reprise quasi-quotidienne des réglages.

3. <http://www.blueindustryandscience.com/>

de nouvelles activités sur le développement de détecteurs photoacoustiques MEMS pour de réaliser des capteurs de gaz compacts basés sur la *quartz-enhanced photoacoustic spectroscopy* (QEPAS).

Des activités de recherche sont également menées pour les applications de détection à longue portée : le NesCOPO est alors intégré dans une architecture de source de type MOPA (*master oscillator–power amplifier*) où des étages d’amplification paramétrique sont adjoints à l’OPO maître (publications P5 et P22). Cette approche a été validée pour le développement de futurs systèmes lidar pour le suivi des gaz à effets de serre depuis l’espace⁴ qui sont également au centre de la thèse d’Erwan Cadiou, démarrée en 2014. D’autres activités connexes sont également menées actuellement au profit de Total pour développer des systèmes de télédétection en contexte industriel.

Les développements en cours concernant les sources optiques portent sur

- la poursuite de la maturation technologique avec la réalisation de dispositifs compacts et robustes réalisés par micro-assemblage par collage UV ;
- l’augmentation du rendement et de l’énergie en tirant avantage des nouveaux matériaux périodiques de grande ouverture, dans le cadre d’activités menées en collaboration avec KTH (Suède) ;
- l’adressage d’autres espèces (agents chimiques toxiques) dont l’absorption est située plus loin dans l’infrarouge.

Pour ce dernier point, le matériau non linéaire est un élément central car les matériaux non linéaires conventionnels de type oxyde deviennent inutilisables à cause de leur forte absorption multi-phonon. Il devient alors nécessaire de recourir à d’autres matériaux, généralement des semi-conducteurs. Les différentes activités sur cette thématique sont traitées dans le chapitre 3. Elles couvrent :

- les développements de matériaux non linéaires pour la bande III (8–12 μm)⁵,
- l’extension de l’architecture NesCOPO à cette gamme spectrale, réalisée dans le cadre de projets^{6,7} que j’ai coordonnés et englobant la thèse de Quentin Clément (2012–2015) et
- la réalisation d’un démonstrateur de système lidar pour la détection longue portée (plusieurs kilomètres) d’agents chimiques en bande III⁸.

Le présent chapitre reste, quant à lui, centré sur les développements proprement liés à la technique de filtrage spectral par effet Vernier et sa mise en application dans des gammes spectrales couvertes par des cristaux non linéaires conventionnels.

Tout d’abord, la section 1.2 présente quelques généralités sur les OPO afin d’introduire brièvement les processus et concepts exploités tout au long de ce document. Ensuite, la section 1.3 propose un état de l’art succinct des différentes techniques d’affinement spectral dans les OPO afin de mieux présenter le contexte des activités réalisées à l’ONERA. Puis, la section 1.4 présente plus en détail la technique d’affinement spectral par effet Vernier qui a été développée au laboratoire. La section 1.5 présente les différentes architectures exploitant cette technique et qui ont été développées à l’ONERA. Cette section me permet

4. Financements ESA et CNES.

5. Réalisés avec le soutien de la DGA et dont le contexte est précisé dans la section 3.5 de ce document.

6. Projet DROSOFIL (*Doubly Resonant OPO for Spectroscopy pumped by a Fiber Laser*), sous financement ONERA, en partenariat avec l’équipe SLS (Sources Laser et Systèmes Lidar) du DOTA (Département d’Optique Théorique et Appliquée), portant sur la réalisation de dispositifs NesCOPO (émettant dans les gammes 3–4 μm et 6–10 μm) pompés par lasers à fibre (respectivement à 1 μm et à 2 μm).

7. Projet MUSTARD (*Microlaser pumped tunable optical Source based on parametric conversion in GaAs for Remote Detection of hazardous chemicals and explosives*), sous financement ANR/DGA ASTRID, en collaboration avec Thales RT et Teem Photonics, portant sur la réalisation d’un dispositif NesCOPO à base d’OP-GaAs pompé par micro-laser à 2 μm permettant d’adresser la bande III (8–12 μm) pour l’analyse de substance chimique dangereuse. Les principaux résultats de ce projet sont présentés dans la section 3.4 de ce document.

8. Projet MICLID (*Mid-Infrared Chemical LIDar*), financé par l’EDA, coordonné par J.-M. Melkonian et mené en collaboration avec KTH (Suède) et VVU (République Tchèque).

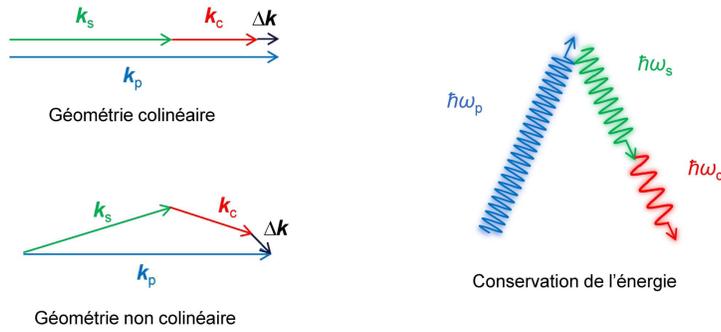


FIGURE 1.1 – Illustrations du désaccord de phase (cas colinéaire et non colinéaire) et de la condition de conservation de l'énergie dans le cas de l'interaction paramétrique optique.

également de bien préciser ma contribution personnelle dans ces développements qui ont été initiés avant mon arrivée à l'ONERA. La section 1.6 présente quelques exemples de développements instrumentaux mettant en oeuvre les OPO à filtrage spectral par effet Vernier. Enfin, la section 1.7 propose un bilan des activités réalisées et en cours et présente les perspectives envisagées.

1.2 Généralités sur les OPO

Le but de cette section est de présenter brièvement les principaux concepts relatifs aux oscillateurs paramétriques optiques. Le lecteur désireux d'en savoir plus sur le sujet pourra se référer aux nombreux cours et ouvrages de références traitant des OPO, par exemple [7, 8].

Les systèmes basés sur l'interaction paramétrique optique d'ordre deux permettent de convertir un rayonnement pompe vers des longueurs d'onde plus élevées. Comme illustré sur la figure 1.1, un photon, dit pompe, de pulsation ω_p peut ainsi se scinder en deux photons : un photon, dit signal, de pulsation ω_s et un photon, dit complémentaire, de pulsation ω_c , tels que la relation de conservation de l'énergie (1.1) soit respectée :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_c. \quad (1.1)$$

Comme la plupart des effets d'optique non linéaire, ce processus a été mis en évidence peu de temps après l'invention du laser ; à savoir, dès 1962 par J. A. Giordmaine [9]. Contrairement à un laser, les longueurs d'ondes pouvant être générées ne sont pas fixées par des niveaux d'énergie donnés, mais sont accordables sur une plage spectrale dont la largeur va être limitée par le cristal non linéaire utilisé.

Afin d'obtenir une efficacité de conversion conséquente et croissante tout au long de la propagation dans le cristal, le choix du cristal non linéaire doit répondre à des critères bien précis. Le premier est que le matériau présente des pertes minimales pour toutes les ondes en interaction. Le second est que le coefficient non linéaire du matériau soit suffisamment élevé (typiquement de l'ordre de quelques pm/V). Le dernier est de se placer dans des conditions telles que les ondes en interaction respectent les conditions « d'accord de phase » ou « quasi-accord de phase ». En effet, au long de la propagation dans le matériau d'épaisseur z , la dispersion peut induire un déphasage $\Delta\Phi$ entre les ondes en interaction — ou plus précisément, entre chaque onde et son terme source (polarisation non linéaire résultant du mélange des deux autres ondes) — au fur et à mesure de la propagation dans le matériau :

$$\Delta\Phi = \Delta k z = \frac{\pi}{\Lambda_c} z, \quad \text{avec} \quad \Delta k = k_p - k_s - k_c = 2\pi \left(\frac{n_p}{\lambda_p} - \frac{n_s}{\lambda_s} - \frac{n_c}{\lambda_c} \right). \quad (1.2)$$

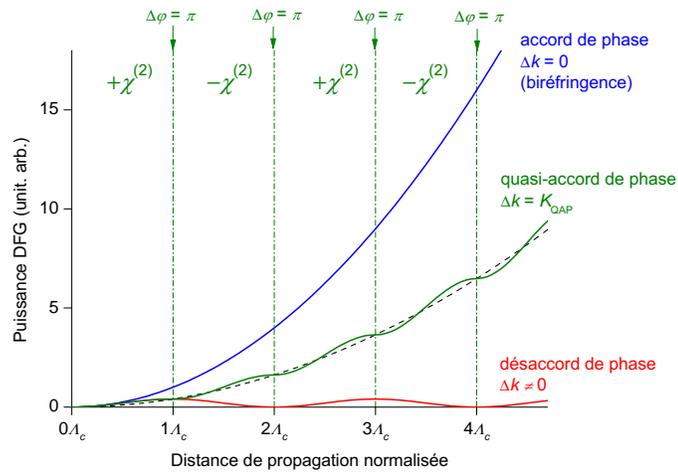


FIGURE 1.2 – Efficacité de conversion en fonction de la longueur de matériau non linéaire traversée normalisée à la longueur de cohérence.

En fonction du signe de $\Delta\Phi$, le sens du transfert d'énergie peut s'effectuer de la pompe vers les ondes générées ou vice versa, avec une période de $2\Lambda_c$, où $\Lambda_c = \pi/\Delta k$ est la longueur de cohérence du processus telle que définie dans (1.2) (cf. Figure 1.2).

Afin de s'assurer que cette phase relative conserve une valeur favorable à l'amplification paramétrique, deux techniques sont possibles, telles qu'illustrées par la figure 1.2 :

- L'accord de phase (ou *phase-matching*, PM) permet de s'assurer que $\Delta k = 0$ tout au long la propagation. Cette condition est usuellement réalisée en jouant sur la biréfringence du matériau pour compenser la dispersion. Dans ce cas, la direction de propagation des ondes dans le cristal est imposée par rapport aux axes cristallographiques et par conséquent la valeur du coefficient non linéaire est aussi imposée sans optimisation possible. De plus, selon la polarisation de chacune des ondes il est possible qu'un effet de double-réfraction induise une séparation angulaire des ondes, donc une perte de recouvrement spatial au cours de la propagation.
- Le quasi-accord de phase (ou *quasi-phase matching*, QPM) permet de compenser périodiquement le glissement en phase des ondes, afin de garder une interaction constructive. Il est usuellement réalisé par inversion périodique du coefficient non linéaire. Le QPM a en outre l'avantage de pouvoir être mis en œuvre dans la direction de propagation maximisant le coefficient non linéaire. Dans le cas d'une modulation purement périodique de la polarité du matériau, on mime artificiellement les propriétés d'un matériau à l'accord de phase parfait. Les possibilités offertes par le quasi-accord de phase sont toutefois beaucoup plus riches car il est possible d'appliquer une figure de modulation plus élaborée : plusieurs pistes parallèles dans le même cristal ; modulation aperiodique ; plusieurs interactions non linéaires simultanément ou en cascade... Un des matériaux les plus connus permettant de réaliser le QPM est le niobate de lithium périodiquement polarisé (*periodically poled lithium niobate*, PPLN)

Lorsque l'une de ces deux techniques est mise en œuvre et qu'une onde pompe intense est présente, les deux ondes — signal et complémentaire — sont amplifiées lors de la traversée du milieu non linéaire. On parle d'amplification paramétrique optique. De plus, dans le cas où une seule des deux ondes est incidente, par exemple le signal, l'onde complémentaire initialement absente est générée simultanément à l'amplification du signal. Dans le cas où seule une onde pompe intense est incidente sur le milieu non linéaire, on ne parle pas d'amplification paramétrique optique mais de fluorescence paramétrique optique.

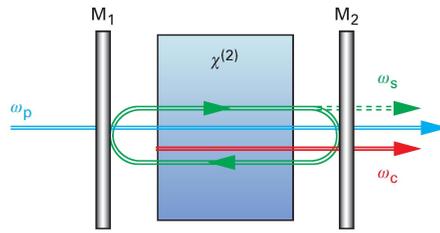


FIGURE 1.3 – Schéma de principe d'un oscillateur paramétrique optique (OPO) simplement résonnant.

L'annihilation de photons pompe pour générer des paires de photons signal et complémentaire se produit alors de manière « spontanée ».

De façon comparable à un oscillateur laser, il est possible de réaliser un oscillateur paramétrique optique (OPO) en insérant le cristal non linéaire dans une cavité optique. Dès lors que le gain paramétrique petit signal à chaque passage dans le cristal est supérieur aux pertes de la cavité, l'oscillation peut démarrer à partir de la composante de la fluorescence paramétrique qui se recouvre avec les modes du résonateur optique. La géométrie la plus simple consiste à placer le cristal dans une cavité optique dont les miroirs réfléchissent une seule des ondes produites par effet paramétrique optique, par exemple l'onde signal, tandis que l'onde complémentaire est totalement couplée vers l'extérieur (voir figure 1.3).

L'efficacité du processus non linéaire est directement liée à l'intensité des ondes mises en jeu. Or, cette dernière dépend fortement de la durée des impulsions laser. C'est pourquoi la description du fonctionnement des OPO est, en général, classée suivant les caractéristiques temporelles du laser de pompe. On distingue généralement trois régimes :

- le régime continu (CW) et quasi-continu avec des modulations de l'intensité pompe dont le temps caractéristique est très long vis-à-vis du temps de construction de l'oscillation paramétrique et de la dynamique de compétition de modes ;
- le régime transitoire, où la prise en compte des effets de construction de l'oscillation paramétrique et de compétition de modes est nécessaire ; par abus de langage, ce régime est généralement dénommé « régime nanoseconde » même si, selon les configurations OPO, la durée des impulsions de pompe peut aller de la sub-nanoseconde à plusieurs microsecondes ;
- le régime des impulsions brèves — picoseconde ou femtoseconde — où les OPO sont pompés de manière synchrone (cf. Chapitre 4).

Le régime nanoseconde a, pendant des dizaines d'années, été le régime de prédilection des OPO du fait de :

- la non-linéarité modeste des cristaux non linéaires alors disponibles qui requéraient des puissances crêtes élevées ;
- la plus grande maturité technologique des lasers de pompe nanoseconde, en premier lieu les lasers Nd:YAG, qui étaient la seule filière apte à la réalisation de systèmes suffisamment compacts et robustes.

Actuellement, grâce aux nombreux progrès des matériaux non linéaires — notamment l'émergence des cristaux à quasi-accord de phase — et des lasers de pompe, des OPO efficaces sont désormais couramment réalisés dans les autres régimes de fonctionnement. C'est notamment le cas du régime picoseconde qui est au cœur des travaux présentés dans le chapitre 4 de ce manuscrit et est largement utilisé pour les expériences de génération paramétrique du chapitre 5.

Dans le cas des architectures OPO présentées dans cette partie, c'est le régime nanoseconde (voire microseconde) qui reste exclusivement utilisé. C'est historiquement le régime de fonctionnement qui a

été au cœur de la plupart des développements réalisés au laboratoire depuis le démarrage des activités sur le diagnostic optique. Les développements actuels se situent donc naturellement dans le prolongement de ces activités antérieures. En outre, ce régime reste toujours particulièrement bien adapté à la réalisation de sources pour les applications de spectroscopie non linéaire et d'analyse d'espèces chimiques à distance car :

- le fonctionnement impulsionnel est bien adapté aux mesures à distance et à la spectroscopie non linéaire du fait des puissances crêtes accessibles ;
- les largeurs spectrales de raie accessibles — limitées par la transformée de Fourier — sont suffisamment fines ;
- il existe des sources de pompe de grande compacité (micro-lasers et lasers à fibre) permettant de réaliser des systèmes robustes et facilement transportables.

En régime impulsionnel transitoire, la principale difficulté est d'obtenir un fonctionnement monomode longitudinal et accordable en fréquence. Les différentes stratégies pouvant être mises en œuvre dans ce sens sont brièvement présentées dans la section suivante.

1.3 Affinement spectral des OPO nanoseconde

1.3.1 OPO en fonctionnement libre

La largeur de raie spectrale, $\Delta\omega_{\text{OPO}}$, naturellement émise par un OPO simplement résonnant nanoseconde, basé sur un simple résonateur à deux miroirs, est donnée par la relation suivante [10] :

$$\Delta\omega_{\text{OPO}} = \Delta\omega_{\text{gain}}/\sqrt{N}, \quad (1.3)$$

où $\Delta\omega_{\text{gain}}$ correspond à la largeur de gain paramétrique pour un simple passage dans le cristal non linéaire et N est le nombre d'allers-retours dans la cavité OPO pendant la durée de pompage.

Pour une longueur optique de cavité OPO de 20 mm et une largeur temporelle des impulsions de pompe de 13 ns — typiques dans notre cas —, le nombre d'allers-retours est de l'ordre de 100, soit $\sqrt{N} \simeq 10$. En pratique, le facteur de réduction effectivement observé est plus faible, typiquement d'un facteur deux par rapport à la théorie [11]. Ainsi, en considérant ce facteur deux, un OPO à 4 μm , basé sur un cristal de PPLN de longueur 8 mm en quasi-accord de phase de type 0, délivre naturellement un rayonnement multimode ayant une largeur spectrale de typiquement 2 cm^{-1} . Hormis pour la détection de grosses molécules, il s'agit d'une largeur de raie incompatible avec la plupart des applications de diagnostic optique et d'analyse de gaz par méthodes spectroscopiques. De plus, un fonctionnement libre de l'OPO conduit à une distribution spectrale erratique tir à tir à l'intérieur de la bande spectrale d'émission, comme illustré par la figure 1.4 issue de [11]. Ces fortes variations tir à tir de la distribution spectrale peuvent conduire à un excès de bruit notable au niveau de la mesure et ainsi nécessiter de réaliser un moyennage sur plus d'une centaine d'échantillons pour chaque point de mesure.

Dans ces conditions, il devient nécessaire de recourir à des architectures de cavité plus élaborées pour affiner la largeur de raie de l'OPO. Les principaux schémas de cavités utilisées sont décrits dans les paragraphes suivants. Le lecteur intéressé par une présentation plus exhaustive pourra, par exemple, se référer à [12, 13].

1.3.2 OPO à affinement spectral par filtrage intra-cavité des pertes

En s'inspirant des méthodes utilisées pour affiner la raie émise par les milieux laser large bande tels que les lasers colorants et les lasers Ti:saphir, des éléments sélectifs en longueur d'onde peuvent être insérés

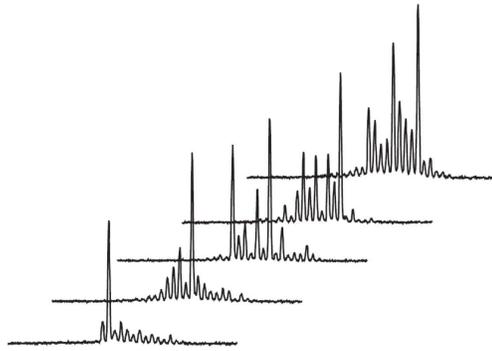


FIGURE 1.4 – Cinq spectres consécutifs tirés à tir issus d'un OPO en fonctionnement libre pompé à 1,2 fois le seuil, d'après [11].

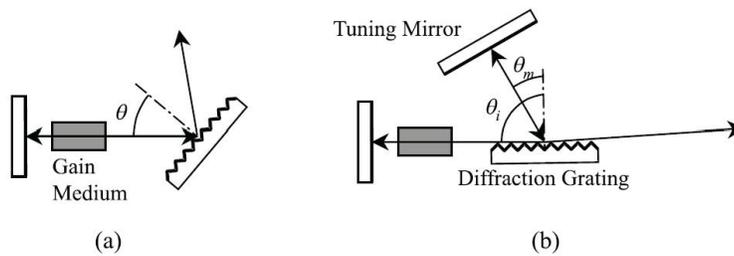


FIGURE 1.5 – Configurations avec réseau de diffraction intra-cavité, d'après [15]. (a) configuration Littrow où le premier ordre diffracté est recouplé dans le milieu à gain. (b) configuration Littman où le double passage ainsi que l'incidence oblique sur le réseau permet une plus grande sélectivité en longueur d'onde au prix de pertes supplémentaires.

dans la cavité OPO. Une première approche, mise en œuvre dès 1969 [14], consiste à insérer un étalon Fabry-Perot dans la cavité OPO. Il est ainsi possible d'obtenir un fonctionnement monomode longitudinal en régime nanoseconde, soit une largeur de raie inférieure à $0,01 \text{ cm}^{-1}$. Cependant, l'insertion d'un étalon intra-cavité conduit à une augmentation importante des pertes (typiquement de 35 %) et donc du seuil d'oscillation de l'OPO (typiquement un facteur deux), à une réduction de l'efficacité de conversion et à un retard dans le temps de construction de l'impulsion dû à la dynamique de l'étalon Fabry-Perot [15]. De plus, l'accord fin en longueur d'onde nécessite de modifier l'inclinaison de l'étalon, ce qui induit des décalages de faisceaux intra-cavité pouvant conduire également à une réduction des performances de l'OPO.

Une autre approche consiste à insérer un prisme dispersif ou un réseau de diffraction en configuration Littrow ou Littman dans le résonateur (cf. Figure 1.5). Actuellement, les meilleurs résultats ont été obtenus en utilisant une configuration Littman avec, par exemple, une accordabilité de plus de 110 cm^{-1} tout en maintenant une largeur de raie inférieure à $0,01 \text{ cm}^{-1}$ [16]. Cependant, comme dans le cas de l'étalon Fabry-Perot, l'insertion du réseau de diffraction augmente typiquement le seuil d'oscillation d'un facteur deux, ce qui peut conduire à un fonctionnement proche du seuil de dommage de certains composants optiques du résonateur [17, 18].

Plus récemment, le filtrage spectral intra-cavité d'OPO a été démontré par une équipe de KTH (Suède) en utilisant des réseaux de Bragg en volume (*volume Bragg grating*, VBG). L'avantage d'un tel composant est d'allier une forte sélectivité spectrale et de faibles pertes. Il est particulièrement bien adapté lorsqu'il s'agit de bloquer la longueur d'onde émise à une valeur fixe dans une bande étroite. En revanche, l'accordabilité spectrale est plus délicate à réaliser car elle nécessite d'agir sur le pas du VBG *via* la :

- modification de la température pour un accord limité de typiquement à $0,1 \text{ cm}^{-1}/\text{K}$;
- modification de l'angle pour un accord plus large, ce qui nécessite une géométrie plus complexe à

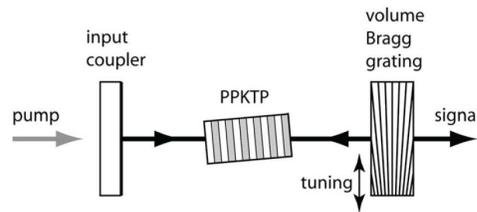


FIGURE 1.6 – OPO PPKTP contenant un VBG à pas variable, d'après [21].

trois miroirs conduisant à un allongement de la cavité OPO (augmentation du temps de construction)⁹ ;

- translation d'un VBG contenant un réseau d'indice à pas variable comme illustré sur la figure 1.6¹⁰.

Les efficacités démontrées avec les architectures OPO à base de VBG sont supérieures à celles obtenues avec les approches à base d'étalons Fabry-Perot ou de réseaux de diffraction. Cependant, la largeur de raie obtenue est généralement incompatible avec celle requise par les applications de spectroscopie¹¹.

1.3.3 OPO à affinement spectral par injection

La méthode d'affinement spectral par injection (ou ensemencement), qui est fréquemment utilisée pour rendre monomode longitudinal des oscillateurs laser, a également été transposée aux OPO dès 1969 [23]. Le principe de cette méthode est d'injecter dans le résonateur le rayonnement issu d'un laser maître — généralement continu — de faible largeur de raie. Plutôt que de démarrer sur la fluorescence paramétrique large bande, l'oscillation paramétrique se construit alors à partir du rayonnement injecté spectralement fin, ce qui permet d'obtenir un rayonnement monomode. La méthode d'injection présente l'avantage de ne pas introduire de pertes supplémentaires ; elle conduit même à un seuil d'oscillation plus faible et généralement une efficacité plus élevée du fait de la réduction du temps de construction de l'OPO¹².

Précisons cependant que la dynamique d'un OPO injecté n'est pas triviale et que plusieurs mécanismes peuvent conduire à des décalages en fréquence entre la fréquence injectée et celle effectivement émise par l'OPO [11, 24–26], même lorsque la longueur de la cavité OPO est résonnante à la longueur d'onde injectée. Ce décalage est typiquement de quelques centaines de megahertz ($\sim 0,01 \text{ cm}^{-1}$). La technique d'injection, dont un schéma typique de mise en œuvre est présenté sur la figure 1.7, souffre également d'autres inconvénients encore plus restrictifs du point de vue applicatif :

- sa complexité qui requière des ajustements délicats, une très bonne stabilité mécanique et une isolation optique ;
- la nécessité de stabiliser activement deux cavités optiques (laser d'injection et OPO esclave) ;

9. Il est, par exemple, possible de d'accorder l'OPO sur plus de 700 cm^{-1} avec une largeur de raie correspondante de typiquement $1,5 \text{ cm}^{-1}$ [19, 20].

10. L'accord en fréquence est alors effectué en traduisant le VBG. Cependant, du fait de la dimension transverse limitée du VBG et de la variation du pas qui doit rester faible à l'échelle de l'extension transverse du faisceau (typiquement de 1 nm/mm), l'accordabilité maximale est limitée à environ 100 cm^{-1} avec une largeur de raie correspondante de $4,5 \text{ cm}^{-1}$ [21].

11. À ma connaissance, une seule publication rapporte un fonctionnement monofréquence avec un OPO nanoseconde affiné spectralement par VBG [22]. Dans cette configuration, il a été nécessaire d'utiliser deux VBG dont les fréquences centrales sont décalées pour obtenir le fonctionnement monomode, sans accordabilité en longueur d'onde.

12. Puisque la puissance injectée est bien supérieure aux fluctuations quantiques à l'origine du démarrage des OPO non injectés.

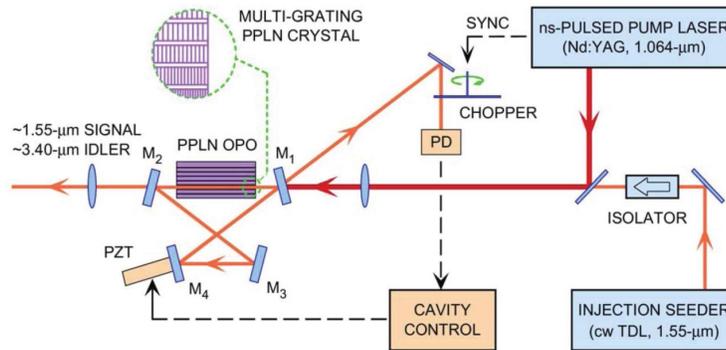


FIGURE 1.7 – Schéma de principe d'un OPO PPLN injecté, d'après [12].

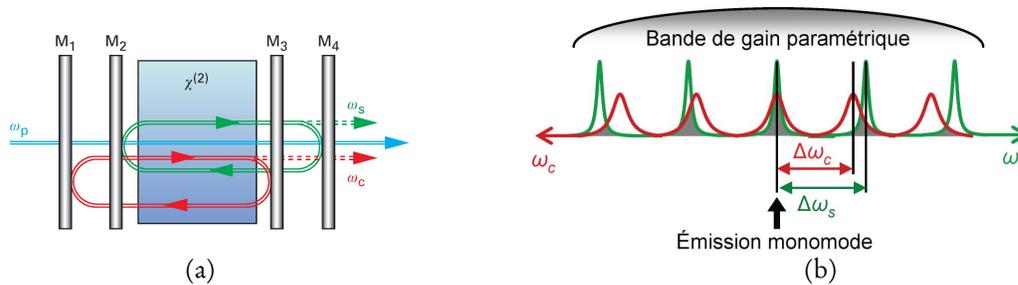


FIGURE 1.8 – (a) Schéma de l'OPO doublement résonnant à cavités duales imbriquées. (b) Illustration de la sélection de mode par effet Vernier (les intervalles spectraux libres des cavités signal et complémentaire sont respectivement notés $\Delta\omega_s$ et $\Delta\omega_c$). On peut noter que les axes des fréquences signal et complémentaire sont orientés en sens opposés de manière à satisfaire la condition de conservation de l'énergie (diagramme dit de Giordmaine et Miller [27]).

- la sensibilité aux vibrations des lasers à semi-conducteur à cavité étendue généralement utilisés comme injecteurs;
- le fait que l'accordabilité de l'OPO se trouve tributaire de celle du laser d'injection.

1.4 Principe de l'affinement spectral par effet Vernier

La technique du filtrage de modes par effet Vernier, développée à l'ONERA, permet de s'affranchir de la plupart des limitations des autres approches en tirant pleinement avantage des spécificités du processus de conversion paramétrique ; à savoir, la production de deux rayonnements non linéairement couplés. En effet, cette technique ne peut pas être transposée au cas d'un milieu amplificateur laser. L'affinement spectral est réalisé en utilisant une architecture OPO de type doublement résonnant où les ondes signal et complémentaire oscillent chacune dans une cavité séparée selon le schéma de principe présenté sur la figure 1.8. Chaque longueur de cavité peut ainsi être contrôlée indépendamment. Ce faisant, en choisissant de manière adéquate la différentiation entre les deux longueurs de cavité, il est possible de sélectionner une coïncidence unique entre les peignes de modes signal et complémentaire et d'obtenir la condition de double résonance pour un seul couple de fréquences (effet Vernier). La figure 1.8 illustre cette sélection de modes : sous la courbe de gain paramétrique (largeur de typiquement 10 cm^{-1}), seule une paire de modes signal et complémentaire, localisés sur une même verticale, peut osciller car le recouvrement de modes y est maximisé, réduisant ainsi le seuil d'oscillation.

Comme pour les autres types d'OPO, l'accord grossier en longueur d'onde est réalisé en jouant sur les conditions d'accord de phase ou de quasi-accord de phase : modification de la température, de la période

de QPM. Pour un seul dispositif, il est possible de couvrir ainsi une gamme spectrale de typiquement 300 cm^{-1} . Une fois la bande de gain paramétrique correctement positionnée, l'accord fin se réalise en agissant sur les deux longueurs de cavité afin de placer la coïncidence de modes à la position voulue sous la courbe de gain. La précision de positionnement de la raie émise est meilleure que $0,001 \text{ cm}^{-1}$ avec une largeur de raie limitée par transformée de Fourier (typiquement $0,005 \text{ cm}^{-1}$).

Bien que simple dans son principe, la sélection de modes par effet Vernier nécessite de prendre en compte différents paramètres tels que : la largeur de gain paramétrique, la finesse de chaque cavité et le recouvrement spectral partiel des modes ou encore la dispersion chromatique du cristal non linéaire. Une étude détaillée de ces différents effets est présentée dans la publication P42 où est rapportée également la première démonstration expérimentale de la sélection de modes par effet Vernier dans un OPO impulsif. Ce travail a permis d'aboutir à une modélisation et à une représentation graphique du recouvrement de modes, à partir desquelles il est possible d'établir les zones de fonctionnement monomode longitudinal.

En résumé, il faut d'abord déterminer les conditions de coïncidences exactes entre un mode signal et un mode complémentaire dont la somme des fréquences doit satisfaire la condition de conservation de l'énergie : $\omega_s + \omega_c = \omega_p$. Le calcul exploite les relations algébriques entre les ordres de modes pour définir les différents cas de figures possibles. Il est démontré dans la publication P42 que l'écart spectral entre deux coïncidences exactes est donné, au premier ordre, par la relation :

$$\Delta\omega_{sc} = g \frac{\Delta\omega_c \Delta\omega_s}{\Delta\omega_c - \Delta\omega_s}, \quad (1.4)$$

où $\Delta\omega_s$ (respectivement $\Delta\omega_c$) est l'intervalle spectrale libre de la cavité signal (respectivement complémentaire) et $g = \Delta m - \Delta n$ avec Δm le nombre de modes signal séparant les deux coïncidences exactes et Δn le nombre de modes complémentaire séparant les deux coïncidences exactes [cf. Figure 1.9(I)]. Pour qu'un fonctionnement monofréquence soit possible, il faut que :

$$\Delta\omega_{sc} > \omega_{\text{gain}}/2. \quad (1.5)$$

Ce critère sera donc d'autant plus facile à satisfaire que la différence relative des longueurs des cavités signal et complémentaire, $\Delta L/L$, sera faible de sorte à avoir $\Delta\omega_s$ proche de $\Delta\omega_c$.

Le second critère pour être monofréquence est qu'aucune des autres paires de modes signal et complémentaire, qui sont pas en coïncidence exacte, ne puissent osciller. Ce critère fait intervenir les finesesses des cavités signal et complémentaire. En effet, comme la finesse n'est pas infinie, des fréquences signal et complémentaire peuvent osciller avec un léger décalage δ_s et δ_c par rapport aux résonances de cavité, conduisant un recouvrement imparfait dénommé double résonance partielle [cf. Figure 1.9(II)]. En notant $\delta_{sc} (= |\delta_s + \delta_c|)$ le désaccord maximal pour que la double résonance partielle soit en mesure d'atteindre le seuil d'oscillation¹³, on peut montrer que la condition suivante doit être satisfaite pour qu'un fonctionnement monofréquence soit possible :

$$\left| \frac{\Delta\omega_c - \Delta\omega_s}{g} \right| > \delta_{sc}. \quad (1.6)$$

À l'inverse du premier critère, ce second critère sera donc d'autant plus facile à satisfaire que la différence relative des longueurs des cavités signal et complémentaire, $\Delta L/L$, sera importante.

Pour qu'un fonctionnement monomode longitudinal ait lieu, il faut que les deux conditions, (1.5) et (1.6), soient simultanément satisfaites. Pour cela, il faut qu'il existe un intervalle de valeurs de $\Delta L/L$

13. Cette valeur dépend de plusieurs paramètres, en premier lieu les finesesses des cavités et le niveau de pompage de l'OPO.

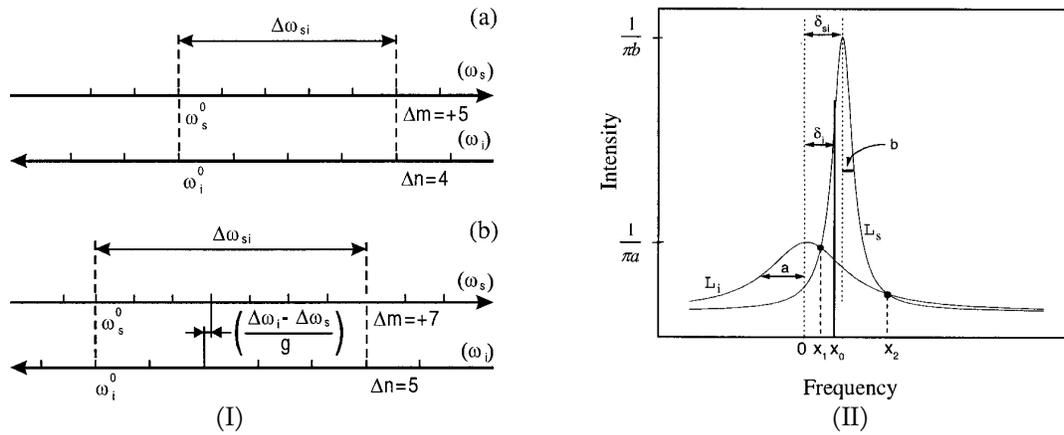


FIGURE 1.9 – (I) Diagramme de Giordmaine et Miller illustrant l'écart entre deux coincidences exactes $\Delta\omega_{sc}$ (noté $\Delta\omega_{si}$ sur la figure) pour deux paires différentes des entiers : $(\Delta n, g) = (4, 1)$ et $(5, 2)$, présentés en (a) et (b), respectivement. Sur (b), on peut également voir que le désaccord de fréquence minimale pour une coïncidence partielle est donné par $(\Delta\omega_c - \Delta\omega_s) / g$ (noté $(\Delta\omega_i - \Delta\omega_s) / g$ sur la figure). (II) Représentation des décalages δ_s, δ_c (noté δ_i sur la figure) et δ_{sc} (noté δ_{si} sur la figure) dans le cas d'une coïncidence partielle, pour des cavités signal et complémentaire de finesse différentes (d'après le publication P42).

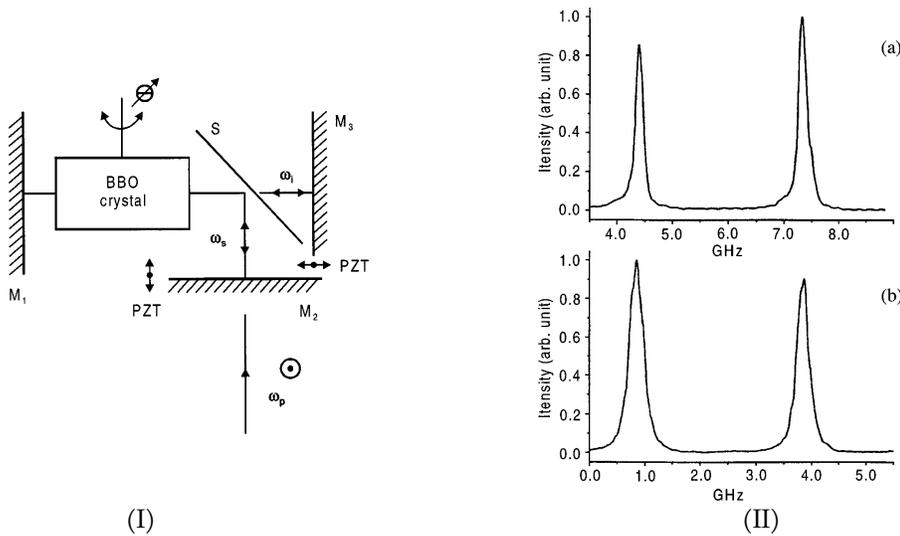


FIGURE 1.10 – (I) Schéma de principe du DRO à cavités duales utilisé pour démontrer le premier OPO nanoseconde rendu monomode longitudinal par filtrage spectral par effet Vernier. (II) Interférogrammes enregistrés avec un interféromètre de Fabry-Perot balayable démontrant le fonctionnement monomode : (a) SHG du laser Nd:YAG de pompe et (b) émission OPO (d'après la publication P42).

pouvant satisfaire les deux critères. Les conditions optimales sont obtenues avec des cavités courtes de grande finesse et pour une largeur de gain paramétrique étroite (quelques cm^{-1}).

Le choix adapté de ces différents paramètres a permis de démontrer le premier OPO nanoseconde rendu monomode longitudinal par filtrage spectral par effet Vernier tel qu'illustré par la figure 1.10.

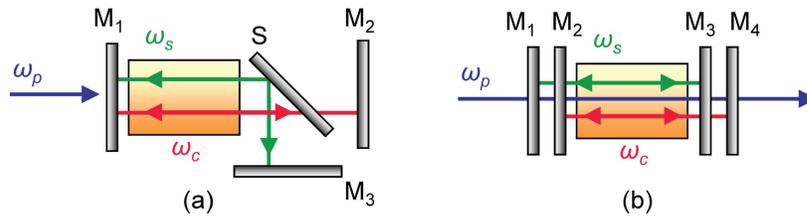


FIGURE 1.11 – DRO à cavités duales de premières générations : (a) résonateur en L ; (b) résonateur linéaire à cavités imbriquées.

1.5 Les différentes architectures

1.5.1 DRO à filtrage spectral par effet Vernier de premières générations

La figure 1.11 illustre les deux types de cavités qui ont été réalisées et testées pour les premières démonstrations expérimentales du filtrage spectral par effet Vernier dans les DRO. Dans la configuration (a), la séparation des ondes signal et complémentaire est assurée par une lame à 45° (cas d'une lame dichroïque) ou à l'incidence de Brewster (cas d'un polariseur). Comme présenté sur la figure 1.10(I), c'est la configuration utilisant une lame dichroïque à 45° qui a été mise en œuvre pour la première expérience de démonstration — réalisée dans le cadre de la thèse de Bruno Scherrer (1994–1998) [28] — décrite dans la publication P42. Un schéma utilisant un lame à l'incidence de Brewster a été utilisé dans un second temps — lors de la thèse d'Isabelle Ribet-Mohamed (1998–2001) [29] — afin d'obtenir un fonctionnement monomode alors que l'OPO, en accord de phase de type II, oscille au voisinage de la dégénérescence. En ajustant séparément les longueurs de cavités, en sens opposés pour maintenir la coïncidence de modes, cet OPO a pu être accordé continûment en fréquence — sans saut de modes — sur une plage de 40 GHz sans ajustement de l'accord de phase [30].

Considérons à présent l'arrangement (b) de la figure 1.11. Il s'agit d'une configuration originale, qui a fait l'objet du premier dépôt de brevet en 1997 [2], où les deux cavités signal et complémentaire sont imbriquées l'une dans l'autre. Cette géométrie en ligne permet de réduire au maximum les longueurs de cavités tout en maintenant la possibilité de les ajuster séparément. Il s'agit de l'arrangement que j'ai principalement étudié lors de ma formation par l'apprentissage.

La figure 1.12 présente un schéma de la cavité assemblée à l'époque. Celle-ci était constituée de quatre miroirs placés symétriquement de chaque côté du cristal non linéaire tel que les ondes signal et complémentaire oscillent entre les paires de miroirs M_1 – M_3 et M_2 – M_4 , respectivement. Les miroirs externes (M_1 , M_4) étaient montés sur des cales piézoélectriques tubulaires afin de pouvoir ajuster finement les deux longueurs de cavité.

La configuration ayant donné les meilleurs résultats était basée sur un cristal de KTP en accord de phase de type II, conduisant à une bande de gain paramétrique suffisamment étroite pour réaliser un fonctionnement monomode stable.

Un effort particulier a alors été mis en œuvre pour démontrer les capacités d'accordabilité continue en longueur d'onde. Pour réaliser ce type d'accord sans saut de modes, il est nécessaire de modifier les deux longueurs de cavité de manière synchrone selon un rapport idoine :

$$\frac{\Delta L_s}{\Delta L_c} = -\frac{L_s \omega_c}{L_c \omega_s}, \quad (1.7)$$

où ΔL_s et ΔL_c sont les variations des longueurs des cavités signal et complémentaire et L_s et L_c sont les longueurs moyennes des cavités signal et complémentaire. Lors de ces essais, la variation des longueurs de cavité était réalisée en agissant manuellement sur les tensions appliquées aux cales piézoélectriques

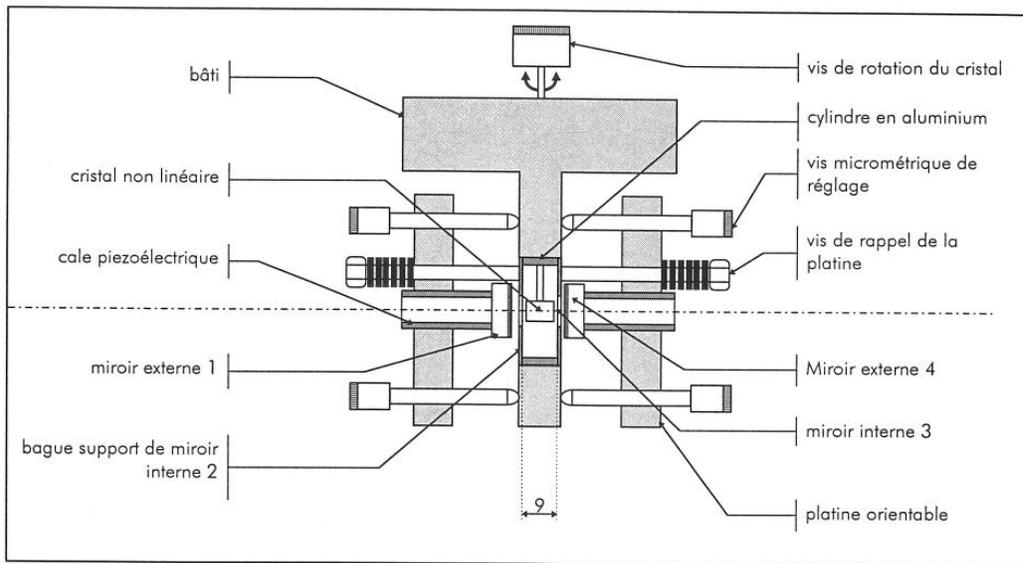


FIGURE 1.12 – Schéma du DRO à cavités imbriquées réalisé lors de ma formation par l'apprentissage (vue de dessus).

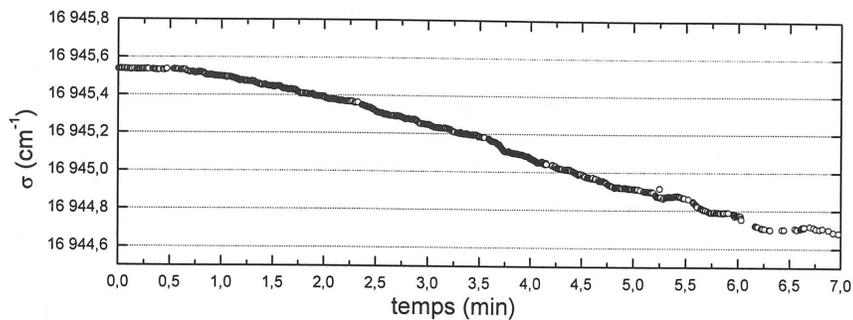


FIGURE 1.13 – Accordabilité continue de $0,4 \text{ cm}^{-1}$ réalisée avec le DRO à cavités imbriquées présenté sur la figure 1.12 dans le cas d'un cristal de de KTP pompé à 532 nm . La mesure est réalisée dans le visible après doublage de fréquence de l'émission de l'OPO.

des miroirs externes. L'accordabilité maximale démontrée était typiquement de 12 GHz (ou $0,4 \text{ cm}^{-1}$, cf. Figure 1.13). Il s'agit d'une valeur typiquement deux fois plus faible que celle escomptée pour cet OPO.

Après analyse, il a été établi que cette limitation de la plage d'accordabilité continue était due aux réflexions parasites de la pompe sur les différentes interfaces de la cavité qui causent des modulations du seuil d'oscillation en fonction de la phase relative au retour entre les trois ondes en interaction [3, 31]. Cet effet limitant, dont une étude théorique est présentée la publication P21, conduit à des spécifications très strictes concernant les réflectivités parasites des traitements diélectriques. En effet, seulement $0,5 \%$ de réflectivité à la longueur d'onde de pompe sur M_4 est suffisant pour induire une modulation de 20% du seuil d'oscillation en fonction du déphasage relatif après réflexion $\Delta\phi = \phi_p - (\phi_s + \phi_c)$ entre les trois ondes dans le sens retour (cf. Figure 1.14). La conséquence la plus problématique pour les applications est l'existence de plages de longueurs d'onde où l'OPO émet très difficilement, voire pas du tout.

De plus, on peut préciser que les premiers prototypes étaient constitués de miroirs plans car l'énergie de pompe incidence pouvait dépasser les 10 mJ . En conséquence, comme c'est souvent le cas avec ce type de cavités, la qualité du faisceau émis était moyenne et il était nécessaire de réoptimiser quasi-quotidiennement le réglages des miroirs de cavité. Des améliorations étaient donc encore nécessaires pour

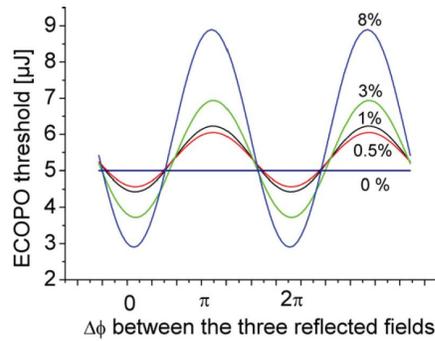


FIGURE 1.14 – Calcul de l'évolution du seuil d'oscillation de l'OPO à cavités imbriquées en fonction de la phase relative entre les trois ondes réfléchies pour différentes valeurs de réflectivité résiduelle à la longueur d'onde de pompe du miroir M_4 .

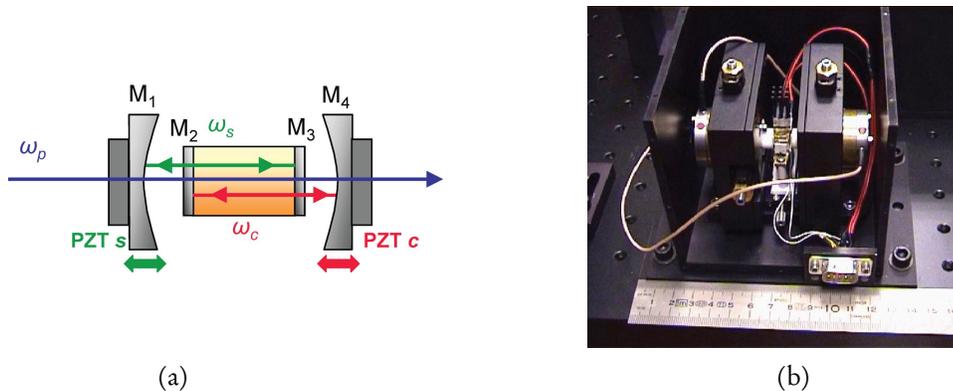


FIGURE 1.15 – (a) Schéma de principe de l'*entangled cavity* OPO (ECOPO) avec dépôt direct des miroirs internes sur les faces du cristal non linéaire de PPLN; (b) photographie de l'ECOPO.

améliorer la fiabilité et la compacité des sources OPO à cavités duales.

Après ma période d'apprentissage, la possibilité de réaliser des structures très compactes en déposant les miroirs internes directement sur les faces du cristal non linéaire a pu être démontrée suite à l'avènement des cristaux à quasi-accord de phase — PPLN en particulier [32]. En effet, la forte non-linéarité de ces matériaux, associée à la souplesse du quasi-accord de phase (interaction colinéaire non critique, accord en fréquence par simple variation du pas du réseau non linéaire...), a permis de réduire significativement le seuil d'oscillation et d'améliorer considérablement la stabilité mécanique des OPO par l'utilisation de cavités optiquement stables telles qu'illustrées par la figure 1.15. Ce type d'arrangement — baptisé *entangled cavity* OPO (ECOPO) — a été réalisé pour une émission dans l'infrarouge moyen (autour de $4\ \mu\text{m}$) pour des applications de détection de polluants et de gaz à effet de serre. Le très faible seuil d'oscillation a rendu possible le pompage par des lasers haute cadence (plusieurs kHz), compacts, pompés diodes. Cependant, malgré de nombreux échanges avec les fournisseurs de traitements diélectriques, la problématique des réflexions parasites à la longueur d'onde pompe n'a jamais pu être résolue de manière satisfaisante¹⁴. La plage d'accordabilité continue accessible par ces OPO à cavités duales de premières générations était donc toujours insuffisante pour satisfaire pleinement les besoins applicatifs.

14. Elle était même encore plus critique pour l'ECOPO PPLN du fait de son fonctionnement dans l'infrarouge moyen où les traitements diélectriques sont moins bien maîtrisés technologiquement.

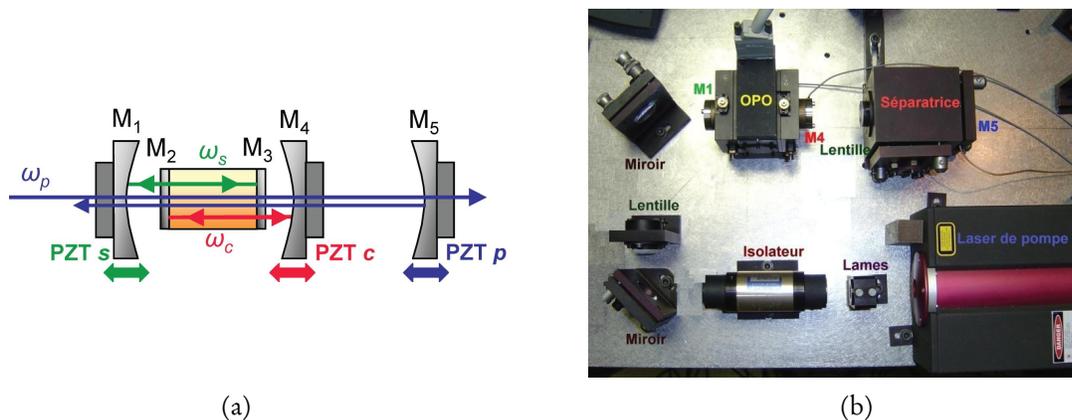


FIGURE 1.16 – (a) Schéma de principe de l'entangled cavity OPO (ECOPO) avec double passage du faisceau de pompe contrôlé en phase; (b) photographie du dispositif.

1.5.2 DRO à cavités imbriquées avec retour de pompe adapté

Afin de réduire la sensibilité aux réflexions résiduelles des miroirs de cavité à la longueur d'onde de pompe, l'approche retenue dans l'équipe a été de réaliser un double passage du faisceau de pompe contrôlé en phase selon un arrangement qui a fait l'objet d'un dépôt brevet [5]. D'un point de vue pratique, on ajoute un miroir — noté M_5 sur la figure 1.16 — pour réfléchir 80 % du rayonnement de pompe. Cette valeur de 80 % est choisie pour la pompe soit dépeuplée au mieux dans le sens du retour par l'amplification paramétrique et ainsi minimiser la quantité de pompe renvoyée vers le laser de pompe¹⁵. Le miroir M_5 est monté sur une cale piézoélectrique pour permettre l'ajustement fin du déphasage $\Delta\phi$ entre les ondes au retour. La première démonstration expérimentale de cet arrangement a été effectuée dans le cadre de la thèse d'Aude Desormeaux (2001–2005) [4]. C'est cependant, lors de la thèse d'Antoine Berrou (2005–2008) [6], que cet arrangement a pu être pleinement exploité, après que son pilotage par ordinateur ait été mis au point et validé. En effet, comme cela est détaillé dans la publication P21, il est nécessaire de contrôler simultanément trois cales piézoélectriques pour asservir la longueur d'onde.

Pour réaliser, l'accord continu en longueur d'onde, il est non seulement nécessaire d'ajuster les positions des miroirs M_1 et M_4 conformément à la relation (1.7), mais il faut également modifier la position du miroir M_5 . Ce dernier déplacement doit être réalisé simultanément avec celui du miroir M_4 pour maintenir $\Delta\phi$ à sa valeur optimale pendant l'accord en longueur d'onde. Pour réaliser un accord continu, la relation à respecter entre ces deux déplacements est (au premier ordre) :

$$\frac{\Delta L_p}{\Delta L_c} \approx \left(1 - \frac{L_{34}}{L_c}\right) \frac{\omega_c}{\omega_p}, \quad (1.8)$$

où ΔL_p correspond au déplacement du miroir M_5 et L_{34} est la distance entre les miroirs M_3 et M_4 . En pratique, comme cela est présenté dans la publication P21, la loi de contrôle effective diffère de la simple application des relations (1.7) et (1.8) car il faut corriger des effets de Fabry–Perot parasites entre les miroirs M_3 , M_4 et M_5 .

Grâce à cet arrangement à double passage de pompe, des accords continus sur plus de 3 cm^{-1} (100 GHz, en moins de 5 min) ont pu être réalisés de manière routinière dans une gamme spectrale allant de $3,8 \mu\text{m}$ à $4,3 \mu\text{m}$ tout en délivrant des impulsions de largeur spectrale limitée par transformée de Fourier. Dans

15. Pour une valeur inférieure, la pompe est totalement dépeuplée en son centre trop avant la sortie du cristal et est reconvertie par somme de fréquence entre le signal et le complémentaire. Pour une valeur supérieure, le dépeuplement de pompe est sous-optimal.

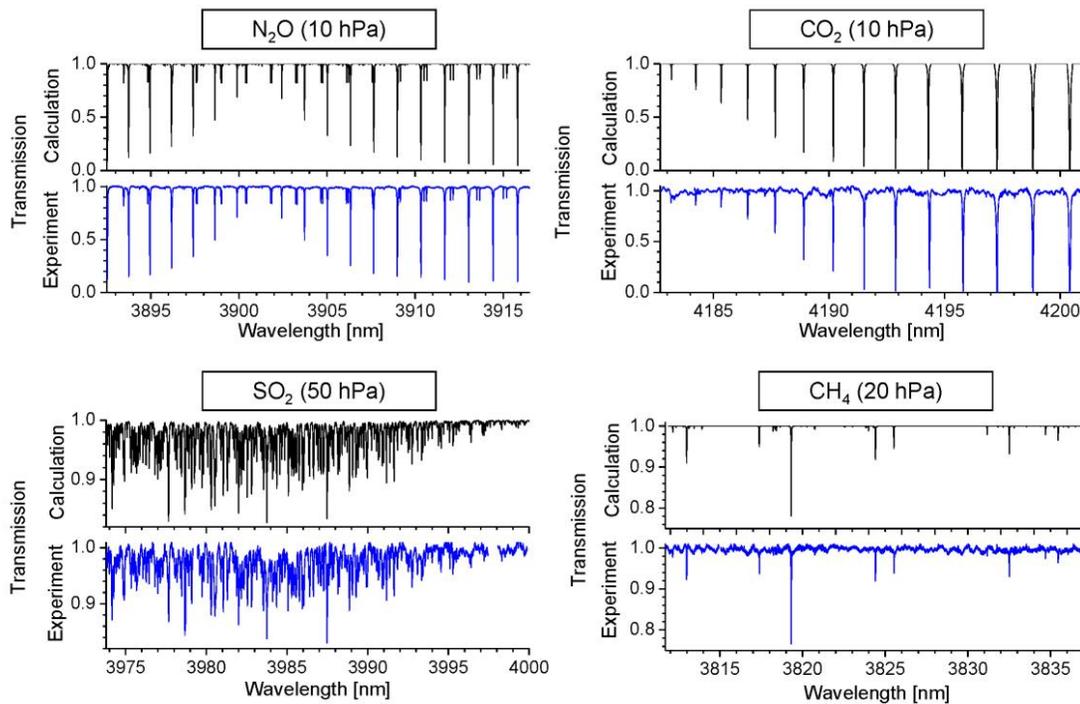


FIGURE 1.17 – Spectres d’absorption de divers gaz à effet de serre enregistrés avec un seul dispositif ECOPO (d’après la publication P21).

nos conditions de pompage, la durée de l’impulsion émise par l’OPO était typiquement de 8 ns, ce qui correspondait donc à une largeur spectrale inférieure à 100 MHz. La cadence de répétition, imposée par le laser de pompe, était de 7,4 kHz tandis que l’énergie par impulsion était typiquement de 1 μ J (puissance crête > 120 W). De plus, l’utilisation d’une géométrie doublement résonnante a permis d’atteindre un seuil d’oscillation très bas et nous avons pu réaliser le pompage de l’OPO au moyen d’un micro-laser (publication O7).

Telle quelle, cette source est donc bien adaptée aux applications de spectroscopie non linéaire et d’analyse de gaz. Ses potentialités ont notamment été démontrées au travers d’expériences de spectroscopie par absorption (cf. Figure 1.17) et de spectroscopie photoacoustique (publication P21).

Cependant, malgré ces résultats prometteurs, le contrôle actif de la phase $\Delta\phi$ au moyen de cette géométrie à cinq miroirs restait clairement trop complexe pour les applications « terrain » qui nécessitent une source compacte, robuste et rapidement accordable. L’étape suivante du développement des OPO à filtrage spectral par effet Vernier a donc porté sur la simplification de l’architecture tout en conservant les mêmes capacités que l’ECOPO à retour de pompe contrôlé en phase.

1.5.3 DRO à cavités imbriquées avec retour de pompe achromatique (NesCOPO)

Un nouvel arrangement — dénommé *nested cavity OPO* (NesCOPO) — a alors été conçu et breveté (brevet B1) afin de simplifier l’architecture de l’OPO tout en conservant les avantages de l’ECOPO avec retour de pompe contrôlé. La géométrie de cavité du NesCOPO est schématisée sur la figure 1.18. Les ondes signal et complémentaire oscillent respectivement entre les miroirs (M_2 – M_3) et (M_1 – M_3). M_1 et M_3 sont montés sur des cales piézoélectriques pour réaliser l’accord en fréquence. M_1 est partiellement réfléchissant à la longueur d’onde complémentaire et présente une haute transmission aux longueurs d’onde pompe et signal. M_2 est directement déposé sur le cristal non linéaire ; ce miroir est hautement

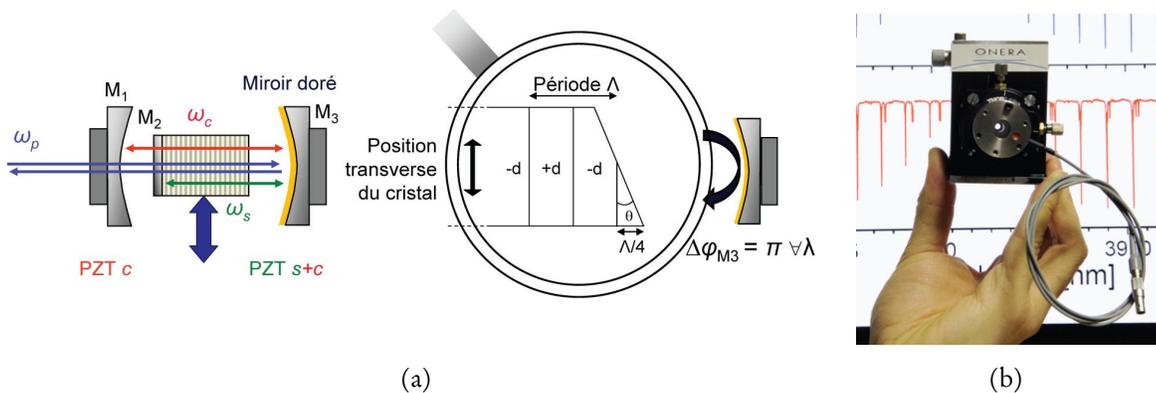


FIGURE 1.18 – (a) Schéma de principe du DRO cavités imbriquées avec retour de pompe achromatique : *nested cavity OPO* (NesCOPO); (b) photographie du NesCOPO.

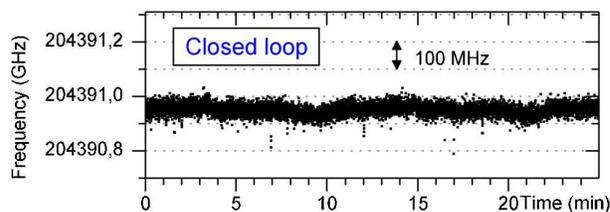


FIGURE 1.19 – Fréquence signal en fonction du temps lorsque le NesCOPO est asservi en boucle fermée (d'après la publication P17).

réfléchissant à la longueur d'onde signal alors qu'il présente une haute transmission aux longueurs d'onde pompe et complémentaire. Le cristal non linéaire est utilisé selon une configuration de quasi-accord de phase ; sa face arrière est traitée antireflet. Pour ajuster et maintenir une valeur *ad hoc* de la phase relative entre les ondes dans le sens retour, la face arrière du cristal est polie avec un faible prisme ($\simeq 0,35^\circ$) et un traitement métallique (or) est déposé sur le miroir commun M_3 . Le prisme de la face arrière du cristal permet de faire varier l'épaisseur du dernier domaine non linéaire de quasi-accord de phase et ainsi d'ajuster la phase relative dans l'intervalle $[0, \pi]$ — pour un double passage des faisceaux dans ce domaine — par un simple déplacement transverse du cristal par rapport à l'axe de la cavité. Comme le traitement du miroir M_3 est métallique, les trois ondes subissent un déphasage constant à la réflexion quelles que soient leurs fréquences (réflexion purement métallique). Ainsi, une fois la position transverse du cristal ajustée, celle-ci n'a pas besoin d'être modifiée lorsque la longueur d'onde de l'OPO est accordée.

Une première démonstration expérimentale du fonctionnement de cet arrangement est décrite dans la publication P17, dans le cas d'un pompage par un micro-laser. Le dispositif réalisé offre ainsi des propriétés de compacité et robustesse compatibles avec son utilisation pour des applications hors du laboratoire (cf. Section 1.6). Le figure 1.19 illustre la stabilité en fréquence en boucle fermée atteinte avec ce premier dispositif.

Grâce au maintien de phase achromatique, une méthode d'accord en fréquence originale, baptisée « échantillonnage de fréquence par effet Vernier », a pu être développée. Cette méthode, spécifique à l'architecture NesCOPO, est présentée dans la publication P14. En agissant de manière contrôlée sur les longueurs des cavités signal et complémentaire, les deux peignes de modes peuvent être déplacés de manière indépendante, ce qui permet de sélectionner par effet Vernier n'importe quelle longueur d'onde dans la bande de gain paramétrique. Comme illustré sur la figure 1.20, il est ainsi possible de générer — par sauts de modes — des séquences de longueurs d'onde avec un réglage séparé de la plage spectrale

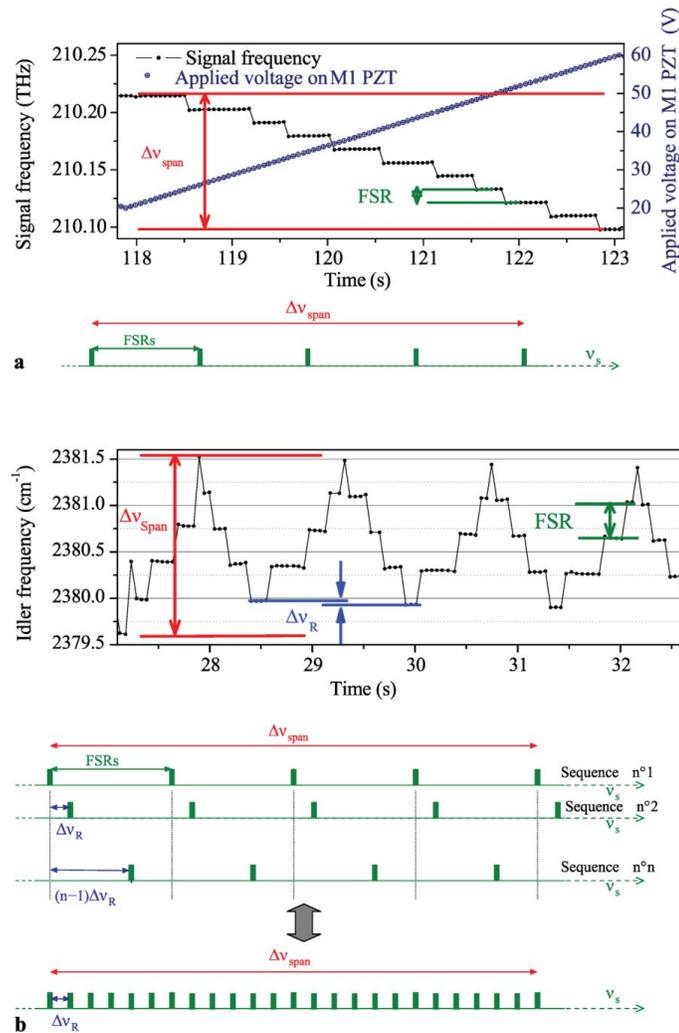


FIGURE 1.20 – Expérience d'échantillonnage de fréquences par effet Vernier réalisée avec un NesCOPO. (a) une séquence de sauts de modes est réalisée en agissant sur une seule cale piézoélectrique et (b) plusieurs nouvelles séquences analogues sont réalisées après avoir agit sur la seconde cale piézoélectrique. Il est ainsi possible d'ajuster indépendamment l'amplitude de l'accord en fréquence, $\Delta\nu_{span}$, et la résolution fréquentielle, $\Delta\nu_R$ (d'après la publication P14).

couverte et de la résolution spectrale. Une telle approche a été d'abord appliquée dans une expérience de démonstration de détection à distance (jusqu'à 30 m), à $4,2\ \mu\text{m}$, d'une fuite de CO_2 (publication P14).¹⁶

Depuis, le dispositif NesCOPO a été utilisé avec succès pour réaliser divers instruments de détection de gaz dont quelques exemples sont décrits dans la section 1.6. Des prototypes de source encore plus compacts et robustes ont été réalisés par micro-assemblage par collage UV dont un exemple de réalisation est présenté sur la figure 1.21.

Précisons également que de nouveaux développements technologiques, présentés dans la section 1.7, sont actuellement en cours afin d'améliorer encore les propriétés des sources.

16. la résolution étant limitée en pratique par le contrôle mécanique des longueurs des cavités et la plage spectrale par la largeur de la bande de gain paramérique.

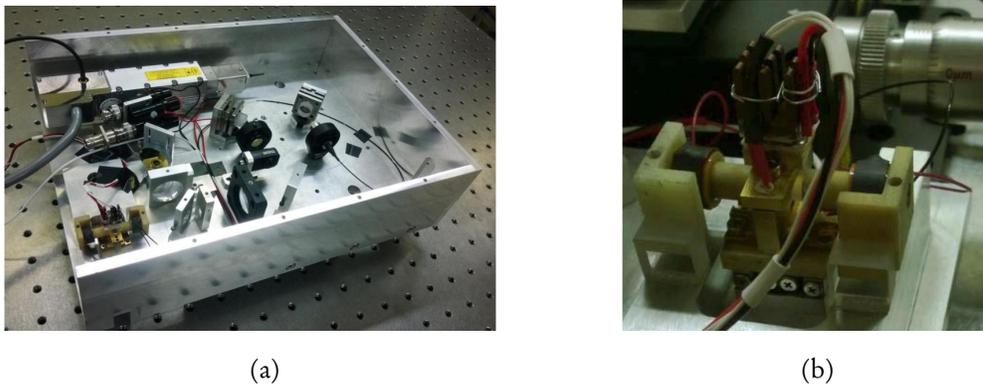


FIGURE 1.21 – Photographie de la source NesCOPO, (a) intégrant son laser de pompe, micro-assemblé par collage UV ; (b) Détail de la cavité NesCOPO.

1.6 Applications

1.6.1 Diagnostic optique pour l'aérodynamique et la combustion

Comme indiqué en introduction de ce chapitre, les applications qui ont motivé les développements de sources OPO à l'ONERA étaient initialement liées au diagnostic des écoulements supersoniques par diffusion Raman anti-Stokes cohérente (DRASC). Ces méthodes de diagnostic par DRASC ont fait l'objet de nombreux développements au sein du laboratoire bien avant ma venue à l'ONERA.

On peut notamment mentionner plusieurs nouvelles approches qui ont été développées à l'ONERA pendant les années 90, telles que la mesure de température par DRASC « deux raies » [33], la mesure de vitesse ($V_{//}$) par DRASC temporelle à double impulsion [34] ou la mesure de vitesse (V_{\perp}) en géométrie « boxcars plié » et, en particulier, son interprétation en termes de réseaux dynamiques de cohérence qui s'est avérée particulièrement utile à la compréhension des différents mécanismes de couplage qui interviennent dans le mélange et l'interaction des champs optiques avec le milieu analysé [35].

C'est dans le contexte de tels développements, que j'ai été amené à participer à une campagne de validation de la méthode de mesure de vitesse (V_{\perp}) en géométrie « boxcars plié ». Cette campagne, réalisée dans le cadre de la thèse de B. Scherrer [28], était l'une des premières utilisant un OPO pour produire le rayonnement Stokes plutôt qu'un laser à colorant. La vitesse ainsi mesurée était de 1415 m.s^{-1} avec une précision de $\pm 5\%$, en bon accord avec les mesures réalisées préalablement au moyen d'une sonde Pitot (1450 m.s^{-1}), ce qui a permis de valider la méthode de mesure. Les principaux résultats de cette campagne ont fait l'objet de la publication P41 et sont détaillés dans le manuscrit de thèse de B. Scherrer [28]. Compte tenu de mon implication limitée dans ces travaux, ils ne seront pas davantage détaillés dans ce document.

Suite à cette campagne d'essais, j'ai quitté l'ONERA pour réaliser mon Service National et ma thèse. Durant cette période la technique de vélocimétrie par DRASC résolue en temps a été améliorée pendant la thèse d'Isabelle Ribet-Mohamed [29]. Puis, comme cela a déjà été évoqué en introduction de ce chapitre (cf. Section 1.1), les activités de développement de sources pour le diagnostic optique des écoulements dans le visible ont été mises en suspens au profit de nouveaux développements de sources et d'instrumentations pour les applications de spectroscopie infrarouge.

1.6.2 Analyse de gaz locale

La plupart des instruments à base d'OPO développés depuis plusieurs années dans l'équipe ont pour objet la détection, l'analyse et la quantification d'espèces chimiques par méthodes d'absorption différen-

tielle. Dans sa version la plus simple, le principe de la mesure repose sur l'émission alternée de deux longueurs d'onde, l'une d'elle — appelée λ_{on} — est absorbée par l'espèce à analyser tandis que l'autre — appelée λ_{off} — est située hors de la raie d'absorption mais suffisamment proche pour être impactée de manière supposée identique par les différents éléments du trajet optique et — dans le cas de mesure à distance (cf. Sections 1.6.3 et 1.6.4) — pour que les propriétés de propagation atmosphérique et de rétrodiffusion puissent être considérées comme identiques pour les deux longueurs d'onde. En présence de l'espèce à mesurer sur le trajet des faisceaux, on observe une diminution du signal mesuré à la longueur d'onde λ_{on} par rapport à celui mesuré à la longueur d'onde λ_{off} . Cette mesure différentielle permet alors de remonter à la concentration et, éventuellement, à la distribution spatiale de l'espèce à mesurer. Dans certains cas, le nombre de longueurs d'onde à émettre peut devenir supérieur à deux. C'est particulièrement le cas lorsqu'il faut faire la discrimination entre plusieurs espèces présentes simultanément, ainsi que la discrimination entre une espèce d'intérêt et les interférents naturellement présents dans l'atmosphère (H_2O , CO_2 , CH_4 , N_2O , etc.). Il devient alors nécessaire d'émettre une grille de longueurs d'onde avec au moins une longueur d'onde pour chaque espèce à mesurer et pour chaque interférent. De plus, lorsque les espèces à détecter correspondent à des molécules complexes, le spectre n'est plus constitué de raies distinctes mais s'apparente davantage à une enveloppe lentement variable dont il faut enregistrer le profil complet pour remonter à l'espèce. Dans un tel contexte, l'accordabilité offerte par le NesCOPO présente un atout clé dans le développement de tels systèmes d'analyse de gaz.

Dans un premier temps, la capacité multi-gaz a été démontrée en réalisant des expériences de spectroscopie par absorption simple passage dans des cellules de gaz calibrées. Au moyen d'un seul OPO, il a été possible de couvrir la gamme spectrale 3,8–4,2 μm et d'enregistrer des spectres à haute résolution des principaux gaz à effet de serre (CO_2 , N_2O , SO_2 et CH_4) présentant un très bon accord avec les spectres théoriques calculés au moyen de la base de donnée HITRAN (cf. Figure 1.17). Ensuite, des expériences préliminaires de spectroscopie photoacoustique ont été réalisées sur les mêmes gaz afin d'illustrer les potentialités de la source pour la réalisation d'instruments d'analyse de gaz. Ces séries d'expériences sont présentées dans la publication P21 et dans le manuscrit de thèse d'Antoine Berrou [6].

Il s'agissait alors des premières expériences de spectroscopie photoacoustique réalisées au laboratoire. Le choix de cette technique a été motivé par les nombreux atouts qu'elle présente pour le développement d'instruments, pour la détection, la quantification et la caractérisation multi-gaz. En particulier, c'est une technique d'une grande sensibilité (niveau ppb¹⁷, voire quelques dizaines de ppt¹⁸ [36–39]), elle est « large bande » — une cellule acoustique peut être conçue quelle que soit la longueur d'onde d'excitation, contrairement aux méthodes de spectroscopie par absorption qui nécessitent des traitements diélectriques spécifiques (cavités multi-passages) ou des détecteurs optiques adaptés à la gamme spectrale d'émission de la source utilisée — et la détection se fait sur « fond noir », ce qui évite les problèmes liés à la ligne de base¹⁹.

Le niveau de détectivité démontré dans les expériences préliminaires reportées dans la publication P21 (environ 200 ppm²⁰) était encore loin de l'état de l'art démontré avec cette technique. Depuis, les performances ont nettement progressé par l'amélioration de la cellule photoacoustique, le contrôle du taux de répétition de la source OPO permettant de se mettre résonance avec un mode acoustique de la cellule et le pompage par laser à fibre en régime microseconde (publication P11). Comme illustré par la figure 1.22, ce dispositif a permis de détecter le méthane atmosphérique et donc d'atteindre une détectivité sub-ppm.

Dans ce contexte, comme annoncé dans la section 1.1, la technologie NesCOPO a fait l'objet d'une

17. partie dans 10⁹

18. partie dans 10¹²

19. Le lecteur désireux d'en savoir plus sur les bases de la spectroscopie photoacoustique pourra se référer à la publication O3

20. partie dans 10⁶

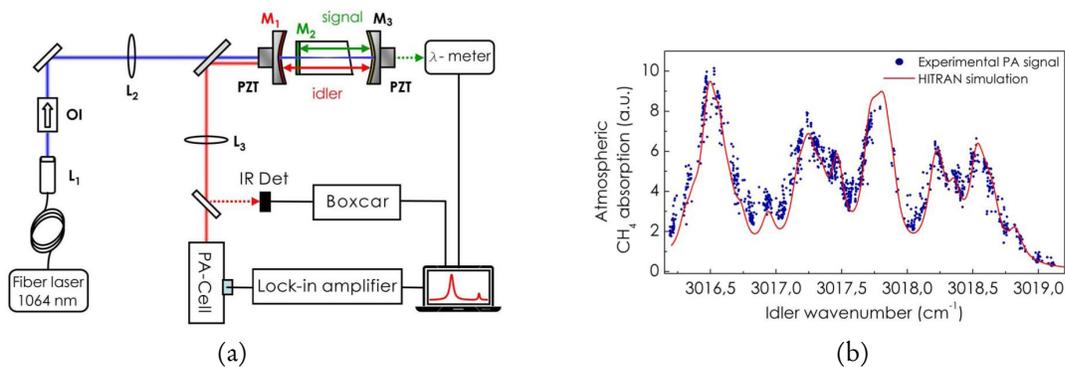


FIGURE 1.22 – (a) Diagramme schématique du montage expérimental de spectrométrie photoacoustique utilisant un NesCOPO pompé par laser à fibre en régime microseconde; (b) spectre du méthane atmosphérique enregistré avec le dispositif (a) et comparaison avec le spectre théorique calculé au moyen de la base HITRAN (d'après la publication P11).

action de valorisation vers la société Blue Industry & Science²¹ qui commercialise maintenant des instruments pour le contrôle de qualité de l'air. En effet, les propriétés du NesCOPO permettent de répondre aux fortes exigences de cette application où la fonctionnalité multi-espèces est fondamentale et où le niveau de sensibilité exigé est de quelques ppb pour chacune des espèces.

1.6.3 Détection de gaz à courte-moyenne portée

Le fonctionnement impulsionnel de l'OPO en fait une source très bien adaptée pour les mesures à distance où le fait de disposer d'une forte puissance crête délivrée dans une courte fenêtre de temps permet de réaliser la détection en s'affranchissant du bruit en dehors de la porte temporelle de mesure. Ainsi, le NesCOPO pompé par microlaser a pu être utilisé pour réaliser des mesures lidar à absorption différentielle (*Differential Absorption Lidar*, DIAL) en récoltant le signal retrodiffusé par une cible non coopérative (une feuille de papier) disposée à une distance de typiquement 10–30 m comme cela est décrit dans la publication P14. Il a notamment été possible de détecter une fuite de CO₂ en sortie d'une bouteille disposée sur le trajet du faisceau. Dans ce scénario d'emploi, la mesure est intégrée le long de la ligne de visée car on utilise la rétrodiffusion par une cible à une distance donnée (et non par les aérosols comme en DIAL classique). On parle alors de mesure IP-DIAL (*Integrated Path DIAL*).

Un système IP-DIAL avec une portée potentielle de 190 m a ensuite été développé en utilisant une architecture MOPA où le rayonnement émis par le NesCOPO est amplifié dans un étage d'amplification paramétrique basé sur un cristal de PPLN jusqu'à une énergie de 10 μ J à 3,3 μ m [cf. Figure 1.23(I)]. Pour atteindre cette énergie par impulsion, le laser de pompe est également basé sur une architecture MOPA où le microlaser est amplifié jusqu'à 200 μ J dans un amplificateur à base de fibre mono-cristalline Nd:YAG. Comme présenté sur la figure 1.23(II), le pilotage du système IP-DIAL est automatisé de sorte à générer des séquences de longueurs d'onde en utilisant la méthode d'échantillonnage de fréquence par effet Vernier [cf. Figure 1.24(a)].

La figure 1.24(b) présente un spectre de transmission atmosphérique ainsi obtenu. Il est alors possible en appliquant une méthode d'inversion adaptée de remonter simultanément à la concentration de vapeur d'eau et de méthane. Cette approche permet ainsi de mesurer la concentration de méthane en s'affranchissant des interférences dues à la présence de la vapeur d'eau, ce qui serait difficile à réaliser avec une source dont l'accordabilité serait limitée aux seules raies du méthane.

Il a ainsi été possible de réaliser le suivi simultané des concentrations de H₂O et de CH₄ comme illustré par la figure 1.25. On peut remarquer que la mesure de H₂O est en bon accord avec la mesure

21. <http://blueindustryandscience.com/>

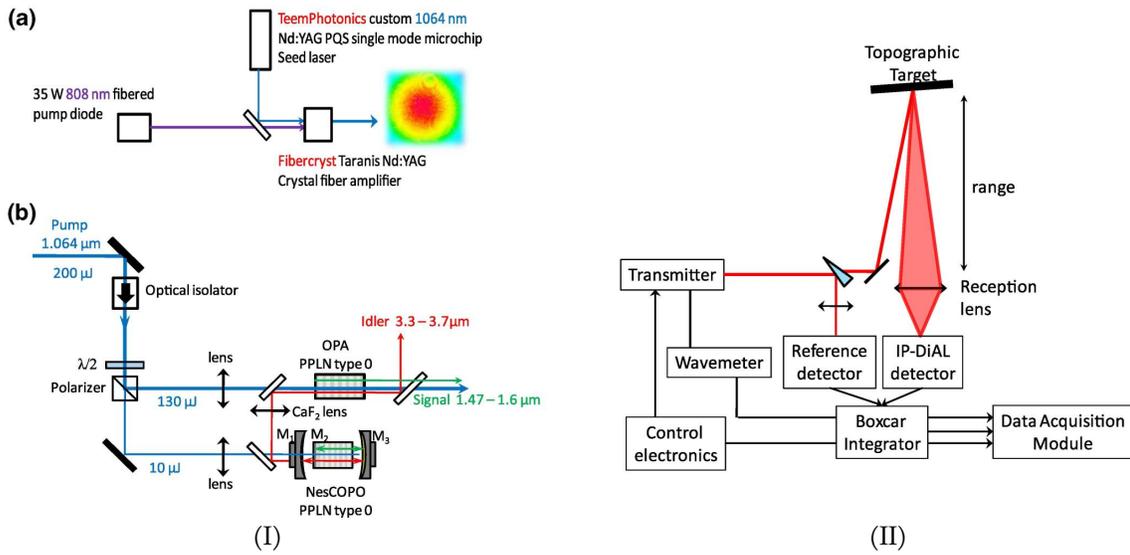


FIGURE 1.23 – (I) Diagramme schématique de l'émetteur à base d'architectures MOPA pour (a) la pompe et (b) la source paramétrique. (II) Diagramme schématique du dispositif IP-DIAL (d'après la publication P7).

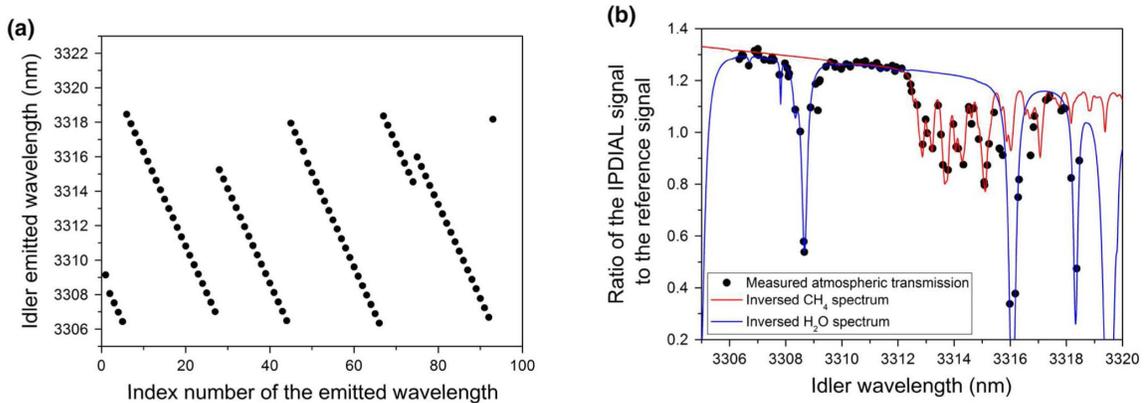


FIGURE 1.24 – (a) Séquence de longueurs d'onde émises par le NesCOPO et (b) spectres de transmission atmosphérique de la vapeur d'eau et du méthane enregistrés au moyen de l'instrument IP-DIAL à une distance de 30 m (d'après la publication P7).

simultanée réalisée avec un hygromètre. La concentration de méthane est, quant à elle, conforme à la valeur attendue de 1,8 ppm. On peut également noter que la variation importante de concentration de vapeur d'eau entre les deux jours de mesure — due aux changements des conditions météorologiques — ne se répercute pas sur la mesure du méthane. Cette expérience valide donc l'apport multi-espèces offert par le NesCOPO.

1.6.4 Lidar longue portée

Pour les applications IP-DIAL à plus longue portée — en particulier, le suivi de gaz à effet de serre depuis l'espace où le signal rétrodiffusé provient de l'écho de sol — ou les mesures lidar résolue selon la ligne de visée à partir du signal directement diffusé par les aérosols, il devient nécessaire d'augmenter significativement l'énergie par impulsion. Le niveau d'énergie requis peut alors atteindre plusieurs dizaines de millijoules par impulsion, soit être typiquement quatre à cinq ordres de grandeur plus élevé que le niveau d'énergie à la sortie d'un NesCOPO pompé par microlaser. Afin de répondre à ce besoin, nous

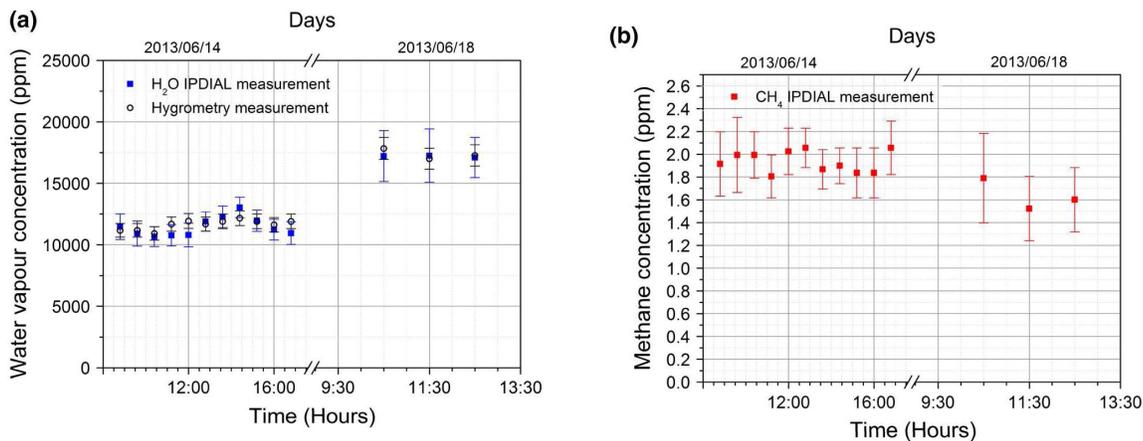


FIGURE 1.25 – Mesures simultanées des concentrations en (a) vapeur d'eau et (b) méthane atmosphériques à une portée de 30 m (longueur d'absorption de 60 m) avec une énergie complémentaire de 5 μ J. Les mesures ont été réalisées en intérieur dans les locaux de l'ONERA à Palaiseau les 14 et 18 juin 2013. La mesure de vapeur d'eau est comparée à la mesure par un hygromètre commercial (d'après la publication P7).

avons développé des architectures MOPA forte énergie.

Les développements réalisés — dans le cadre d'études au profit de l'ESA et du CNES et des thèses de J. Barrientos Barria (2011–2014) et E. Cadiou (depuis 2014) — pour mesurer les gaz à effet de serre autour de 2 μ m depuis l'espace sont une bonne illustration de ces activités. Dans le cas de CO₂, la longueur d'onde λ_{on} , choisie par l'ESA, est d'environ 2050 nm, correspondant à une raie présentant un niveau d'absorption adapté à une mesure depuis l'espace, sans interférents, peu sensible aux variations de température et d'humidité. De plus, afin d'avoir une absorption principalement reliée aux basses couches atmosphériques, λ_{on} doit être décalée de quelques GHz par rapport au maximum de la raie. En effet, les raies étant plus larges proche du sol du fait de la pression atmosphérique, cette stratégie permet de limiter l'absorption dans les hautes couches atmosphériques. La contrepartie de cette approche est une spécification très stricte de la stabilité en fréquence (inférieure au MHz) du fait de la mesure d'absorption réalisée sur un flanc de raie.

Afin de répondre à ces spécifications, nous avons développé l'architecture de source présentée sur la figure 1.26. Cette architecture originale, offrant des performances sans équivalent, a fait l'objet de deux publications et d'une conférence invitée à CLEO (publications P5 et P22 et conférence CI12). Le laser de pompe est un laser Nd:YAG délivrant des impulsions de 100 mJ à la cadence de 30 Hz (durée 12 ns). Une faible portion de l'énergie (0,5 mJ) est prélevée pour pomper l'oscillateur NesCOPO maître. Afin de maintenir une bande de gain paramétrique suffisamment étroite proche de la dégénérescence pour permettre une émission monomode par filtrage par effet Vernier, le cristal de PPLN de l'oscillateur est utilisé en configuration de quasi-accord de phase de type II. Les 30 μ J émis par l'OPO sont alors amplifiés dans les étages OPA. Pour optimiser le recouvrement temporel entre les impulsions émises par l'OPO et les impulsions de pompes dans l'OPA, une ligne à retard de 10 ns est insérée sur le trajet du faisceau pompe afin de compenser le temps de construction de l'OPO. Le premier étage OPA est basé sur un cristal de PPLN en quasi-accord de phase de type 0, de 25 mm de long, assurant la fonction de pré-amplificateur, de gain 40 pour une énergie de pompe de 3 mJ. L'étage de puissance est réalisé avec quatre cristaux de KTP (trois de longueur 25 mm et un de longueur 20 mm), en accord de phase de type II pompés par l'énergie de pompe restante. La source est accordable de sorte à pouvoir adresser les raies d'absorption de CO₂ à 2,051 μ m et H₂O à 2,056 μ m avec le rayonnement signal et la raie de CH₄ à 2,29 μ m avec le rayonnement complémentaire. Comme résumé dans le tableau 1.1, les énergies par impulsion pour le

Espèce mesurée	Longueur d'onde (nm)	Énergie (mJ)		
		Signal	Complémentaire	Totale
CO ₂	$\lambda_s = 2050,97$	20	17	37
H ₂ O	$\lambda_s = 2056,64$	20	16	36
CH ₄	$\lambda_c = 2290$	20	17	37

TABLE 1.1 – Énergies en sortie de MOPA pour une énergie de pompe de 100 mJ

signal et le complémentaire atteignent, respectivement, 20 mJ et 16 mJ, soit une efficacité de conversion optique-optique de plus de 37 %. La qualité de faisceau est caractérisée par $M^2 < 1,5$ tandis que la pureté spectrale est meilleure que 99,8 %. La stabilité de la fréquence centrale est meilleure que 3 MHz rms sur plusieurs secondes en boucle ouverte. Avec le contrôle active du miroir M1, il est possible de maintenir la fréquence signal avec une stabilité sub-MHz avec un temps de moyennage de 1 s (et environ 0,3 MHz pour une durée de 10 s) (cf. Figure 1.27). Cette stabilité de fréquence est à comparer avec la largeur de raie limitée par transformée de Fourier qui est d'environ 60 MHz.

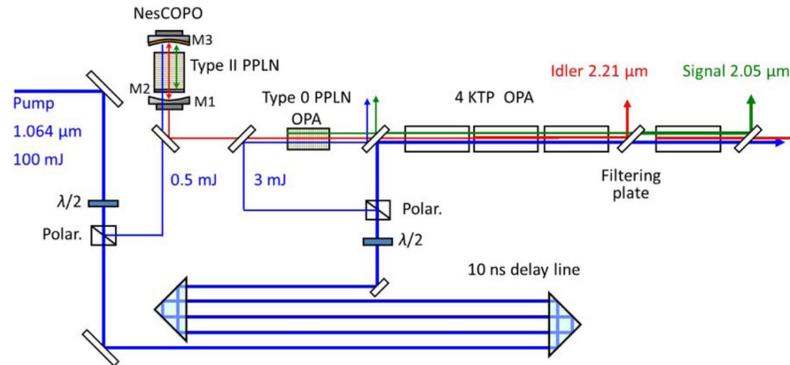
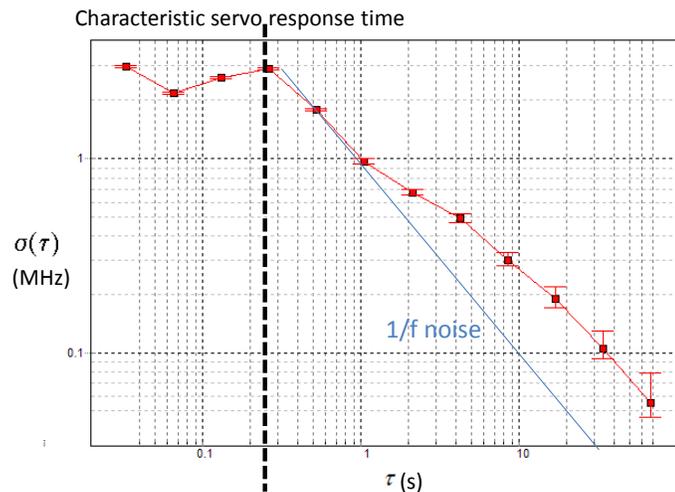


FIGURE 1.26 – Diagramme schématique de l'émetteur MOPA pour lidar à 2 μm (d'après la publication P5).

FIGURE 1.27 – Variance de Allan de la fréquence signal émise par l'émetteur MOPA en boucle fermée (contrôle actif de la position du miroir M₁).

Cette source est le premier émetteur capable d'adresser les trois principales espèces d'intérêt (CO_2 , H_2O et CH_4) pour mesurer les gaz à effet de serre depuis l'espace par méthode IP-DIAL. Comme discuté dans la section 1.7 suivante, les travaux actuels portent sur la validation de cet émetteur en réalisant des mesures lidar depuis le sol avec basculement tir à tir entre λ_{on} et λ_{off} ainsi que l'amélioration de l'asservissement en fréquence.

1.7 Études en cours et perspectives

Les développements sur les instruments d'analyse de gaz et les sources paramétriques sont actuellement poursuivis selon un objectif double :

- sortir les systèmes du laboratoire et aller vers l'application via le développement d'instruments de spectrométrie complets ;
- étendre le domaine de fonctionnement des OPO (niveau d'énergie, gamme spectrale, régime de fonctionnement...) afin de répondre à un plus vaste panel d'applications.

Il va sans dire que ces deux motivations sont intimement liées et qu'elles se rejoignent dans la plupart des projets en cours.

Afin de sortir les systèmes du laboratoire, les efforts se poursuivent pour miniaturiser les OPO²² et réaliser des systèmes microassemblés par collage UV. Une première étape a été franchie récemment avec la réalisation d'un NesCOPO sans réglage ainsi assemblé (cf. Figure 1.21). Cette augmentation du niveau de TRL²³ est une étape indispensable pour favoriser la valorisation des recherches et développer des instruments de détection et d'analyse de gaz pouvant être déployés hors du laboratoire, voire embarqués.

Concernant les mesures locales l'effort est actuellement porté sur la réalisation d'instruments basés sur la spectroscopie photoacoustique avec pour objectif de tirer parti des progrès réalisés récemment au niveau des microrésonateurs mécaniques. Cette approche vise à développer des capteurs toujours plus compacts en remplaçant la cellule photoacoustique et son microphone par un diapason en quartz. Il s'agit alors de tirer avantage du très bon facteur de qualité de ces résonateurs, qui leur procure non seulement une meilleure amplification du signal modulé à la fréquence propre du résonateur, mais une meilleure sélectivité en fréquence, et donc une plus grande immunité au bruit acoustique ambiant. Afin d'optimiser les performances de ces dispositifs, un projet²⁴ est actuellement en cours impliquant, d'une part, l'unité Capteur et MicroTechnologie (CMT) du DMPH qui est spécialiste des microrésonateurs mécaniques et, d'autre part, l'unité SLM. Ce projet — dans le cadre duquel s'effectue la thèse de Guillaume Aoust — vise à la réalisation d'un capteur offrant des performances uniques grâce au développement de deux briques essentielles : une source optique accordable dans l'infrarouge et un détecteur photoacoustique. Concernant le résonateur, l'objectif est d'aboutir à une structure permettant de renforcer l'interaction lumière-matière tout en minimisant l'impact des bruits techniques et environnementaux. Afin de bénéficier au mieux de la compacité du capteur à base de microrésonateur, l'objectif concernant la source est de réaliser une source NesCOPO très compacte directement pompée par diode. Des premiers résultats prometteurs ont été récemment obtenus en ce sens avec la démonstration du premier NesCOPO pompé directement par diode laser. Les efforts doivent néanmoins être poursuivis pour gérer l'impact des effets thermiques sur la stabilité du fonctionnement (impact bien plus marqué en régime continu).

22. Les développements réalisés depuis une quinzaine d'années ont déjà permis de réduire le volume des OPO de plus de deux ordres de grandeur

23. *Technology Readiness Level* (échelle d'évaluation du niveau de maturité d'une technologie couramment utilisée par l'industrie aéronautique)

24. Projet de recherche ONERA MINIPHASE (*MINIature PHotoacoustic SpectromEter*).

Concernant les mesures à distance, l'équipe est impliquée dans plusieurs projets déjà évoqués précédemment. Ces projets, financés en interne par l'ONERA ou soutenus par l'ESA et le CNES²⁵, portent principalement sur la mesure de gaz à effet de serre et de polluants industriels à longue portée. Outre les objectifs déjà évoqués à la fin de la section 1.6.4 (validation par mesure DIAL depuis le sol et amélioration du pilotage instrumental), une collaboration est actuellement en cours avec KTH (Suède) pour remplacer les cristaux d'OPA en KTP par des cristaux de PPKTP de grande ouverture (5 mm). Il sera alors possible de simplifier significativement l'architecture en remplaçant l'arrangement à double étages avec préamplificateur à base de PPLN et amplificateur à base de quatre cristaux de KTP par un OPA utilisant seulement deux cristaux de PPKTP.

En outre, l'effort est actuellement porté sur la réalisation d'OPO émettant de plus grandes longueurs d'onde infrarouges grâce à la mise en œuvre de nouveaux matériaux non linéaires. Une étape clé vient récemment d'être franchie suite à la démonstration du premier NesCOPO à base d'OP-GaAs dont les propriétés et les performances sont présentées dans la section 3.4 au chapitre 3. Cette réalisation ouvre la voie vers un nouveau panel d'espèces pouvant être détectées et permettant de mieux répondre aux problématiques de défense et de sécurité. Toujours dans cette thématique, un projet²⁶ est en cours afin de réaliser un système DIAL en bande III intégrant la technologie NesCOPO afin de pouvoir détecter des agents chimiques à longue portée. Dans ce cas, l'émetteur lidar s'appuie sur les développements réalisés pour la montée en énergie à 2 μm .

Des développements sont également en cours pour augmenter la vitesse d'accord en fréquence en exploitant des approches récemment brevetées (brevet B2), ce qui bénéficiera à toutes les études précédemment mentionnées. Je continuerai également à m'investir dans l'accompagnement du transfert et la valorisation des technologies développées dans l'équipe.

25. projets ESA PULSNIR (*PULsed Laser Source in NIR for lidar applications*) et GENUIN (*GENeric frequency converter Unit for spaceborne lidar INSTRUMENTS*) et projets de R&T CNES

26. projet EDA MICLID (*Mid-Infrared Chemical LIDAR*).

2 Autres études et développements de sources paramétriques nanoseconde

2.1 Contexte

Parallèlement aux activités liées aux architectures d'OPO à filtrage spectral par effet Vernier, j'ai été impliqué dans le développement d'autres architectures OPO utilisant les spécificités de l'interaction paramétrique ainsi que de nouveaux modèles théoriques permettant leur étude et leur dimensionnement. En particulier, dès mon arrivée en postdoctorat à l'ONERA, j'ai proposé avec Emmanuel Rosencher un nouveau formalisme de *rate equation*¹ utilisant les fonctions elliptiques de Jacobi, permettant de modéliser le fonctionnement des OPO impulsionnels (publication P34). Ce formalisme a été utilisé dans le développement de deux nouvelles architectures d'OPO. La présentation de ce formalisme est effectuée dans la section 2.2.

La première architecture, appelée OPO à résonance croisée, a été développée dans le cadre de la thèse de Myriam Raybaut (2003–2006) (publication P32). La particularité de cette géométrie est que, prise indépendamment, aucune des deux ondes paramétriques ne résonne dans la cavité tandis que la condition de résonance optique devient possible lorsque la conversion paramétrique a lieu. Cette architecture permet de délivrer les deux ondes paramétriques selon deux faisceaux distincts de puissances équivalentes avec une meilleure stabilité de pointé relatif que dans le cas d'un OPO simplement résonnant conventionnel. Cet OPO a été avantageusement utilisé lors de la thèse de Myriam Raybaut pour réaliser des expériences de génération de fréquence différence (DFG) vers la bande III. Les travaux qui concernent cette première architecture sont résumés dans la section 2.3.

La seconde architecture, appelée OPO-OPA, a été développée dans le cadre de la thèse de Jean-Michel Melkonian (2004–2007). Le but de cette architecture est d'augmenter l'efficacité de conversion vers l'onde complémentaire des OPO en insérant un second cristal non linéaire dans la cavité. Ce second cristal est pompé par l'onde signal résonnante de l'OPO et agit comme un OPA pour le rayonnement complémentaire. Cette architecture était déjà connue avant d'être étudiée à l'ONERA. L'originalité de mes travaux a résidé dans sa modélisation détaillée et son optimisation pour les applications d'analyse structurale des matériaux composites par excitation acoustique par laser, effectuée dans le cadre d'un projet européen² (publication P29). Plus récemment, j'ai réalisé d'autres développements de l'architecture OPO-OPA dans le cadre d'une étude au profit de SAGEM DS où l'application visée était les contre-mesures optroniques. L'originalité était d'utiliser un cristal de PPLN bifonctionnel contenant deux réseaux non linéaires en série : un réseau OPO de pas uniforme suivi d'un réseau OPA ayant une structure en éventail (ou *fan-out*) (publication P13). De cette manière, les conditions de quasi-accord de phase peuvent être ajustées indé-

1. Ou « équation de débit ».

2. Projet INCA (*Innovative NDT Concepts for Aerospace industry*, projet GRD1- 2000-25309)

pendamment en agissant sur la température du cristal pour le processus OPO et sur sa position transverse pour optimiser le processus OPA. Les activités relatives à cette architecture OPO–OPA sont présentées dans la section 2.4.

Plus récemment, le formalisme de *rate equation* a été amélioré et utilisé dans le cadre de la thèse de Guillaume Aoust (démarrée en 2013). Ce travail, à la fois théorique et expérimental, a porté sur l'étude de la durée optimale d'impulsion pour pomper le plus efficacement un OPO (publication P6). En utilisant une architecture de laser de pompe fibré (oscillateur maître suivi d'un amplificateur), nous avons pu étudier le fonctionnement de l'OPO en faisant varier la durée d'impulsion sur plus de deux ordres de grandeur (entre 40 ns et 10 μ s). Dans le cas d'un OPO doublement résonnant, nous avons pu mettre en évidence l'existence d'une durée d'impulsion optimale permettant de minimiser l'énergie de seuil. Ce travail a également permis de définir la durée d'impulsion optimale à énergie fixée pour maximiser le rendement de l'OPO. Les principaux résultats de cette étude sont présentés dans la section 2.5.

Enfin, la section 2.6 clôt ce chapitre en donnant les conclusions et perspectives.

2.2 Nouveau formalisme de *rate equation*

Ce nouveau formalisme permet d'étudier le comportement dynamique des OPO au moyen d'une *rate equation* tenant compte de manière exacte de l'interaction non linéaire entre les ondes dans le cristal non linéaire. Il s'agit d'une extension du formalisme précédemment développé par Emmanuel Rosenthal et Claude Fabre pour modéliser les OPO en régime continu [40]. L'approche développée a pour vocation d'accéder à une meilleure compréhension physique du fonctionnement dynamique des OPO au moyen d'un formalisme semi-analytique. Elle permet d'obtenir des expressions normalisées universelles qui contiennent les effets de dépeuplement et de reconstruction de la pompe. Cependant, afin de permettre une telle approche semi-analytique, la diffraction n'est pas prise en compte³ car une description complète nécessiterait de recourir à des simulations numériques⁴ [41–46]. De plus, notre modèle est limité aux impulsions de durée supérieure au temps d'aller-retour de la cavité OPO. Il permet toutefois d'obtenir un bon accord qualitatif pouvant être recalé au moyen d'une mesure expérimentale et ainsi permettre une étude paramétrique d'optimisation des architectures. Une étude numérique plus complète et plus gourmande en temps de calcul peut alors être réalisée sur les meilleures architectures afin de valider la démarche.

Une description détaillée de ce nouveau formalisme est présentée dans la publication P34. Nous présentons ci-après uniquement les grandes lignes de la démarche de calcul dans le cas d'un OPO simplement résonnant. Pour faciliter l'analyse, nous considérons ici une géométrie simple de cavité en anneau telle que présentée sur la figure 2.1. On note

$$A_m(z) = u_m(z) \exp[i\varphi(z)] \quad (2.1)$$

l'enveloppe lentement variable des différents champs électromagnétiques ($m = s$ pour le signal, $m = c$ pour le complémentaire et $m = p$ pour la pompe) reliée au champ électrique $E_m(z)$ par la relation suivante :

$$E_m(z) = \sqrt{\frac{\omega_m}{n_m}} A_m(z) \exp(ik_m z), \quad (2.2)$$

où n_m est l'indice de réfraction linéaire du milieu pour l'onde m de pulsation ω_m et de vecteur d'onde $k_m = n_m \omega_m / c$. Le facteur de normalisation est choisi de telle sorte que l'intensité $p_m = u_m^2$ est pro-

3. Approche de type onde plane

4. Par ailleurs déjà largement développées dans plusieurs laboratoires, dont l'ONERA

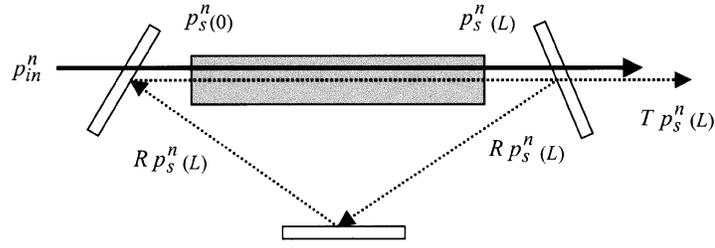


FIGURE 2.1 – Diagramme schématique de la cavité OPO en anneau considérée dans le formalisme de *rate equation* et notations associées (d’après la publication P34).

proportionnelle au flux de photon Φ_m via la relation $\Phi_m = p_m / (2 \hbar Z_0)$, où \hbar est la constante de Planck et Z_0 l’impédance du vide (377Ω). Par souci de simplicité, le modèle suppose que les ondes en interaction sont des ondes planes colinéaires et sans double-réfraction. Selon le même souci de simplicité, nous supposons un fonctionnement monomode et un accord de phase parfait dans le cristal non linéaire, c.-à-d. $\Delta k = k_p - k_s - k_c = 0$.

Avec ces hypothèses simplificatrices, l’évolution des amplitudes des ondes dans le milieu non linéaire est régie par le système classique d’équations différentielles couplées :

$$\frac{d}{dz} u_s(z) = \kappa u_c(z) u_p(z), \quad (2.3)$$

$$\frac{d}{dz} u_c(z) = \kappa u_s(z) u_p(z), \quad (2.4)$$

$$\frac{d}{dz} u_p(z) = -\kappa u_s(z) u_c(z), \quad (2.5)$$

où κ est le coefficient de couplage non linéaire tel que

$$\kappa = \frac{\chi^{(2)}}{2c} \sqrt{\frac{\omega_s \omega_c \omega_p}{n_s n_c n_p}}, \quad (2.6)$$

avec $\chi^{(2)}$ la susceptibilité non linéaire.

Dans les équations (2.3)–(2.5), le terme de phase relative $\varphi(z)$ a été omis [47, 48] : plus précisément, nous avons considéré $\cos \varphi(z) = 1$. De cette manière, la déplétion totale de pompe induit un changement de signe de $u_p(z)$ plutôt qu’un saut de π de $\varphi(z)$. Cette hypothèse est toujours vérifiée dans les OPO simplement résonnants puisque la phase de l’onde non résonnante dont l’amplitude est nulle en entrée de cristal non linéaire s’adapte pour maximiser le gain paramétrique.

Pour établir la *rate equation* relative à l’OPO, on considère dans un premier temps l’évolution de l’intensité de l’onde résonnante — supposée être le signal — pendant un tour de cavité. Au tour de cavité n , la résolution analytique du système d’équations (2.3)–(2.5) permet de relier l’intensité signal en sortie de cristal $p_s^n(L)$ aux intensités pompe et signal en entrée de cristal $p_p^n(0)$ et $p_s^n(0)$:

$$p_s^n(L) = p_s^n(0) \left[1 - \text{sn}^2 \left(i \kappa L \sqrt{p_p^n(0)} \left| \frac{-p_s^n(0)}{p_p^n(0)} \right. \right) \right]. \quad (2.7)$$

Dans l’expression précédente, la fonction sinus de Jacobi sn est définie par sa fonction réciproque Arcsn :

$$a \int_0^x \frac{dt}{\sqrt{(a^2 - t^2)(b^2 - t^2)}} = \text{Arcsn} \left(\frac{x}{b} \left| \frac{b^2}{a^2} \right. \right). \quad (2.8)$$

L'onde signal est alors réfléchi par les miroirs de cavité et devient l'onde signal en entrée de cristal pour la tour de cavité $n + 1$:

$$p_s^{n+1}(0) = R p_s^n(L), \quad (2.9)$$

où R est la réflectivité équivalente aux différents miroirs de la cavité OPO. On obtient ainsi la relation de récurrence suivante :

$$p_s^{n+1}(0) = R p_s^n(0) \left[1 - \text{sn}^2 \left(i\kappa L \sqrt{p_p^n(0)} \left| \frac{-p_s^n(0)}{p_p^n(0)} \right. \right) \right]. \quad (2.10)$$

La variation de l'intensité signal pendant un tour de cavité $\Delta t = \tau = (n_s L + L')/c$ correspond donc à

$$p_s^{n+1}(0) - p_s^n(0) = R p_s^n(0) \left[1 - \text{sn}^2 \left(i\kappa L \sqrt{p_p^n(0)} \left| \frac{-p_s^n(0)}{p_p^n(0)} \right. \right) \right] - p_s^n(0) \simeq \tau \frac{d}{dt} p_s(0), \quad (2.11)$$

ce qui permet d'obtenir l'équation différentielle suivante :

$$\frac{d}{dt} p_{\text{out}}(t) + \frac{1-R}{\tau} p_{\text{out}}(t) = -\frac{R}{\tau} p_{\text{out}}(t) \text{sn}^2 \left(i\kappa L \sqrt{p_{\text{in}}(t)} \left| -\frac{R}{1-R} \frac{p_{\text{out}}(t)}{p_{\text{in}}(t)} \right. \right), \quad (2.12)$$

où $p_{\text{out}}(t) = (1-R)p_s(t,0)/R$ et $p_{\text{in}}(t) = p_p(t,0)$ sont les intensités signal émis en sortie d'OPO et pompe incidente. La figure 2.2 illustre le résultat de la résolution numérique de l'équation (2.12) dans le cas d'une impulsion de pompe ayant un profil temporel carré. Le résultat calculé est identique à celui obtenu par une résolution itérative du système classique de trois équations couplées. L'équation (2.12) permet donc de décrire la dynamique de l'OPO en tenant compte rigoureusement des effets de saturation et de reconversion de pompe. Il apparaît clairement dans cette équation que, lorsque la pompe incidente est coupée, l'intensité signal diminue et tend à s'annuler avec un temps caractéristique $\tau_{\text{cav}} = \tau/(1-R)$ qui n'est rien d'autre que le temps de vie des photons dans la cavité. Le terme dans le membre de droite de l'équation (2.12) est le terme source non linéaire correspondant au pompage de l'OPO.

L'intensité seuil de pompe en régime continu peut se calculer directement au moyen de l'équation (2.12) en cherchant la solution stationnaire pour $p_{\text{out}}(t) \rightarrow 0$. On obtient ainsi l'expression classique :

$$p_{\text{seuil}}^{\text{cw}} = \left[\frac{1}{\kappa L} \text{argch} \left(\frac{1}{\sqrt{R}} \right) \right]^2. \quad (2.13)$$

On peut alors effectuer les changements de variables suivants : $T = t/\tau$ est l'unité de temps normalisée en tours de cavité, $X = p_{\text{in}}/p_{\text{seuil}}^{\text{cw}}$ (respectivement $Y = p_{\text{out}}/p_{\text{seuil}}^{\text{cw}}$) est l'intensité de pompe (respectivement de signal émis) normalisée par l'intensité pompe seuil. L'équation (2.12) se réécrit alors :

$$\frac{d}{dT} Y(T) + (1-R) Y(T) = -R Y(T) \text{sn}^2 \left(i \text{argch} \left(\frac{1}{\sqrt{R}} \right) \sqrt{X(T)} \left| -\frac{R}{1-R} \frac{Y(T)}{X(T)} \right. \right). \quad (2.14)$$

On peut remarquer que l'équation (2.14) a un seul paramètre : la réflectivité du miroir signal R . L'approche ainsi développée permet d'aboutir à un formalisme simple et universel, propice à la mise en évidence de généralités concernant l'effet de la durée du pompage ou le niveau de pompage sur le rendement théorique de l'OPO. L'étude numérique de l'équation (2.14) a notamment permis de mettre en évidence un point de fonctionnement singulier de puissance crête pompe où le rendement est indépendant

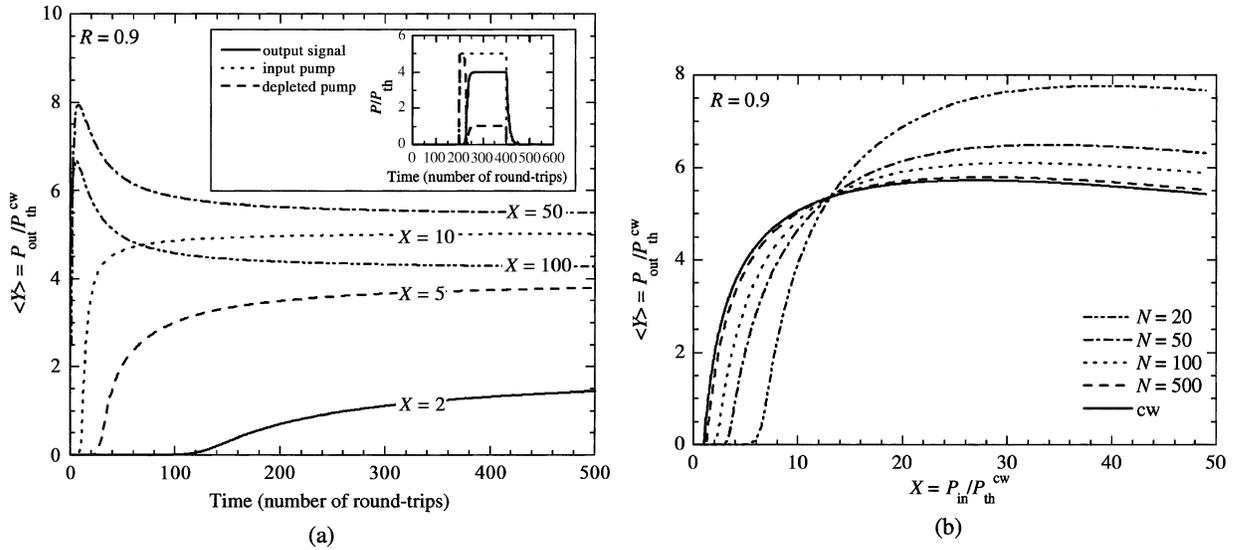


FIGURE 2.2 – Illustration des résultats fournis par le modèle *rate equation* dans le cas d'un OPO simplement résonnant. (a) : Puissance moyenne normalisée, $\langle Y \rangle = \langle p_{\text{out}} / p_{\text{seuil}}^{\text{cw}} \rangle = 1/N \int_0^\infty Y(T) dT$, d'un OPO simplement résonnant pompé par un créneau temporel en fonction de la durée de l'impulsion de pompe, N , (en tours de cavité) pour différentes puissances normalisées, $X = p_{\text{in}} / p_{\text{seuil}}^{\text{cw}}$, de pompe. (b) : Puissance moyenne normalisée d'un OPO simplement résonnant pompé par un créneau temporel en fonction de la puissance de pompe normalisée pour différentes durées d'impulsions. L'encart de (a) présente un exemple de comportement transitoire. La réflectivité du miroir signal est $R = 0,9$ (d'après la publication P34).

de la durée de l'impulsion de pompe. Cette puissance correspond au cas limite au-delà duquel la puissance émise, $\langle Y \rangle = 1/N \int_0^\infty Y(T) dT$ (moyennée sur la durée d'impulsion N) crête, ne présente plus une évolution monotone sur la figure 2.2(a) mais admet une durée d'impulsion optimale. Cette durée optimale correspond au meilleur compromis entre la minimisation du temps de construction et la limitation des effets de saturation après construction. Pour les puissances crête inférieures à ce cas limite, les effets de saturation après construction sont modérés et il est toujours plus avantageux de pomper l'OPO le plus longtemps possible. Sur la figure 2.2(b), il s'agit de la valeur de X pour laquelle toutes les courbes se croisent⁵.

Une expression littérale du temps de construction de l'oscillation dans le cavité OPO peut également être facilement obtenue via ce formalisme en considérant le cas où $Y(T) \ll 1$. Dans ce cas, on peut utiliser l'approximation $\text{sn}(ix|m) \simeq i \text{sh}(x)$ pour $m \rightarrow 0$. On peut alors calculer le temps caractéristique de construction de l'impulsion OPO :⁶

$$\tau_{\text{sro}} = \frac{1}{R \text{ch}^2 \left[\text{argch} \left(\frac{1}{\sqrt{R}} \right) \sqrt{X} \right] - 1}. \quad (2.15)$$

Cette expression permet de clairement mettre en évidence l'effet du taux de pompage X sur la durée du temps de construction. Il est ainsi relativement aisé de comparer l'effet du régime de fonctionnement sur le temps de construction de l'OPO et donc son seuil d'oscillation en régime impulsionnel.

Ce formalisme a également été décliné au cas de l'OPO doublement résonnant (voir publication P34) et a été appliqué avec succès pour étudier le fonctionnement d'architectures OPO spécifiques utilisant des

5. Pour $R = 0,9$ (cas de la figure 2.2), ce point se situe à $X_{\text{singu}} \simeq 11,5$.

6. Le temps τ_{sro} correspond au nombre de tours de cavité pour le signal soit amplifié d'un facteur e . Pour estimer le temps de construction observé expérimentalement, il faut fixer un facteur d'amplification à partir duquel le signal est mesurable en partant d'un niveau initial correspondant au « bruit » de florescence paramétrique Y_0 .

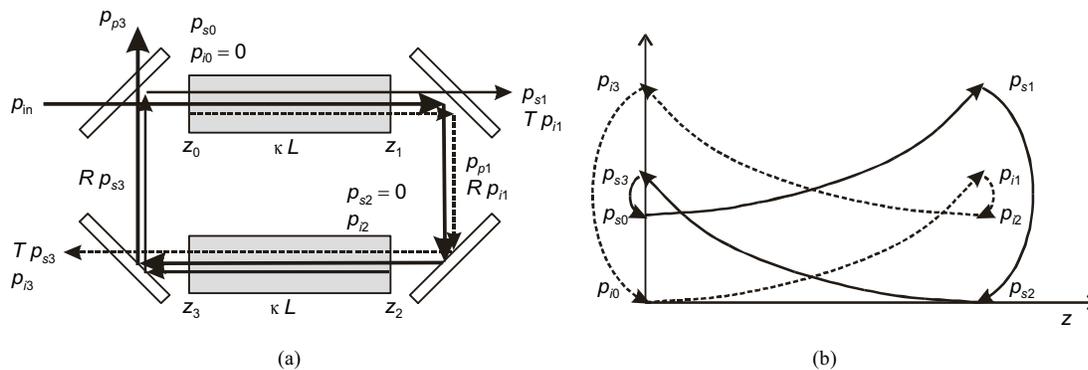


FIGURE 2.3 – (a) Schéma de principe de la cavité CRO et notations associées et (b) distribution axiale des puissances signal et complémentaire (d’après [49]).

processus non linéaires en cascade tel que présenté dans la suite de ce chapitre. Il a également été utilisé pour étudier l’effet de la durée d’impulsion de pompe sur le comportement et les performances d’un NesCOPO pompés par laser à fibre (section 2.5) ainsi que pour divers dimensionnements préliminaires d’OPO non présentés dans ce document.

2.3 OPO à résonance croisée

La mise en œuvre d’expériences de DFG est réalisée de manière routinière dans le cadre des activités liées à l’étude de matériaux non linéaires et de nouvelles configurations de quasi-accord de phase pour la réalisation de source paramétrique émettant en bande III (cf. Chapitre 3). Initialement,⁷ ces expériences étaient réalisées en mélangeant les faisceaux signal et complémentaire émis par un OPO simplement résonnant à base de LiNbO_3 comportant un réseau de diffraction intra-cavité monté en configuration Littrow. Cet OPO présentait des difficultés de mise en œuvre — nécessité d’ajuster plusieurs fois par jour les réglages de cavité, difficulté à harmoniser les directions de pointé des deux faisceaux, variation du pointé relatif des faisceaux, déséquilibre en énergie entre les deux faisceaux... — qui rendaient problématique la réalisation d’expériences de DFG fiables et reproductibles. Afin de pallier ces difficultés, il a été proposé dans le cadre de la thèse de Myriam Raybaut (2003–2006) de réaliser une géométrie d’OPO tirant avantage des spécificités de l’interaction paramétrique afin de générer deux faisceaux présentant des propriétés symétriques et une bonne stabilité relative de pointé. Dans cette géométrie, présentée sur la figure 2.3, le faisceau pompe effectue un simple passage dans les deux cristaux non linéaires tandis que les ondes signal et complémentaire sont totalement couplées à la sortie du premier et du second cristal, respectivement. Les deux faisceaux sont donc émis par des miroirs de sortie différents et présentent des propriétés identiques puisque qu’ils sont sujets à des phénomènes symétriques.

Cette géométrie a initialement été proposée sous la dénomination d’OPO non résonnant [50–52] car il était considéré alors par les auteurs que, comme la cavité froide présente un facteur de qualité nul, cette géométrie d’OPO n’avait pas de modes de cavités et s’apparentait davantage à un OPA multi-passage. Cependant, comme nous l’avons démontré dans la publication P32, l’onde complémentaire générée par différence de fréquences dans le premier cristal a sa phase imposée par celle des ondes signal et pompe présentes en entrée de cristal. Ainsi, même si le signal est totalement couplé vers l’extérieur entre les deux cristaux⁸, l’onde signal qui est générée par différence de fréquences dans le second cristal a aussi sa phase

7. Lors des thèses de Riad Haïdar et d’Alexandre Mustelier (avant mon retour à l’ONERA), ainsi qu’au début de la thèse de Myriam Raybaut.

8. Ce qui n’est jamais d’ailleurs parfaitement le cas en pratique.

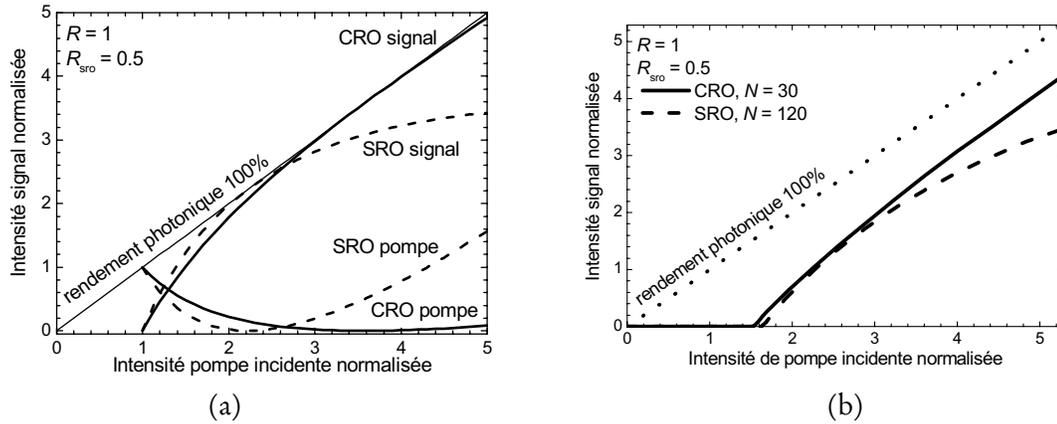


FIGURE 2.4 – (a) Modélisation en régime continu : intensités signal issues d’un CRO et d’un SRO ($R_{SRO} = 50\%$), normalisées à l’intensité pompe seuil. (b) Modélisation en régime impulsionnel : intensités signal issues d’un CRO et d’un SRO équivalent, normalisées à l’intensité pompe seuil. N est le nombre de tours dans la cavité (d’après [49]).

imposée par celle des ondes complémentaire et pompe à l’entrée du second cristal. Le signal garde ainsi la mémoire de sa phase sur un tour de cavité, ce qui conduit à un effet d’interférence cohérent et crée donc des modes de cavité pour cet OPO. Plus précisément, on peut montrer que l’intervalle entre modes est donné par la relation suivante :

$$\Delta\omega_{cro} = \frac{2\pi c}{n_s L_1 + n_c L_2 + L'} \quad (2.16)$$

où L_1 est la longueur du premier cristal non linéaire, L_2 celle du second cristal et L' celle de l’espace d’air dans la cavité. Cet intervalle spectral est donc identique à celui d’une cavité SRO en anneau de longueur optique $n_s L_1 + n_c L_2 + L'$. C’est pourquoi nous avons choisi d’appeler cette architecture d’OPO sous la dénomination d’OPO à résonance croisée ou *cross resonant OPO* (CRO) en Anglais.

Ce dispositif a été étudié en détail en utilisant le formalisme de *rate equation* décrit à la section 2.2. Les détails de cette étude peuvent être trouvés dans la publication P32 et dans le manuscrit de thèse de M. Raybaut [49]. Les principales conclusions de cette étude sont les suivantes :

- Le seuil d’oscillation est minimal lorsque les longueurs des cristaux sont identiques⁹. Dans ce cas, le seuil d’oscillation continu est identique à celui d’un SRO à un seul cristal et un coupleur de réflectivité 50%.
- En comparaison à un tel SRO, le CRO présente une saturation bien moins prononcée en régime continu comme cela est illustré par la figure 2.4(a).
- En régime impulsionnel nanoseconde, le temps de construction est au moins quatre fois plus court que pour un tel SRO de même longueur optique.
- À seuil d’oscillation impulsionnel identique¹⁰, le CRO présente également très peu de saturation en comparaison du SRO [cf. figure 2.4(b)].

En complément de cette étude théorique, plusieurs réalisations expérimentales de l’architecture CRO ont été implémentées pendant la thèse de Myriam Raybaut. La première, détaillée dans la publication P32, est basée sur deux cristaux de KTP en accord de phase de type II. La cavité CRO est réalisée avec un design compact de type cavité monobloc (cf. figure 2.5). Pour comparaison, deux cavités SRO avec un

9. Lorsque l’absorption est négligeable.

10. SRO à un cristal avec un coupleur de 50% et une cavité quatre fois plus courte.

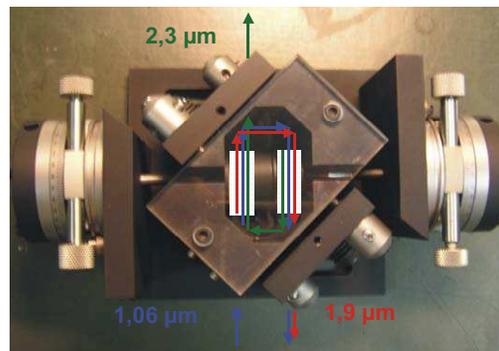


FIGURE 2.5 – Photographie de la cavité CRO (d'après [49]).

seul cristal de KTP ont été réalisées : une cavité de longueur identique à celle du CRO et une cavité courte (longueur minimale possible, environ quatre fois plus courte que le CRO). Pour ces deux SRO, nous utilisons des miroirs plans disponibles au laboratoire, de coefficients de réflexion 65 % et 85 % soit une réflectivité équivalente de 55 % proche de la réflectivité de 50 % mise en évidence dans l'étude théorique. Les OPO sont pompés par un laser Nd:YAG émettant un rayonnement à 1,064 μm , de durée d'impulsion 10 ns à une cadence de 30 Hz. Le faisceau de pompe, de qualité spatiale médiocre, est collimaté avec un diamètre de 1,8 mm. La longueur d'onde signal est accordable autour de 1,9 μm , ce qui correspond à une longueur d'onde complémentaire proche 2,3 μm . La combinaison de ces deux rayonnements dans un étage de génération de fréquence différence permet donc de produire un rayonnement accordable en bande III.

Pour le CRO, on relève un seuil d'oscillation de 48 mJ et un rendement énergétique de 20 %. Pour le SRO de même longueur de cavité, le seuil d'oscillation est trop élevé pour être atteint sans endommager les cristaux. On s'intéresse ensuite au SRO à cavité courte. On relève pour cet OPO un seuil d'oscillation de 37 mJ avec un rendement énergétique de 30 %. Les deux seuils d'oscillation sont donc du même ordre de grandeur. La mesure des profils temporels de pompe incidente, pompe dépeuplée et signal issus des deux OPO confirme que les temps de construction sont également comparables. Cette étude expérimentale confirme les résultats prévus par l'étude théorique. Les performances inférieures du CRO sont attribuées à l'imperfection des miroirs utilisés et surtout aux effets de diffraction qui ne sont pas pris en compte dans l'étude théorique réalisée en ondes planes. Ajoutons ici que le design monobloc de la cavité améliore significativement la stabilité et la reproductibilité du fonctionnement par rapport au SRO précédemment utilisé.

Pour mieux évaluer le potentiel de cette architecture CRO, des expériences de DFG ont été réalisées en mélangeant les deux faisceaux générés dans un cristal de CdSe (cf. Figure 2.6). Ces expériences nous ont permis de générer une onde autour de 12 μm avec une énergie par impulsion de 25 μJ pour 1 mJ incident total à 1,9 et 2,3 μm , soit une efficacité de conversion énergétique de 2,5 % [cf. Figure 2.7(a)]. Un tel rendement, considérant le défaut quantique de 6 entre les ondes incidentes et l'onde générée, est excellent. Ces mesures ont été comparées à une analyse théorique incluant les profils temporels et spatiaux des ondes avec un très bon accord, ce qui confirme l'intérêt de l'architecture CRO pour obtenir des conditions optimales de superposition des faisceaux de pompe pour des expériences de DFG. Cette architecture permet, en effet, de délivrer les deux ondes paramétriques selon deux faisceaux distincts de puissances équivalentes avec une meilleure stabilité de pointé relatif dans le cas d'un OPO simplement résonnant conventionnel. Ces bonnes performances ont été confirmées par une mesure de gain paramétrique dans le cristal de CdSe ¹¹ [cf. Figure 2.7(b)]. Cet OPO a été avantageusement utilisé dans la suite de la thèse de

11. Le faisceau complémentaire à 2,4 μm est atténué avant le cristal de CdSe puis amplifié par le faisceau signal à 1,97 μm .

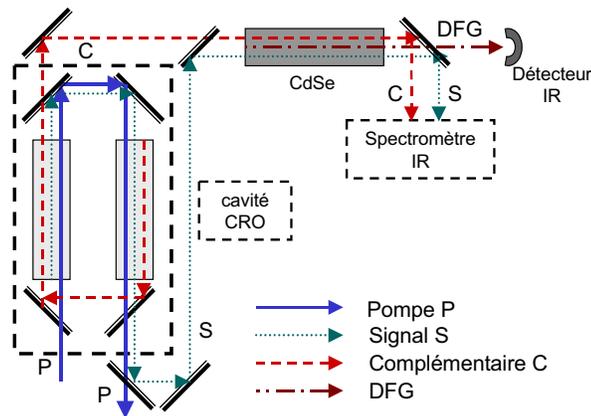


FIGURE 2.6 – Expérience de différence de fréquences dans un cristal de CdSe (d’après [49]).

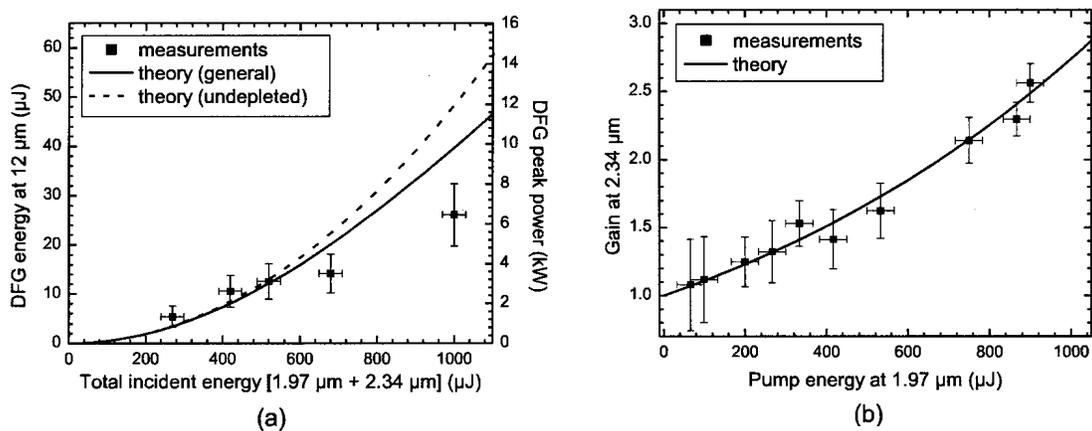


FIGURE 2.7 – (a) Énergie DFG générée en fonction de l’énergie incidente. (b) Gain à 2,4 μm en fonction de l’énergie incidente à 1,97 μm (d’après la publication P32).

Myriam Raybaut pour réaliser des expériences de DFG vers la bande III avec de nouvelles configurations de quasi-accord de phase dans les semi-conducteurs isotropes.

2.4 OPO avec OPA intra-cavité

Les travaux réalisés sur l’architecture OPO–OPA sont une seconde illustration de la mise pratique du formalisme de *rate equations* décrit à la section 2.2, appliqué au cas d’une architecture OPO utilisant des processus non linéaires en cascade.

Le but de cette architecture est d’augmenter l’efficacité de conversion vers l’onde complémentaire des OPO infrarouges. En effet, pour de nombreuses applications, l’onde utile est l’onde complémentaire située dans l’infrarouge moyen alors que le rendement énergétique maximal vers cette onde est intrinsèquement limité au rapport $\omega_c/\omega_p < 50\%$. Ainsi, dans le cas d’une conversion de 1 μm vers 3 μm, ce rendement maximal plafonne à 30%. De plus, dans le cas d’un fonctionnement impulsionnel nanoseconde, le rendement effectif est typiquement deux fois plus faible du fait de l’énergie de pompe inutilisée pendant le temps de construction de l’oscillation paramétrique et des effets de reconversion liés à la puissance

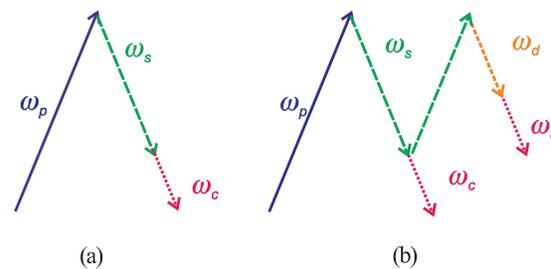


FIGURE 2.8 – Schéma de la conversion de photons dans (a) un OPO et (b) un OPO-OPA.

crête de pompe élevée¹². Afin de s'affranchir de ces limitations, une approche intéressante est d'insérer un second cristal non linéaire dans la cavité. Ce second cristal est pompé par l'onde signal résonnante de l'OPO et agit comme un OPA pour le rayonnement complémentaire. La conversion de photons dans un tel système est schématisé sur la figure 2.8. Un photon de pompe produit d'abord dans le premier cristal un photon complémentaire et un photon signal. Le photon signal produit dans le deuxième cristal un photon complémentaire et autre photon par différence de fréquences, de fréquence $\omega_d = \omega_s - \omega_c$. En fait, ce deuxième cristal agit comme un OPA intra-cavité pour l'onde complémentaire, l'onde signal servant de pompe. En théorie, il est donc possible de doubler l'efficacité quantique vers le complémentaire.

Cette architecture a été initialement proposée théoriquement par Koch et coll. [53]. En utilisant un modèle d'ondes planes en régime continu, ces auteurs ont pu montrer que, par un choix judicieux des non-linéarités relatives des deux cristaux, l'architecture OPO-OPA permettait non seulement d'améliorer l'efficacité quantique pour un dépeuplement de pompe donné mais permettait également de réduire très fortement les effets de reconversion vers la pompe. Ils ont notamment montré qu'il était possible de réaliser une déplétion quasi complète de la puissance de pompe sur de larges plages de puissances incidentes tandis que cette déplétion totale n'est possible que pour une seule valeur de pompe¹³ dans le cas d'un SRO classique. Plus tard, la même équipe a en effet obtenu expérimentalement une efficacité quantique de 110 % dans OPO synchrone en régime picoseconde [54]. Ensuite le concept a été démontré en régime nanoseconde en utilisant des cavités basées sur deux cristaux de PPLN en serie [55]. Les auteurs ont ainsi obtenu 57 μJ à 3,8 μm pour 211 μJ de pompe à 1,064 μm (20 Hz), soit une efficacité quantique de 96 %.

À la lumière de ces résultats, l'OPO-OPA semble donc extrêmement efficace pour augmenter la production d'énergie vers l'infrarouge moyen. Toutefois, les formules issues de l'étude théorique réalisée par Koch et coll. dans la référence [53] étaient relativement complexes et difficiles à exploiter en l'état. De plus, les conditions permettant une déplétion quasi-complète de la pompe y étaient déduite d'une analyse graphique et non d'une formule analytique simple. Il est alors apparu opportun d'appliquer le formalisme de la *rate equation* au cas de l'OPO-OPA. Cette approche nous a effectivement permis d'obtenir des formules analytiques simples pour optimiser la déplétion de pompe. Les principaux résultats de cette analyse théorique sont résumés dans le paragraphe 2.4.1.

Un point commun à l'ensemble des études précédentes et qu'elles reposaient sur l'utilisation de cristaux à quasi-accord de phase par retournement périodique présentant une non-linéarité élevée ($d_{\text{eff}} = 16 \text{ pm/V}$ pour PPLN). Dans le le cadre de la thèse de Jean-Michel Melkonian (2004–2007), nous nous sommes intéressés au potentiel de l'architecture OPO-OPA pour la génération d'impulsions bien plus énergétiques, typiquement 10 mJ. Il s'agissait alors d'un niveau d'énergie inaccessible avec les cristaux retournés périodiquement¹⁴. Il était alors nécessaire d'utiliser des matériaux plus traditionnels permettant

12. Pour réduire le temps de construction, il est généralement nécessaire de pomper l'OPO bien au dessus de son seuil continu, ce qui conduit inmanquablement à un phénomène de reconversion vers la pompe dès que l'oscillation s'est instaurée.

13. Théoriquement $\pi^2/4$ fois le puissance seuil continu.

14. Les première publications sur les cristaux de PPLN de grande ouverture commençaient tout juste à sortir [56]. Précisons

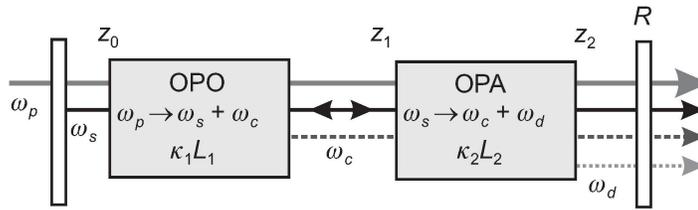


FIGURE 2.9 – Schéma de la cavité OPO-OPA avec les notations utilisées dans cette section.

d'avoir des ouvertures suffisantes, tels que KTP ou KTA, dans des configurations d'accord de phase par biréfringence. Cependant, leur non-linéarité est typiquement cinq fois plus faible ($d_{\text{eff}} \sim 3 \text{ pm/V}$), ce qui réduit l'efficacité du processus OPA. En conséquence, les pertes supplémentaires et l'augmentation de la longueur de cavité due à l'insertion du cristal d'OPA risquaient d'avoir un effet bien plus négatif sur le rendement de l'OPO-OPA que dans le cas d'un dispositif à base de PPLN.

Le contexte de ces travaux, effectués dans le cadre d'un projet européen¹⁵, était l'inspection non destructive de matériaux composites par excitation acoustique par laser. La méthode d'inspection consiste à générer des ondes ultra-sonores dans le matériau et à étudier leur propagation et leur réflexion sur les défauts afin d'en tirer un diagnostic. Il avait été montré que pour toute une classe de composites, notamment à matrice polymère, l'efficacité de génération des ondes ultra-sonores pouvait être fortement améliorée en utilisant plutôt des impulsions dans la gamme 3–3,5 μm [57]. Toutefois, des impulsions de près d'une dizaine de millijoules étaient nécessaires, requérant de pomper l'OPO avec un laser délivrant des impulsions d'au moins 100 mJ, ce qui devenait difficile et coûteux à mettre en œuvre. Il est alors apparu très intéressant d'étudier le potentiel de l'architecture OPO-OPA dans un tel contexte. Les travaux relatifs à cette étude ont été publiés dans l'article P29 et sont présentés dans le paragraphe 2.4.2.

Enfin, plus récemment, j'ai réalisé d'autres développements de l'architecture OPO-OPA dans le cadre d'études menées avec SAGEM DS où l'application visée était les contre-mesures optroniques. L'originalité était d'utiliser un cristal de PPLN bifonctionnel contenant deux réseaux non linéaires en série : un réseau OPO de pas uniforme suivi d'un réseau OPA ayant une structure *fan-out*. De cette manière, les conditions de quasi-accord de phase peuvent être ajustées indépendamment en agissant sur la température du cristal pour le processus OPO et sur sa position transverse pour optimiser le processus OPA. L'étude de cette architecture OPO-OPA a fait l'objet de la publication P13 dont les principaux résultats sont présentés dans le paragraphe 2.4.3.

2.4.1 Étude théorique et numérique

Les détails de cette étude sont présentés dans la publication P29 et le manuscrit de thèse de Jean-Michel Melkonian [58]), seuls les principaux résultats sont résumés ici.

Nous considérons une cavité simplement résonnante à la longueur d'onde signal, sans pertes passives, avec un coupleur de sortie de transmission $1 - R$, telle que représentée sur la figure 2.9. Dans le cas du SRO « classique », le cristal OPA est absent de la cavité.

Comme dans le cas du CRO étudié à la section précédente, nous avons d'abord considéré le cas du régime continu puis avons établi une *rate equation* adaptée à l'OPO-OPA pour étudier la problématique du temps de construction et des effets de saturation en régime impulsionnel.

de plus que cette limitation reste encore très largement d'actualité en ce qui concerne les échantillons disponibles commercialement.

15. Projet INCA (*Innovative NDT Concepts for Aerospace industry*, projet GRD1- 2000-25309).

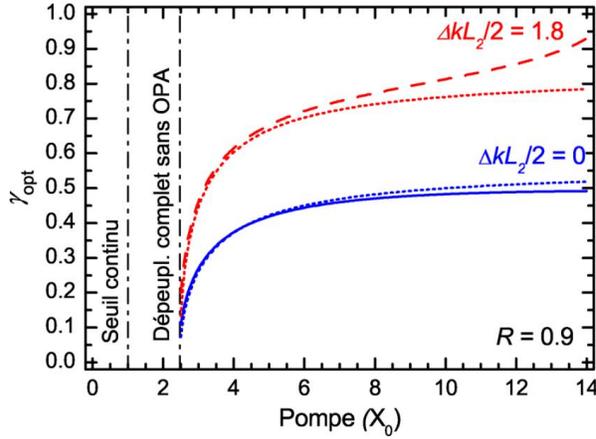


FIGURE 2.10 – Valeur du paramètre γ conduisant au dépeuplement complet de la pompe en fonction du flux de pompe normalisé. Le trait plein correspond à un accord de phase parfait, le trait tireté à un désaccord de phase de 1,8. Les courbes en pointillées sont obtenues avec l’expression approchée (2.17).

Selon une démarche analogue à celle de la référence [40], on peut calculer l’équation implicite régissant le fonctionnement en régime continu. Son expression est relativement complexe et fait intervenir plusieurs fonctions elliptiques de Jacobi. Pour éviter de surcharger ce document, cette expression n’est pas reproduite ici. Dans le cas du régime continu, les principales conclusions de l’étude sont :

- Dans le cas sans pertes considéré, le seuil d’oscillation en régime continu est identique pour les deux configurations et est donné par la relation (2.13). Il est ainsi possible de normaliser les différentes intensités par la même intensité pompe seuil continu.
- Il existe une valeur optimale, γ_{opt} , du rapport $\gamma = \kappa_{\text{OPA}}L_{\text{OPA}}/(\kappa_{\text{OPO}}L_{\text{OPO}})$ telle que la pompe soit complètement dépeuplée en sortie du cristal OPO.

La figure 2.10 présente la valeur γ_{opt} calculée numériquement pour $R = 0,9$ dans les deux cas suivants : accord de phase parfait dans le cristal OPA et $\Delta k_{\text{OPA}}L_{\text{OPA}}/2 = 1,8$. Il est également possible d’obtenir une expression analytique approchée de γ_{opt} si on suppose des pertes faibles de cavité ($R \rightarrow 1$) :

$$\gamma_{\text{opt}} = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\Delta k_{\text{OPA}}L_{\text{OPA}}}{\pi\gamma_{\text{opt}}}\right)^2}} \operatorname{arcsinh} \left[\sqrt{1 - \frac{\pi^2}{4X}} \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta k_{\text{OPA}}L_{\text{OPA}}}{\pi\gamma_{\text{opt}}}\right)^2} \right]. \quad (2.17)$$

Dans le cas d’un accord de phase parfait dans le cristal OPA — qui est la situation atteinte en pratique lorsque le réglage de l’OPO–OPA est optimisé, on obtient alors une relation très simple :

$$\gamma_{\text{opt}} = \frac{2}{\pi} \operatorname{arcsinh} \left(\sqrt{1 - \frac{\pi^2}{4X}} \right). \quad (2.18)$$

Les expressions approchées ci-dessus sont également tracées sur la figure 2.10 en fonction du taux de pompage. On constate que les valeurs approchées sont très voisines des valeurs obtenues numériquement tant que le niveau de pompage n’est pas trop élevé. L’écart entre les valeurs augmente pour les intensités pompe plus importantes et lorsque les pertes de la cavité augmentent. On note toutefois que, en absence de désaccord de phase, l’écart reste faible et la valeur de γ_{opt} tend rapidement vers une valeur asymptotique très proche de 0,5. Un tel comportement est très favorable pour maintenir une efficacité de conversion

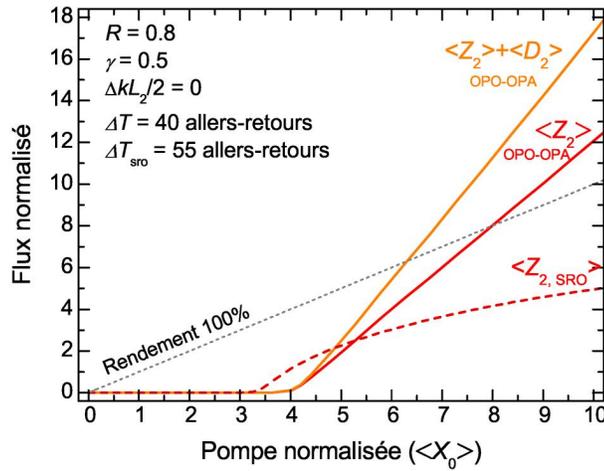


FIGURE 2.11 – Flux complémentaire $\langle Z_2 \rangle$ et flux infrarouge total $\langle Z_2 \rangle + \langle D_2 \rangle$ en fonction de la pompe $\langle X_0 \rangle$ pour le SRO et l’OPO-OPA. La moyenne est définie par l’expression $\langle x \rangle = (1/\Delta T) \int x(T) dT$ (d’après [58]).

élevée lorsque la puissance de pompe varie temporellement et spatialement sur des plages dynamiques importantes. On peut donc s’attendre à ce qu’un dispositif OPO-OPA pour lequel $\gamma \simeq 0,5$ offre, en régime impulsionnel, une efficacité de conversion fortement améliorée par rapport à un SRO classique.

La figure 2.10 montre également que même si le cristal OPA est en dehors de l’accord de phase, il est encore possible d’atteindre le dépeuplement complet de la pompe en prenant une valeur plus élevée de γ . Inversement, la présence d’un cristal OPA trop long (γ trop grand) peut être compensée en désaccordant ce cristal. Par exemple, un OPO-OPA avec $\gamma = 0,8$ et un désaccord de phase $\Delta k_{\text{OPA}} L_{\text{OPA}}/2 = 1,8$ donne une caractéristique entrée-sortie identique à celle d’un OPO-OPA avec $\gamma = 0,5$ et un désaccord de phase nul.

Afin de modéliser l’OPO-OPA en régime impulsionnel, il est possible de d’établir une *rate equation*¹⁶ en suivant une démarche analogue à celle appliquée au cas du SRO dans la section 2.2. La figure 2.11 présente un exemple de mise en application de cette *rate equation*, utilisée pour calculer la courbe d’entrée-sortie d’un OPO-OPA avec $\gamma = 0,5$ pompé par une impulsion de pompe avec un profil temporelle gaussien. Sur cette figure, la caractéristique d’un OPO simplement résonnant est également représentée. Les pertes de cavité et le cristal OPO sont identiques pour les deux configurations. Avec un deuxième cristal, la cavité OPO-OPA est plus longue que la cavité SRO. Cette différence est prise en compte en considérant que la largeur temporelle de l’impulsion pompe vaut $\Delta T = 40$ tours de cavité dans le cas de l’OPO-OPA et $\Delta T_{\text{sro}} = 55$ tours de cavité dans le cas du SRO.

En régime impulsionnel le seuil du SRO est plus faible que celui de l’OPO-OPA car la cavité est plus courte, et donc le temps de construction est plus court. Cependant, le flux complémentaire en sortie du SRO quitte rapidement une loi linéaire et finit par saturer. Dans l’OPO-OPA, la saturation semble quasiment absente, si bien que le flux en sortie dépasse celui du SRO pour un pompage seulement 1,6 fois au dessus du seuil. À 2,5 le seuil, le gain d’efficacité par rapport au SRO atteint un facteur 2. Cela signifie que chaque photon signal produit un photon complémentaire supplémentaire, soit une efficacité quantique de 200 %. D’autre part, le gain non linéaire du signal dans le cristal OPO se trouve ici compensé par les pertes non linéaires dans le cristal OPA. Ainsi, le flux signal s’autorégule et reste proche de la valeur optimale permettant le dépeuplement complet de la pompe. Cet effet se voit nettement sur les profils temporels de la figure 2.12. Dans le SRO une forte reconversion vers la pompe a lieu à partir de $T \simeq 90$ allers-retours, ce qui a pour effet de faire chuter le flux complémentaire. Dans l’OPO-OPA en

16. Non explicitée ici.

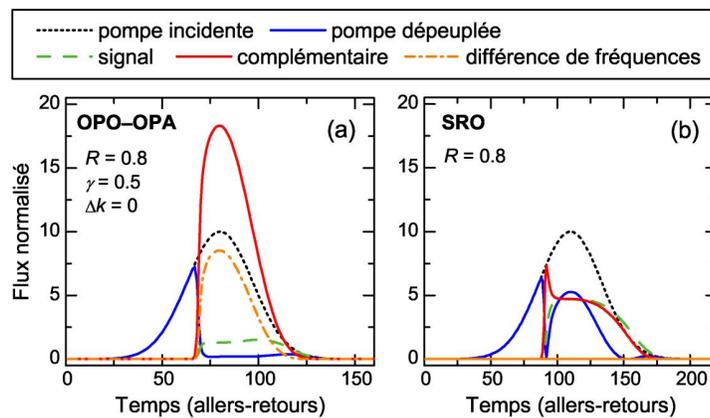


FIGURE 2.12 – Profils temporels de la pompe, de la pompe dépeuplée, du signal, du complémentaire et de l’onde de différence de fréquences pour l’OPO-OPA et le SRO. Les flux sont calculés en sortie (d’après [58]).

revanche, la pompe dépeuplée reste quasiment à zéro pendant toute la durée de l’oscillation, ce qui se traduit par une augmentation constante du complémentaire jusqu’à un flux environ deux fois supérieur à celui obtenu dans le SRO.

Les figures 2.11 et 2.12 montrent également que le flux de l’onde de différence de fréquences est loin d’être négligeable. À deux fois seuil, il vaut environ le tiers de celui du complémentaire.

2.4.2 Étude expérimentale de l’OPO-OPA à base de cristaux de KTA

Comme indiqué en introduction de cette section, la première motivation de l’étude de la configuration OPO-OPA au laboratoire concernait la production d’impulsions énergétiques pour l’inspection non destructive de matériaux composites par excitation acoustique par laser. Dans ce contexte, nous avons retenu KTA comme matériau non linéaire car il présente une bonne transmission vers $3,5\ \mu\text{m}$ et permet de générer cette longueur d’onde en accord de phase non critique lors d’un pompage à $1,064\ \mu\text{m}$. Cependant, du fait de la non-linéarité modeste de KTA, toute perte supplémentaire et allongement du temps construction induit par l’insertion du cristal d’OPA risquait d’avoir un effet bien plus négatif sur les performances (seuil d’oscillation, rendement) de l’OPO-OPA que dans le cas d’un dispositif à base de PPLN. En particulier, le seuil d’oscillation risquait d’être relativement proche du seuil de dommage, ce qui pourrait empêcher de pomper l’OPO-OPA suffisamment fort pour pouvoir bénéficier réellement de l’effet de conversions non linéaires en cascade.

Pour évaluer les performances de l’OPO-OPA dans ces conditions, nous avons mené une étude comparative de l’OPO-OPA et d’un SRO « classique ». À cette fin, nous avons réalisé de concert une étude théorique — basée sur le modèle décrit au paragraphe 2.4.1 précédent — et une étude expérimentale, représentative du contexte applicatif visé, comparant les performances d’un OPO-OPA et d’un SRO utilisant des cristaux de KTA et un laser Nd :YAG émettant des impulsions de $90\ \text{mJ}$ de durée $27\ \text{ns}$.

Pour mener l’étude expérimentale, nous avons considéré les trois architectures de cavité décrites sur la figure 2.13.

La première cavité est un OPO simplement résonnant au signal à cavité courte, décrit sur la figure 2.13(a). La cavité de $60\ \text{mm}$ contient un cristal de KTA de $5\ \text{mm} \times 5\ \text{mm} \times 20\ \text{mm}$ à l’accord de phase de type II non critique ($\varphi = 90^\circ$ et $\theta = 0$). Les deux faces du cristal sont traitées antireflet pour les trois ondes. Cependant, on relève un niveau de pertes proche de 15% au complémentaire à $3,45\ \mu\text{m}$ qui ne peut pas être attribué à l’absorption linéaire du KTA, qui donnerait plutôt 4% [59]. Il est possible qu’il

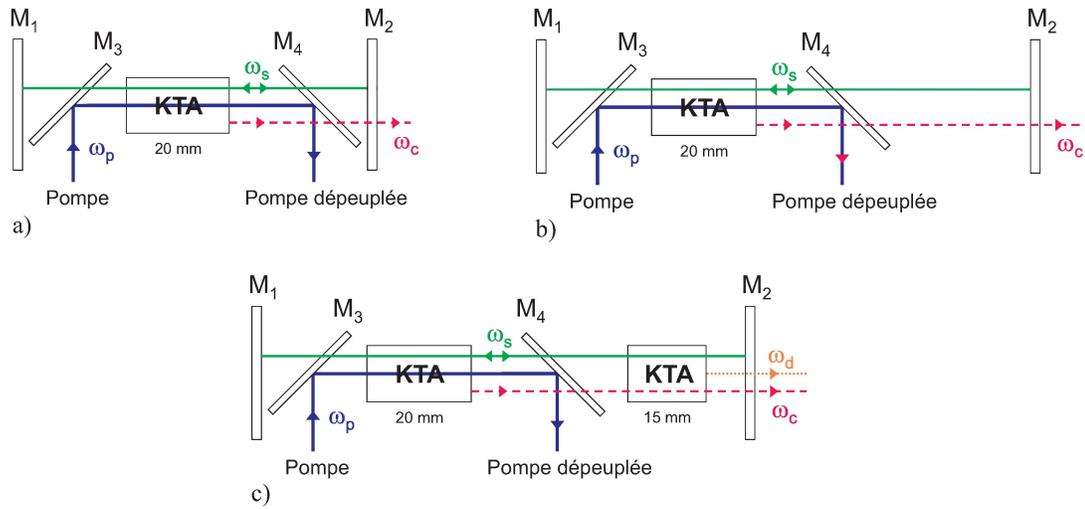


FIGURE 2.13 – Schéma des différentes cavités OPO étudiées : (a) SRO avec une cavité courte de 60 mm, (b) SRO avec une cavité longue de 75 mm, (c) OPO-OPA avec une cavité de 75 mm. Le processus d’OPA peut être éteint en dérégulant le deuxième cristal en dehors de l’accord de phase (d’après [58]).

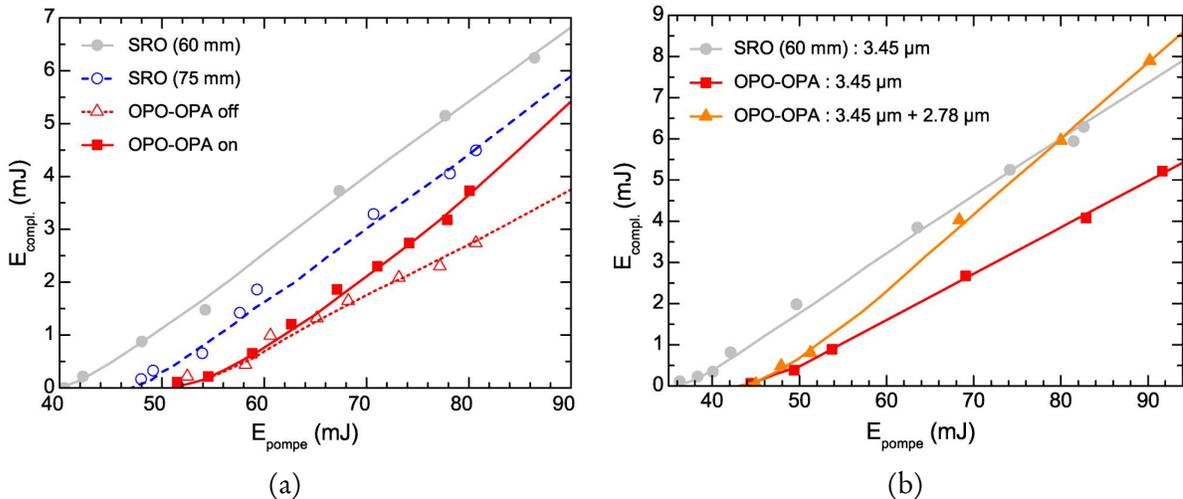


FIGURE 2.14 – (a) Énergie du complémentaire en fonction de l’énergie de pompe pour les 4 situations d’OPO étudiées. Les points sont des mesures expérimentales et les courbes sont des guides visuels. (b) Énergie complémentaire pour le SRO (60 mm) et énergie infrarouge totale (3,45 μm + 2,78 μm) pour l’OPO-OPA en fonction de l’énergie de pompe. Les points sont des mesures expérimentales et les courbes sont des guides visuels. Les pertes infrarouges du cristal OPA et du miroir de sortie M_2 ont été soustraites (d’après [58]).

s’agisse d’un problème avec les traitements diélectriques. Cette perte limite fortement les performances du SRO, et plus encore celles de l’OPO-OPA qui utilise deux cristaux de KTA.

La figure 2.14(a) donne les courbes d’entrée-sortie pour les différents types de cavité. Le SRO en cavité courte présente un seuil de 40 mJ et une efficacité de 7,2 % pour une énergie de pompe de 86,4 mJ.

La deuxième étape consiste à allonger la cavité du SRO jusqu’à 75 mm, longueur physique de l’OPO-OPA, comme illustré sur la figure 2.13(b). L’efficacité différentielle est la même qu’en cavité courte, mais le seuil augmente à 48 mJ. Ceci est évidemment dû à l’augmentation du temps de construction dans cette cavité alors que la durée des impulsions de pompe reste inchangée.

L'OPO-OPA est réalisé en ajoutant un deuxième cristal non linéaire, comme présenté sur la figure 2.13(c). Ce cristal de KTA de $7 \text{ mm} \times 7 \text{ mm} \times 15 \text{ mm}$ est utilisé en accord de phase de type II ($\varphi = 70^\circ$ et $\theta = 0$) et effectue l'amplification paramétrique $1,54 \mu\text{m} \rightarrow 2,78 \mu\text{m} + 3,45 \mu\text{m}$. La longueur de ce deuxième cristal est choisie afin d'être assez proche de l'optimum déterminé théoriquement au paragraphe 2.4.1 précédent, avec la formule (2.18). Comme le premier cristal de KTA, il possède une perte d'environ 16 % pour le complémentaire. L'OPO-OPA présente un seuil de 50 mJ avec ou sans OPA (selon que le deuxième cristal est à l'angle d'accord de phase ou non). L'augmentation du seuil par rapport au SRO est principalement due à l'augmentation du temps de construction. En revanche, l'OPA lui-même n'affecte pas le seuil car le dépeuplement de l'onde signal dans le deuxième cristal n'apparaît que lorsque la puissance signal intra-cavité est suffisamment importante, donc au-delà du seuil d'oscillation. Sans OPA, 2,7 mJ de complémentaire sont produits pour 81 mJ de pompe, soit une efficacité de 3,3 %. Avec OPA, ces chiffres passent à 3,8 mJ et 4,7 % pour la même énergie de pompe. L'OPA augmente donc l'énergie disponible à $3,45 \mu\text{m}$ de 35 %. Ceci avait été correctement prédit par la modélisation (non détaillée ici) qui prévoyait une augmentation de 40 %. Il est important de se rappeler que ces performances sont fortement dégradées par les pertes indésirables dans les deux cristaux de KTA.

L'OPO-OPA produit également un rayonnement supplémentaire dans le deuxième cristal, par différence de fréquences selon la relation : $1,54 \mu\text{m} \rightarrow 2,78 \mu\text{m} + 3,45 \mu\text{m}$. Si nous mesurons l'énergie totale dans l'infrarouge, nous obtenons maintenant les courbes de la figure 2.14(b). Dans cette figure, nous avons dû ôter les pertes à la longueur d'onde complémentaire et de différence de fréquences afin de pouvoir comparer correctement leurs apports relatifs. Nous voyons maintenant qu'en dépit de son seuil plus élevé, et d'une configuration loin d'être optimale, l'OPO-OPA produit plus d'infrarouge que le SRO à partir de 80 mJ (deux fois le seuil).

Les expériences menées sur l'OPO-OPA ont révélé une augmentation du rendement grâce au processus OPA. Cependant, les performances enregistrées sont loin d'être optimales et l'énergie à $3,45 \mu\text{m}$ reste supérieure avec un SRO, principalement à cause des pertes passives des cristaux de KTA. L'extrapolation de ces résultats à un dispositif optimisé (sans pertes accidentelles dans le cristal d'OPA) — au moyen d'un outil de simulation validé sur le dispositif réalisé — permet d'anticiper que l'OPO-OPA donnera plus d'énergie à $3,45 \mu\text{m}$ qu'un SRO pour un pompage au-delà de 2 fois le seuil. Cela signifie donc qu'il faudrait pouvoir pomper le dispositif à au moins 2,5 à 3 fois le seuil pour avoir une augmentation suffisante de l'énergie pour justifier la mise en place de cet arrangement. L'impossibilité d'atteindre ce niveau de pompage sans risquer d'endommagement laser d'un des cristaux ou miroirs de cavité limite donc l'intérêt de l'OPO-OPA dans le cas de matériaux avec une non-linéarité modeste.

Pour les applications où la finesse spectrale de la source n'a pas une très grande importance (comme la génération d'ultrasons par laser), l'OPO-OPA devient une source très intéressante. En effet, le rayonnement à $2,78 \mu\text{m}$ se situe également dans l'infrarouge moyen autour de $3 \mu\text{m}$ et contient également une part significative de l'énergie. La modélisation montre alors que l'OPO-OPA optimisé peut produire plus d'énergie autour de $3 \mu\text{m}$ que le SRO seulement 1,6 fois au dessus du seuil, et qu'à 2,4 fois le seuil il en produit déjà 2 fois plus. En se basant sur les énergies obtenues expérimentalement, on peut espérer au moins 14 mJ pour 100 mJ, ce qui serait tout à fait suffisant pour des applications comme la génération d'ultrasons par laser. On peut également choisir une configuration avec $\omega_s = 2\omega_c$ si on souhaite avoir $\omega_d = \omega_c$.

2.4.3 OPO-OPA à base de PPLN bifonctionnel

Quelques années après ces premiers travaux sur l'OPO-OPA, j'ai réalisé d'autres développements utilisant cette architecture dans le cadre d'études menées avec SAGEM DS (publication P13). L'objectif applicatif était très différent car il s'agissait de développer des modules de conversion de fréquence pour les contre-mesures optroniques. Dans ce contexte, ce n'était plus l'énergie qui était recherchée en priorité

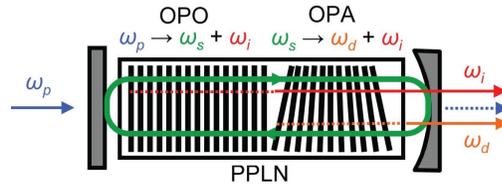


FIGURE 2.15 – Diagramme schématisique de la configuration OPO–OPA basée sur un cristal de PPLN bifonctionnel contenant un réseau de quasi-accord de phase de période uniforme (OPO), suivi d’un réseau avec un profil *fan-out* (OPA) (d’après la publication P13).

mais plutôt une puissance moyenne élevée. Il était donc possible d’utiliser des cristaux non linéaires de forte efficacité non linéaire tel que PPLN en combinaison avec un laser de pompe nanoseconde de plus forte puissance moyenne, mais d’énergie par impulsion plus modérée.

Plutôt que d’utiliser deux cristaux non linéaires avec les inconvénients évoqués dans le paragraphe précédent (pertes induites par des dioptries supplémentaires, plus grande complexité opto-mécanique par rapport au SRO, allongement de la cavité), il a été décidé de tirer parti de la souplesse d’ingénierie offerte par le quasi-accord de phase en utilisant un cristal de PPLN bifonctionnel contenant deux réseaux non linéaires en cascade : un réseau OPO suivi d’un réseau OPA. Cette approche avait effectivement été utilisée précédemment en utilisant un cristal contenant deux réseaux de QPM à pas uniforme successifs [60, 61] ou un cristal à QPM quasi-périodique [62, 63]. Cependant, ces approches précédentes nécessitaient toutes de maintenir le cristal à une température bien déterminée pour réaliser simultanément le quasi-accord de phase pour les processus OPO et OPA. En conséquence, ces dispositifs ne pouvaient fonctionner qu’à une longueur d’onde fixe et perdaient l’accordabilité habituellement offerte par les sources paramétriques.

Afin de pallier cette limitation, l’originalité de notre approche a été d’utiliser un cristal de PPLN bifonctionnel contenant un réseau OPO de pas uniforme suivi d’un réseau OPA ayant une structure en *fan-out* (ou en éventail) (cf. Figure 2.15). Une telle structure de cristal avait déjà été mise en œuvre dans une architecture OPO–OPO (le signal du premier OPO joue le rôle de pompe pour le second OPO) [64] mais elle n’avait jamais été étudiée dans le cas d’un dispositif OPO–OPA.

Le cristal utilisé pour l’OPO–OPA avait une longueur totale de 30 mm. La section OPO avait une période de QPM uniforme de 28,55 μm et une longueur $L_{\text{OPO}} = 17$ mm. La section OPA avait un motif de QPM de type *fan-out* avec une période variant de 32,05 μm à 32,90 μm selon la dimension transverse du cristal et une longueur $L_{\text{OPA}} = 13$ μm . Le rapport de ces deux longueurs avait été choisi de sorte à être proche de l’optimum calculé à partir de la formule (2.18), c.-à-d. $L_{\text{OPA}}/L_{\text{OPO}} \simeq 0,8$. Pour permettre la comparaison avec un OPO classique, nous avons également réalisé des expériences avec un cristal de PPLN mono-réseau de période uniforme 28,55 μm et de longueur 20 mm.

Dans nos conditions expérimentales — régime nanoseconde, 10 W de pompe, $\lambda_c \simeq 4$ μm — où les effets thermiques commencent à jouer un rôle significatif (publication P18), nous avons démontré une augmentation relative de 60 % de la puissance complémentaire par rapport à un OPO conventionnel basé sur un cristal de PPLN mono-réseau (cf. Figure 2.16). De plus, nous avons observé une amélioration significative de la qualité de faisceau lorsque le processus OPA est au quasi-accord de phase, ce qui avait été prévu dès la publication théorique de Koch et coll. [53] mais jamais mis en évidence expérimentalement.

L’accordabilité du dispositif OPO–OPA a également été démontrée en changeant la température du cristal entre 70 et 140 °C. De cette manière, la longueur d’onde de l’OPO est accordée sur une plage de 110 nm de large autour d’une longueur d’onde centrale de 4020 nm, comme illustré par la figure 2.17(a). Comme démontré sur la figure 2.17(b), le processus OPA peut être quasi-accordé en phase sur toute la plage de température, ce qui est réalisé en ajustant la position transverse du cristal.

Ces développements ont donc permis de démontrer le potentiel de cet arrangement OPO–OPA ori-

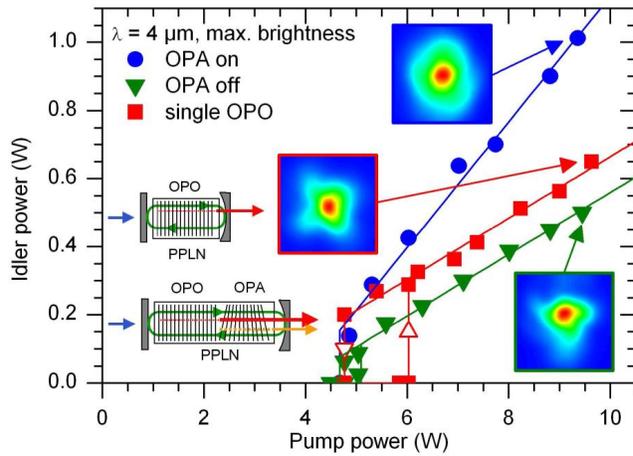


FIGURE 2.16 – Puissance complémentaire à 4 μm en fonction de la puissance de pompe à 1,064 μm pour l'OPO-OPA lorsque le processus d'OPA est au quasi-accord de phase (OPA on) et hors quasi-accord de phase (OPA off), et pour la configuration SRO basée sur un cristal de PPLN contenant un seul réseau uniforme de quasi-accord de phase (single OPO). Encarts : profils de faisceaux complémentaire (d'après la publication P13).

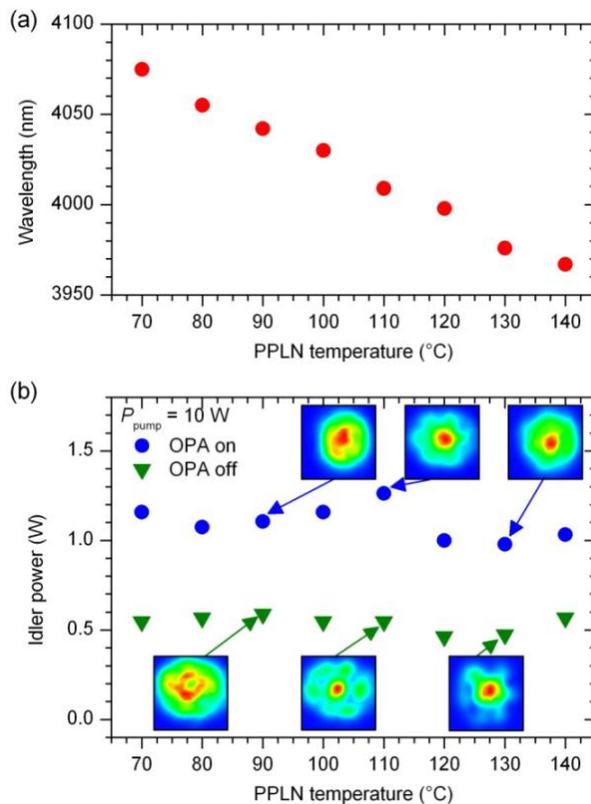


FIGURE 2.17 – (a) Longueur d'onde complémentaire en fonction de la température du cristal PPLN d'OPO-OPA. (b) Puissance complémentaire en fonction de la température lorsque le processus OPA est au quasi-accord de phase (OPA on) et hors quasi-accord de phase (OPA off), pour une puissance de pompe incidente de 10 W. Encarts : profils de faisceau complémentaire (d'après la publication P13).

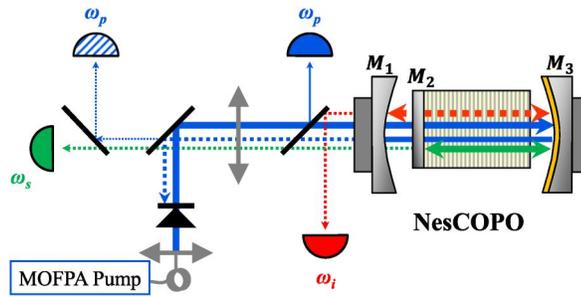


FIGURE 2.18 – Schéma expérimental de la source NesCOPO pompée par le MOFPA (d'après la publication P6).

gnal pour améliorer le rendement de conversion non linéaire tout en maintenant la capacité d'accord en longueur d'onde. L'architecture de source est aussi simple et compacte que celle d'un SRO classique avec un seul cristal non linéaire et deux miroirs. Cette approche est facilement transposable à d'autres domaines de longueur d'onde et d'autres cristaux non linéaires à quasi-accord de phase. Elle pourrait être améliorée en la combinant avec des méthodes de gestion des effets thermiques utilisant des fours contenant plusieurs zones de températures différentes comme nous l'avons mis en œuvre dans la publication P18 (non détaillée dans le présent document).

2.5 Durée optimale d'impulsion pour le pompage d'un OPO

Cette section présente une dernière illustration de l'application du formalisme de *rate equation*. L'objectif ici n'est pas de mettre en œuvre des conversions non linéaires en cascade mais de déterminer la durée optimale d'impulsion de pompe pour maximiser l'efficacité d'un OPO. Cette analyse a été réalisée récemment dans le cadre de la thèse de Guillaume Aoust et a donné lieu à la publication P6. Comme de coutume, cette étude contient un volet théorique et un volet expérimental. Seule une brève synthèse des principaux résultats est présentée ici.

Ce travail a été motivé par le développement de dispositifs NesCOPO pompés par laser à fibre pour les applications d'analyse locale de gaz par détection photoacoustique¹⁷. Le pompage par laser à fibre est effectivement avantageux pour ce type d'application. Premièrement, les lasers à fibre permettent d'atteindre des puissances moyennes supérieures, ce qui est bénéfique pour la détection photoacoustique dont la sensibilité est proportionnelle à la puissance. Deuxièmement, les systèmes de type MOFPA (*Master Oscillator-Fiber Power Amplifier*) permettent un contrôle actif précis du taux de répétition qui peut ainsi être finement harmonisé avec le résonance acoustique. En outre, la polyvalence offerte par l'architecture MOFPA permet d'ajuster la forme et la durée des impulsions et ainsi d'explorer l'espace des paramètres pour le pompage de l'OPO.

Le montage expérimental est schématisé sur la figure 2.18. Le laser de pompe est un système MOFPA commercial (Keopsys) pouvant délivrer des impulsions de durée ajustable entre 20 ns et 10 μ s à une cadence de répétition ajustable entre 10 kHz et 1 MHz. Après mise en forme et isolation, la puissance moyenne maximale en entrée d'OPO est de 700 mW et la puissance crête incidente est limitée à 30 W.

L'OPO est basé sur l'architecture NesCOPO déjà détaillée à la section 1.5.3. Le cristal non linéaire est un cristal de PPLN de longueur 18 mm permettant une émission dans la gamme 3,3–3,7 μ m. Deux valeurs de réflectivité du miroir M_1 pour l'onde complémentaire — 80 % ou 98 % — peuvent être choisies.

17. Ces activités ont été principalement réalisées dans le cadre de projets de recherche internes à l'ONERA : le projet DROSO-FIL (*Doubly Resonant OPO for Spectroscopy pumped by a Fiber Laser*, 2011–2014) que j'ai coordonné, puis le projet MINIPHASE (*MINIature PHotoacoustic SpectromEter*, démarré en 2013) coordonné par J.-M. Melkonian.

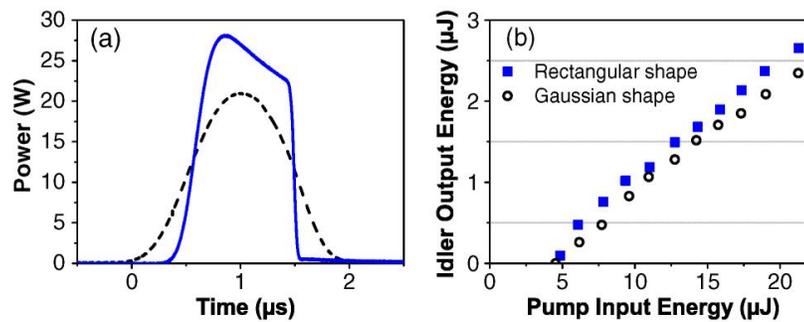


FIGURE 2.19 – (a) Profils temporels de pompe gaussien et rectangulaire; (b) énergie de l’onde complémentaire en fonction de l’énergie de pompe pour un taux de répétition de 27 kHz (d’après la publication P6).

Afin de réaliser une étude des performances de la source pour différents régimes temporels, le banc source est instrumenté de la manière suivante :

- les profils temporels des différentes ondes — pompe incidente, pompe dépeuplée (pompe en sortie de l’OPO), signal et complémentaire — sont visualisés ;
- la pureté spectrale de l’onde signal émise par l’OPO est analysée au moyen d’un analyseur de spectre optique ;
- la qualité spatiale du faisceau complémentaire est visualisée au moyen d’une caméra infrarouge ;
- la puissance complémentaire émise par le NesCOPO est mesurée au moyen d’un mesureur de puissance.

Nous avons d’abord comparé les performances de l’OPO pour un pompage avec un profil temporel gaussien ou quasi-rectangulaire. Conformément à nos attentes, de meilleures performances sont obtenues avec un profil rectangulaire. En effet, comme on peut le voir sur la figure 2.19, une augmentation de 13 % de l’efficacité de conversion est obtenue avec le profil rectangulaire. Pour un profil gaussien, une part plus importante de l’impulsion se situe sous le seuil continu de l’OPO et est donc perdue, ce qui réduit l’efficacité de conversion. Pour la suite, l’étude a été réalisée avec les impulsions de pompe de forme quasi-rectangulaire, mieux adaptées au pompage de l’OPO.

Nous avons ensuite étudié le comportement de l’OPO pour différentes durées d’impulsion de pompe. En guise d’illustration, la figure 2.20 présente les profils temporels des différentes ondes mises en jeu pour trois durées d’impulsions (100 ns, 500 ns et 2 μs) avec une puissance crête fixée à 30 W dans les trois cas. On remarque que, pour la durée de 100 ns, le fonctionnement de l’OPO est pénalisé par le temps de construction. Une puissance crête de 30 W semble donc trop faible pour espérer atteindre un bon rendement de conversion pour cette durée d’impulsion.

2.5.1 Durée optimale pour minimiser l’énergie de seuil

Grâce aux possibilités offertes par le système MOFPA, nous avons pu étudier l’évolution du temps de construction de l’OPO en fonction de la puissance crête [cf. Figure 2.21(a)]. Le formalisme de *rate equation* a également été étendu pour traiter le cas général d’un OPO doublement résonnant avec des réflectivités différentes pour le signal et le complémentaire. Cela a permis d’obtenir une formule analytique générale du temps caractéristique, τ_{OPO} , de construction de l’OPO (en nombre de tours de cavité) :

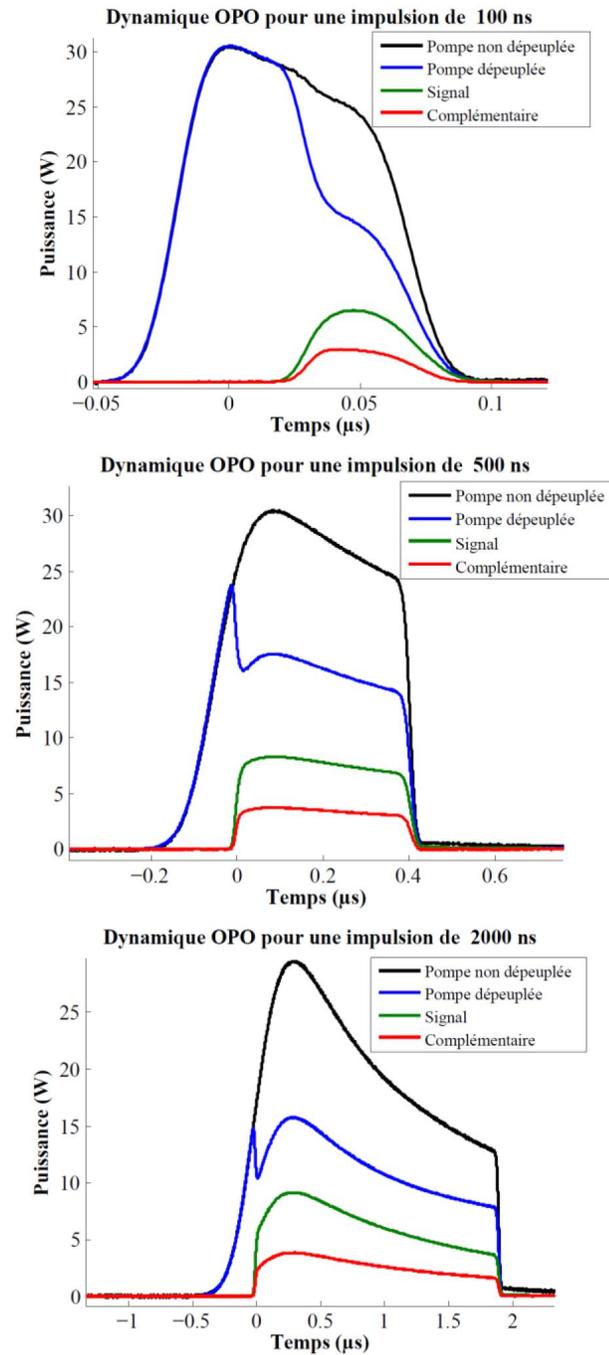


FIGURE 2.20 – Comportement temporel du NesCOPO pour différentes durées de pompage.

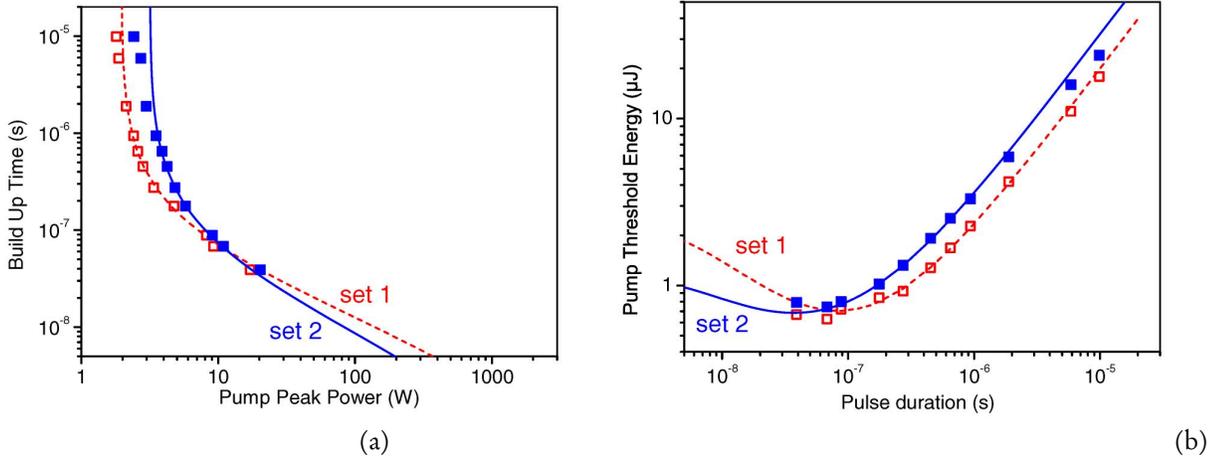


FIGURE 2.21 – (a) Temps de construction expérimental (symboles) et théorique (courbes) en fonction de la puissance crête pour les deux jeux de miroirs; (b) énergie de pompe au seuil d’oscillation déduite de (a) (d’après la publication P6).

$$\frac{1}{\tau_{\text{OPO}}} = -1 + \frac{1}{4} \left[\left(\sqrt{R_s} + \sqrt{R_c} \right) \cosh \left(\theta \sqrt{X} \right) + \sqrt{4\sqrt{R_s R_c} \sinh^2 \left(\theta \sqrt{X} \right) + \left(\sqrt{R_s} - \sqrt{R_c} \right) \cosh^2 \left(\theta \sqrt{X} \right)} \right]^2, \quad (2.19)$$

avec :

$$\theta = \ln \left(\frac{\sqrt{1 - R_s} + \sqrt{1 - R_c}}{\sqrt{(1 - R_s) R_c} + \sqrt{(1 - R_c) R_s}} \right). \quad (2.20)$$

Dans le cas particulier où $R_s = 0$ et $R_c = R$, on retrouve bien la formule (2.15) du SRO. La formule (2.19) tend également vers le temps caractéristique, τ_{BDRO} du DRO équilibré (*balanced DRO*) lorsque $R_s = R_c = R$ dont l’expression est relativement simple :

$$\tau_{\text{BDRO}} = \frac{1}{R^{1-\sqrt{X}} - 1}. \quad (2.21)$$

Dans ces expressions, τ_{OPO} , est une grandeur sans dimension donnant le nombre de tours de cavité au bout duquel le taux d’amplification des ondes signal et complémentaire est égal à e. Il est donc nécessaire d’adapter l’expression (2.19) pour que le résultat du calcul soit directement comparable à la valeur du temps de construction accessible en pratique. En effet, à partir du bruit quantique, il faut un grand nombre de tours de cavité — et donc un grand nombre de τ_{OPO} — pour que la puissance intra-cavité atteigne un niveau mesurable en pratique. Nous considèrerons que dans notre configuration expérimentale, ce niveau mesurable est atteint au bout de $\alpha \times \tau_{\text{OPO}}$. En d’autres termes, le temps de construction calculé correspond au temps au bout duquel la puissance intra-cavité pour le signal ou le complémentaire est égale à $\exp \alpha$ fois la puissance du bruit quantique. Selon, les conditions expérimentales (sensibilité des détecteurs, longueurs d’onde, régime temporel) ce paramètre peut varier. Dans la référence historique de Brosnan et Byer [10], ce facteur est fixé à 33. Dans notre cas, on détermine $\alpha = 18$; l’écart avec la valeur précédente est principalement due à la sensibilité différente des détecteurs. Pour remonter au temps de construction, $t_{\text{construc.}}$ tel que mesuré, il suffit alors d’appliquer la relation :

$$t_{\text{construc.}} = \alpha \tau_{\text{OPO}} t_{\text{cavité}}, \quad (2.22)$$

où $t_{\text{cavité}}$ est le temps d'aller-retour dans la cavité OPO.

Les deux configurations de miroirs ont été étudiées : miroir M_1 réflectivité de 98 % au complémentaire et rayon de courbure 100 mm (set 1) et réflectivité de 80 % et rayon de courbure de 50 mm (set 2). Comme escompté, le seuil continu (asymptote verticale) est plus élevé pour le set 2. Le croisement des courbes pour les puissances crêtes élevées est dû au fait qu'un couplage non linéaire plus important est considéré pour le set 2 pour ajuster au mieux les données. Ce couplage plus important est lié aux rayons de courbure différents du miroir M_1 pour chacune de configurations. Cela a pour effet de modifier le recouvrement entre le faisceau de pompe et les modes de cavité OPO et donc la distribution du gain dans le cristal. On ne peut pas non plus exclure un défaut d'alignement dans le cas du set 1. Précisons que le croisement des courbes n'est pas observé si on impose un couplage non linéaire identique pour les deux jeux de miroirs. On prévoit alors toujours un temps de construction plus court pour la plus haute réflectivité lorsque le gain est identique.

La variation du temps de construction avec la puissance crête permet de déduire directement l'évolution de l'énergie nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation en fonction de la durée d'impulsion [cf. Figure 2.21(b)]. On remarque l'existence d'une durée d'impulsion optimale — environ 80 ns — conduisant à un minimum d'énergie de seuil¹⁸. Une expression analytique de cette durée optimale peut même être obtenue dans le cas du DRO équilibré sous réserve d'effectuer l'approximation $\alpha \times t_{\text{cavité}} \ll t_{\text{construc.}}$. Dans ce cas, on peut montrer que la durée d'impulsion optimale est donnée par l'expression suivante :

$$t_{\text{construc.}}^{\text{opt.}} = -\alpha \tau_{\text{BDRO}} / \ln R. \quad (2.23)$$

En considérant $R = 0,96$ qui est proche des paramètres correspondant au cas du set 1, on obtient construction, $t_{\text{construc.}}^{\text{opt.}} = 80$ ns à partir de l'expression précédente, en très bon accord avec les résultats expérimentaux. On peut également vérifier *a posteriori* la condition : $\alpha \times t_{\text{cavité}} \simeq 4$ ns $\ll t_{\text{construc.}}$. Précisons que cette durée d'impulsion optimale en configuration doublement résonnante, correspondant à l'énergie de seuil minimale, a été mise en évidence pour la première fois dans le cadre de ces travaux. Cette durée optimale n'existerait pas dans le cas d'un OPO simplement résonnant pour lequel une durée la plus courte possible est toujours favorable pour minimiser l'énergie de seuil [10].

2.5.2 Durée optimale pour maximiser l'efficacité de conversion

En pratique, l'OPO est pompé avec une énergie deux à trois fois supérieure à son énergie de seuil. Il est donc utile de déterminer la durée optimale d'impulsion permettant de maximiser l'efficacité de conversion de l'OPO dans ces conditions de pompage. *A priori*, cette durée optimale diffère de celle conduisant à l'énergie seuil minimale.

Le modèle développé pour la détermination du temps de construction a été étendu pour estimer l'efficacité de conversion tout en conservant une approche semi-analytique. Pour cela, nous supposons que le fonctionnement de l'OPO peut être décomposé en deux phases : une première phase pendant laquelle l'impulsion OPO se construit, suivie d'une phase où l'OPO fonctionne en régime stationnaire [cf. figure 2.22(a)]. Pendant la phase de construction de l'impulsion, nous considérons que le dépeuplement de la pompe est négligeable. Nous supposons que le passage à la phase stationnaire est instantané. Ensuite, nous considérons que l'OPO fonctionne en régime continu, ce qui est valide du fait de l'instantanéité du gain paramétrique. Cela revient à négliger la phase transitoire intermédiaire pendant laquelle l'impulsion OPO sort du bruit et la pompe commence à se dépeupler. En effet, comme on peut le noter sur les profils

18. Pour les durées plus courtes, afin de diminuer suffisamment le temps de construction, il devient nécessaire d'augmenter la puissance crête d'un facteur supérieur à la réduction de la durée, ce qui conduit finalement à une augmentation de l'énergie. Inversement, pour les durées plus longues, la puissance crête seuil tend plus lentement vers la valeur asymptotique correspondant à la puissance seuil en régime continu, ce qui conduit également à une augmentation de l'énergie contenue dans l'impulsion.

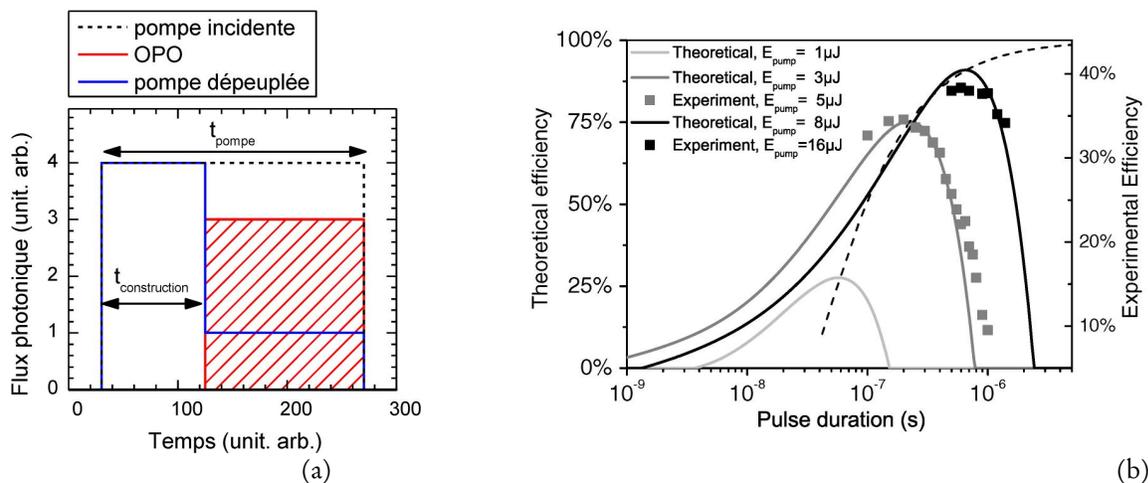


FIGURE 2.22 – (a) Illustration de la décomposition du fonctionnement temporel selon deux phases : une phase de construction de l’impulsion où le dépeuplement de la pompe est négligeable suivie d’une phase stationnaire où l’OPO fonctionne en régime continu. (b) Efficacité de conversion théorique et expérimentale du NesCOPO en fonction de la durée d’impulsion (profil temporel rectangulaire) pour différentes énergies par impulsion. La configuration NesCOPO est celle avec un miroir M₁ de réflectivité 80 % au complémentaire (set 2) (d’après la publication P6).

temporels expérimentaux présentés sur la figure 2.20, cette phase transitoire intermédiaire est très brève et contribue très peu dans le calcul de l’efficacité de conversion globale sur toute la durée de l’impulsion de pompe.

L’efficacité de conversion η peut alors s’exprimer de la manière suivante :

$$\eta = \frac{t_{\text{pompe}} - t_{\text{construc.}}}{t_{\text{pompe}}} \eta_{\text{CW}}, \quad (2.24)$$

où η_{CW} est l’efficacité de conversion en régime continu en considérant une puissance de pompe égale à la puissance crête instantanée dans la phase stationnaire (publication P6). Pour optimiser l’efficacité de conversion, il faut donc chercher, d’une part, à minimiser le temps de construction pendant lequel l’énergie de pompe incidente est perdue et, d’autre part, à maximiser η_{CW} pendant la phase stationnaire. Pour une impulsion pompe d’énergie donnée, la durée optimale pour distribuer cette énergie dans le temps résulte d’un compromis. En effet, si on cherche trop à minimiser le temps de construction en augmentant la puissance crête, cette puissance crête sera trop élevée dans la phase stationnaire, ce qui conduira à une mauvaise efficacité de conversion continue du fait de la trop forte saturation. *A contrario*, si on choisit une puissance crête plus faible, optimale pour la phase stationnaire, elle risque de conduire à un temps de construction trop long.

La figure 2.22(b) présente l’efficacité de conversion en fonction de la durée d’impulsion, calculée dans le cas du NesCOPO pour différentes énergies par impulsion. Il apparaît clairement que, pour chaque valeur de l’énergie par impulsion, il existe une durée optimale qui tend à s’allonger au fur et à mesure que l’énergie augmente. Ce comportement escompté est confirmé expérimentalement en réalisant la mesure de l’efficacité de conversion du NesCOPO pour une énergie de pompe fixe en faisant varier la durée d’impulsion.

On remarque sur la figure 2.22(b) que la durée optimale pour une énergie de pompe de 16 μJ se situe autour de la microseconde, ce qui valide l’intérêt du pompage par laser à fibre permettant de délivrer ce format d’impulsion. L’efficacité théorique, qui avoisine alors les 90 %, est très supérieure à celle accessible en régime nanoseconde pour lequel l’efficacité théorique plafonne à 30 % pour l’OPO considéré.

Comme on peut le remarquer sur la figure 2.22(b), l'efficacité de conversion expérimentale est en réalité typiquement deux fois plus faible que l'efficacité théorique. Cet écart est attribué :

- au profil spatial gaussien des impulsions qui est moins favorable que le cas « ondes planes » considéré dans le calcul et
- au fait que seulement une partie de l'énergie complémentaire est couplée vers l'extérieur au travers du miroir M_1 à cause des traitements diélectriques et métalliques imparfaits des autres interfaces et miroirs du résonateur.

Cet écart d'un facteur deux est cohérent avec les performances des NesCOPO nanoseconde précédemment réalisés à l'ONERA dont l'efficacité de conversion est de typiquement 15 % contre l'efficacité théorique de 30 % calculée (cf. Chapitre 1). À ce facteur deux près sur les valeurs absolues, l'amélioration relative de l'efficacité de conversion entre les deux régimes de fonctionnement reste donc correcte. Cette étude confirme donc l'intérêt du régime microseconde pour atteindre de meilleures efficacités, ce qui est très favorable pour la réalisation de système compact de détection local de gaz avec un encombrement et une consommation électrique réduite.

2.6 Conclusion et perspectives

Ce chapitre a permis d'illustrer les travaux que j'ai réalisés sur l'étude et le développement de sources paramétriques optiques impulsionnelles en régime nanoseconde à microseconde. Comme pour les activités relatives aux OPO à filtrage par effet Vernier traitées au chapitre 1, ma démarche a été de mener de front des études théoriques et expérimentales afin d'avoir une vision globale des phénomènes mis en jeu et ainsi de pouvoir optimiser les dispositifs.

Un nouveau formalisme de *rate equation* a été proposé et plusieurs architectures d'OPO tirant parti des spécificités de l'effet paramétrique ont été développées. Ces travaux ont conduit à des résultats théoriques et expérimentaux originaux qui ont donné lieu à plusieurs publications scientifiques.

D'un point de vue pratique, des améliorations significatives des performances ont pu être obtenues par rapport à un schéma OPO classique. En particulier, l'architecture OPO-OPA utilisant un cristal à quasi-accord de phase bifonctionnel permet à la fois de tirer avantage des spécificités de l'interaction paramétrique et des potentialités offertes par le quasi-accord de phase.

Une démarche analogue sera poursuivie pour l'étude et le développement de futures approches originales utilisant le quasi-accord de phase. On peut par exemple mentionner les OPO intégrant un réseau de Bragg dans le cristal non linéaire qui sont en cours de développement dans le cadre du projet DFB-OPO mené dans le cadre d'une collaboration franco-taïwanaise ¹⁹.

19. Projet ANR en accord bilatéral avec Taïwan mené en collaboration avec le LPMC (coordinateur français : Marc de Micheli) et la National Tsinghua University (Prof. Y.-C. Huang, coordinateur taïwanais) et la National Central University (Prof. Y.-H. Chen).

3 Sources paramétriques infrarouges à base de semi-conducteurs

3.1 Contexte

Les travaux sur les matériaux non linéaires semi-conducteurs utilisant de nouvelles techniques de quasi-accord de phase ont été démarrés sous l'impulsion d'Emmanuel Rosencher, suite à son arrivée à l'ONERA comme responsable de l'unité DOP en 1998. La motivation de ces recherches était de pallier les limitations des matériaux non linéaires usuels — appartenant à la famille des oxydes (LiNbO_3 , KTP...) — présentant des énergies de phonons élevées qui conduisent à une absorption multi-phonon importante dans l'infrarouge, particulièrement au dessus de $4,5 \mu\text{m}$. L'équipe s'est donc tournée vers d'autres matériaux : les semi-conducteurs III-V. Leur intérêt est multiple : grande maturité technologique, énergie de phonons très basse, grande plage de transparence, coefficient non linéaire très élevé (le coefficient non linéaire de GaAs est cinq fois plus élevé que celui du LiNbO_3). Ces matériaux étant non biréfringents, il a fallu développer des nouvelles techniques d'accord de phase. Deux pistes ont été explorées ; la première, étudiée par Riad Haïdar durant sa thèse (2000–2003), était le quasi-accord de phase par réflexion totale interne utilisant la biréfringence de Fresnel ; la seconde, réalisée par Alexandre Mustelier durant sa thèse (2000–2003), concernait le collage par diffusion de plaquettes de ZnSe retournées périodiquement. Suite à ces deux thèses, ces activités ont été poursuivies dans le cadre de la thèse de Myriam Raybaut (2003–2006), démarrée au moment de mon retour à l'ONERA.

Dès mon arrivée en stage postdoctoral, je me suis impliqué dans l'encadrement des travaux de thèse de Myriam Raybaut. Outre ma participation dans l'élaboration et la réalisation de diverses expériences (Publications P30, P31, P32 et P36), ma principale contribution a porté sur le développement d'un modèle théorique original du quasi-accord par biréfringence de Fresnel utilisant le formalisme des modes guidés couplés par interaction non linéaire (Publications P25 et P26). Ces travaux théoriques ont été initiés dans le but de comprendre pourquoi le rendement de conversion mesuré était toujours significativement inférieur à celui prévu par la théorie classique basée sur la propagation en zigzag de rayons dans la lame de semi-conducteur. Ils ont mis en évidence le phénomène de réflexion non linéaire qui conduit à la non-colinéarité des ondes en interaction et explique les faibles rendements de conversion.

En complément de ces travaux, je me suis impliqué dans plusieurs projets (financements DGA et ANR) portant sur l'élaboration et l'utilisation de matériaux non linéaires pour l'infrarouge moyen. Une partie de ces activités se déroulent en collaboration avec Johan Petit du département Matériaux et Structures Composites de l'ONERA qui réalise des matériaux non linéaires à accord de phase par biréfringence (ZnGeP_2 , AgGaS_2 , nouveaux composés). Une autre partie est réalisée en collaboration avec TRT qui réalise l'accord de phase dans GaAs par croissance par épitaxie de structures à coefficient non linéaire alterné (OP-GaAs).

Ce chapitre présente l'ensemble de ces activités sur les sources paramétriques infrarouges à base de

semi-conducteurs. Tout d'abord, la section 3.2 présente brièvement les différentes techniques de quasi-accord de phase et les travaux que j'ai réalisés relativement à chacune d'entre elles. La technique de quasi-accord de phase par biréfringence de Fresnel sur laquelle j'ai davantage travaillé fait l'objet d'un traitement plus détaillé dans la section 3.3. Les travaux relatifs au NesCOPO OP-GaAs se situent naturellement à la croisée des activités du chapitre 1 et du présent chapitre. Afin de ne pas trop alourdir le chapitre 1 dédié aux OPO à filtrage spectral par effet Vernier, j'ai choisi de les présenter dans la section 3.4. La section 3.5 présente, quant à elle, très brièvement les activités que je coordonne sur les matériaux non linéaires bande III à accord de phase par biréfringence. Enfin, la section 3.6 donne les conclusions et les perspectives relatives à ce chapitre.

3.2 Techniques de quasi-accord de phase dans les semi-conducteurs isotropes

Les phénomènes de conversion de fréquences par mélange à trois ondes dans les milieux non linéaires quadratiques mettent en jeu des fréquences optiques couvrant au moins une octave. En conséquence, sauf cas très particuliers¹, la dispersion chromatique conduit à de faibles longueurs de cohérence pour les processus de conversion de fréquences dans les milieux non linéaires isotropes². Comme expliqué à la section 1.2, il est alors nécessaire de recourir à des techniques de quasi-accord de phase pour conserver une conversion non linéaire efficace tout au long de la propagation dans le matériau. Dans ce contexte, plusieurs techniques de quasi-accord de phase ont été mises en œuvre pour pouvoir utiliser ces matériaux, la plupart ayant par ailleurs été proposées avant l'accord de phase par biréfringence, dès l'article fondateur d'Armstrong et coll. en 1962 [47], comme cela est illustré sur la figure 3.1.

Les paragraphes suivants présentent brièvement les principes généraux de ces techniques de quasi-accord de phase et, le cas échéant, les travaux que j'ai réalisés en relation avec chacune d'elles — sauf concernant la technique de quasi-accord de phase par biréfringence de Fresnel qui est traitée dans la section 3.3 qui lui est dédiée.

3.2.1 Empilement et collage de lames orientées périodiquement

Cette approche, figurant parmi celles proposées par Armstrong et coll. [47], consiste à remettre à zéro le déphasage accumulé suite à la propagation dans une épaisseur de matériau non linéaire par l'ajout d'une lame compensant ce déphasage, puis de continuer la propagation des ondes dans une nouvelle épaisseur de matériau non linéaire suivie d'une nouvelle lame compensatrice, et ainsi de suite. En pratique, la méthode la plus efficace consiste à utiliser deux lames du même matériau non linéaire d'épaisseurs égales à une longueur de cohérence (ou multiple impair de longueurs de cohérence) et de non-linéarités de signe opposé de sorte à induire un saut de phase de π à l'interface des deux lames.

Cette approche, dont le principe a été présenté à la section 1.2, est actuellement la plus utilisée suite à l'émergence de la méthode de retournement périodique des domaines ferroélectriques³. Cependant, les matériaux semi-conducteurs permettant d'atteindre l'infrarouge moyen au-delà de $4,5 \mu\text{m}$ n'étant pas ferroélectriques, d'autres approches doivent être mises en œuvre pour réaliser une inversion périodique du signe de la non-linéarité. Les premières réalisations ont consisté en la simple juxtaposition de lames de matériau non linéaire polies selon une épaisseur correspondant à un multiple impair de longueurs de

1. Par exemple, si la présence d'un zéro de dispersion dans la plage spectrale permet de vérifier la condition d'accord de phase pour un triplet de fréquences.

2. On considère ici les matériaux isotropes en ce qui concerne leur susceptibilité d'ordre 1 tandis qu'ils présentent une centrosymétrie de leur maille cristalline permettant l'existence d'une non-linéarité quadratique.

3. Usuellement utilisée avec LiNbO_3 , LiTaO_3 et KTP.

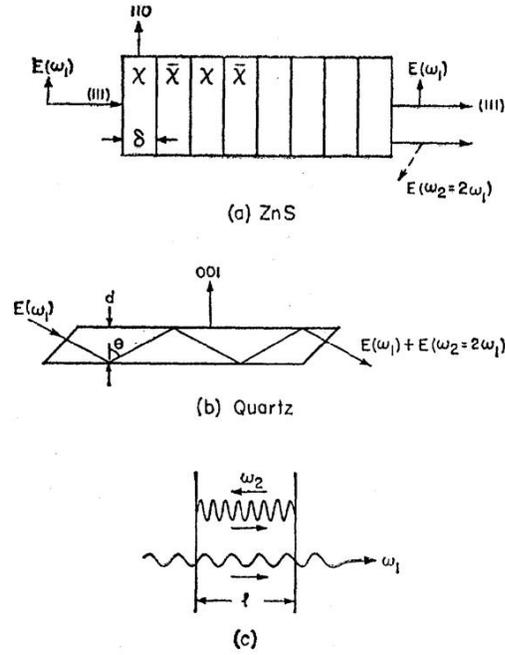


FIGURE 3.1 – Trois des principales techniques de quasi-accord de phase telles que proposées dans l'article fondateur d'Armstrong et coll. en 1962 [47] : (a) quasi-accord de phase par succession de domaines avec alternance du signe de la non-linéarité, (b) quasi-accord de phase de Fresnel par multiples réflexions totales internes et (c) quasi-accord de phase de cavité.

cohérence [65]. Cependant, le nombre maximal de lames juxtaposables selon cette approche se trouve rapidement limité du fait de la complexité de réalisation et de manipulation d'un tel assemblage. De plus, même en cherchant à incliner les lames le plus proche possible de l'angle de Brewster, l'efficacité de conversion non linéaire est rapidement pénalisée par les pertes aux interfaces.

En effet, dans le cadre d'une conversion de fréquence par DFG dans un empilement de lames de transmission en intensité T , supposée identique aux trois longueurs d'onde, et en négligeant les effets de déplétion de pompe et d'amplification du signal incident, on peut facilement définir un nombre effectif de lames, N_{eff} , pour un nombre donné de lames empilées, N , tel qu'un empilement idéal de N_{eff} lames ait la même efficacité de conversion qu'un empilement de N lames de transmission T . Ce nombre effectif de lame est défini comme suit [66] :

$$N_{\text{eff}} = \frac{\sqrt{T}^N - T^N}{\sqrt{T} - T}. \quad (3.1)$$

La figure 3.2(a) illustre l'effet des pertes par interfaces sur le nombre effectif de lames. On remarque que, pour chaque valeur de T , il existe un nombre de lames, N_{max} , pour lequel N_{eff} admet un maximum, $N_{\text{eff,max}}$, et au-delà duquel N_{eff} diminue lorsque l'on augmente N . L'expression de N_{max} se calcule facilement en cherchant le zéro de la dérivée de l'expression (3.1) en fonction de N :

$$N_{\text{max}} = -\frac{\ln 4}{\ln T}. \quad (3.2)$$

On peut alors calculer l'expression de $N_{\text{eff,max}}$:

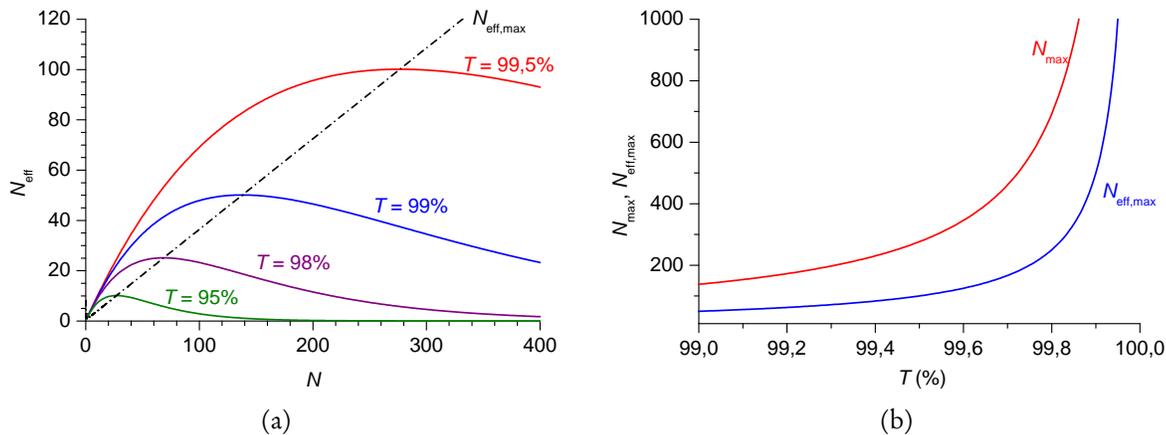


FIGURE 3.2 – Effet des pertes aux interfaces sur le nombre effectif de lames d'un empilement de lames orientées périodiquement : (a) N_{eff} en fonction de N pour différentes valeurs de T ; (b) N_{max} et $N_{\text{eff,max}}$ en fonction de T .

$$N_{\text{eff,max}} = \frac{1}{4(\sqrt{T} - T)}. \quad (3.3)$$

La figure 3.2(b) présente l'évolution de N_{max} et $N_{\text{eff,max}}$ en fonction de T . On y remarque qu'il est primordial de minimiser les pertes aux interfaces si on souhaite empiler un nombre conséquent de lames. Par exemple, pour réaliser un empilement avec un nombre effectif de lame de 100, il est nécessaire d'avoir une transmission par interface meilleure que 99,5 %. Pour cette valeur de transmission, le nombre réel de lames nécessaires est alors supérieur à 250. En pratique, il faut donc une transmission encore meilleure si l'on souhaite que N s'approche de N_{eff} . Par exemple, pour réduire le nombre de lames nécessaires à 120, la transmission doit devenir supérieure à 99,8 %.

Afin d'éliminer les interfaces et ainsi atteindre un niveau de perte acceptable, les recherches se sont ensuite orientées vers le collage par diffusion d'empilements de lames selon la méthode initialement introduite par Liau et Mull en 1989 [67], pour la fabrication et l'intégration de dispositifs optoélectroniques. Elle est la généralisation aux semi-conducteurs des méthodes de frittage couramment appliquées en métallurgie. Dans le contexte de la réalisation de structures pour le quasi-accord de phase, cette approche a d'abord été appliquée avec succès sur GaAs tant en SHG [68] qu'en DFG [69] avec des empilements de plus d'une cinquantaine de lames. Ensuite, des travaux ont été démarrés à l'ONERA sur la réalisation de structures en quasi-accord de phase par collage par diffusion d'empilements de lames de ZnSe. Le choix d'étudier ZnSe avait été motivé par le fait que ce matériau présente plusieurs avantages sur GaAs : transparence sur une plus grande plage spectrale aussi bien vers l'infrarouge que vers le visible; dispersion plus faible, ce qui est avantageux pour les propriétés d'accordabilité car la longueur de cohérence varie peu avec les longueurs d'onde; seuil d'endommagement laser plus élevé⁴. La principale limitation était la faible disponibilité de ZnSe monocristallin, principalement approvisionné dans le cadre d'une collaboration avec le Laboratoire du Solide et de la Cristallogénèse du CNRS (actuellement intégré au GEMaC). Ces travaux ont été réalisés dans le cadre de la thèse d'Alexandre Mustelier, réalisée en collaboration avec la société CILAS, soutenue fin 2003 [66]. Ils ont conduit à la réalisation d'un système de collage avec suivi optique de la transmission de l'empilement. Le collage était réalisé sous vide afin d'éviter l'oxydation des interfaces de ZnSe chauffé à une température d'environ 600 °C. J'ai été associé aux dernières expériences

4. Lors d'expérimentations réalisées à l'ONERA, il a été observé que le seuil de dommage de ZnSe était environ un ordre de grandeur plus élevé que celui de GaAs lorsque le matériau était soumis à un éclairage par des impulsions laser nanoseconde à la longueur d'onde de 2 μm .

de collage et de caractérisation réalisées à la fin de la thèse d'A. Mustelier ; notamment, à la réalisation d'un empilement de sept lames dans lequel des expériences de DFG ont été réalisées avec succès dans l'ensemble de la bande 8–11 μm (Publication P36). Bien que la transmission par interface ait été meilleure que 99,5 % à 10 μm , un nombre effectif de lames de 4 ± 1 a été mesuré, soit 60 % du nombre réel de lames. Cette réduction de l'efficacité de conversion est principalement attribuée aux variations d'épaisseur d'une lame à l'autre.

La réalisation de collages d'un grand nombre de lames représente donc un défi car il faut satisfaire des tolérances de fabrication des lames extrêmement strictes (meilleure que le pour-cent sur l'épaisseur) pour atteindre de bonnes efficacités non linéaires. De plus, pour espérer réaliser un OPO, il est nécessaire d'empiler plusieurs centaines de lames alternées⁵, ce qui pose également des problèmes pratiques non triviaux. Du fait de ces difficultés techniques et des coûts associés, de tels empilements n'ont jamais été réalisés et cette approche est passée au second plan suite à l'émergence, à partir du début des années 2000, de la technique de croissance par épitaxie de structures massives à motifs de quasi-accord de phase [70]. En effet, cette technique décrite au paragraphe 3.2.2 permet une bien meilleure maîtrise et a conduit aux premières démonstrations d'OPO à base de GaAs. Précisons toutefois, que l'épaisseur accessible par cette dernière méthode reste actuellement limitée à moins de deux millimètres. La méthode de collage par diffusion resterait donc encore incontournable pour réaliser des sources paramétriques de forte énergie nécessitant de grandes ouvertures optiques. Le collage reste également une approche compétitive lorsqu'un nombre restreint de lames est suffisant.

3.2.2 Croissance par épitaxie de structures à motifs de quasi-accord de phase

L'objectif de la méthode de croissance par épitaxie est le même que l'empilement de lames périodiquement orientées décrit au paragraphe 3.2.1 ; à savoir, la réalisation de structures à inversion périodique du signe de la non-linéarité avec une période égale à $2m\Lambda_c$, où m est un entier impair et Λ_c la longueur de cohérence du processus non linéaire considéré. Elle consiste à faire croître le semi-conducteur sur un gabarit présentant une inversion périodique de la non-linéarité sur une faible épaisseur. Elle présente l'avantage d'utiliser principalement des processus analogues à ceux de l'industrie optoélectronique (dépôt de masque, photolithographie, gravures chimiques, épitaxie, etc.) et d'être donc nettement moins « artisanale » que l'empilement et le collage de lames.

Le matériau sur lequel la plupart des efforts se sont concentrés est le GaAs. Ces travaux, principalement menés à l'université de Stanford dans l'équipe de M. Fejer et à Thales RT dans l'équipe d'E. Lallier, ont été couronnés de succès et ont permis de définir des procédés de croissance pour l'élaboration d'échantillons d'OP-GaAs (*Orientation Patterned GaAs*) de qualité et d'épaisseur suffisantes pour réaliser des OPO.

La première étape de cette élaboration est de réaliser un gabarit présentant le motif d'inversion de la non-linéarité recherché. A cette fin, il est d'abord nécessaire de réaliser, sur un substrat de GaAs, une couche de GaAs de faible épaisseur (typiquement 100 nm) dont l'orientation est inversée par rapport à celle du substrat⁶. Les deux principales méthodes pour réaliser cette couche utilisent soit le collage par diffusion à partir de deux substrats sur l'un desquels on a fait croître par MOCVD (*Metal Organic Chemical Vapour Deposition*) une fine couche de GaAs révélée ensuite par gravure chimique et polissage selon le procédé schématisé sur la figure 3.3 [71], soit le dépôt d'une couche de Ge sur un substrat suivie de la croissance MOCVD d'une couche de GaAs d'orientation inversée [72]. Ensuite, la réalisation du motif de QPM est effectuée par photolithographie suivie d'une étape de gravure. L'étape finale, qui est très délicate, est la croissance d'échantillons épais d'OP-GaAs sur le gabarit avec une propagation fidèle

5. Un cristal typique de PPLN de 20 mm contient plus d'un milliers de longueurs de cohérence alors que la figure de mérite non linéaire est comparable.

6. Typiquement, on réalise une couche orientée $[00\bar{1}]$ sur un substrat orienté 001

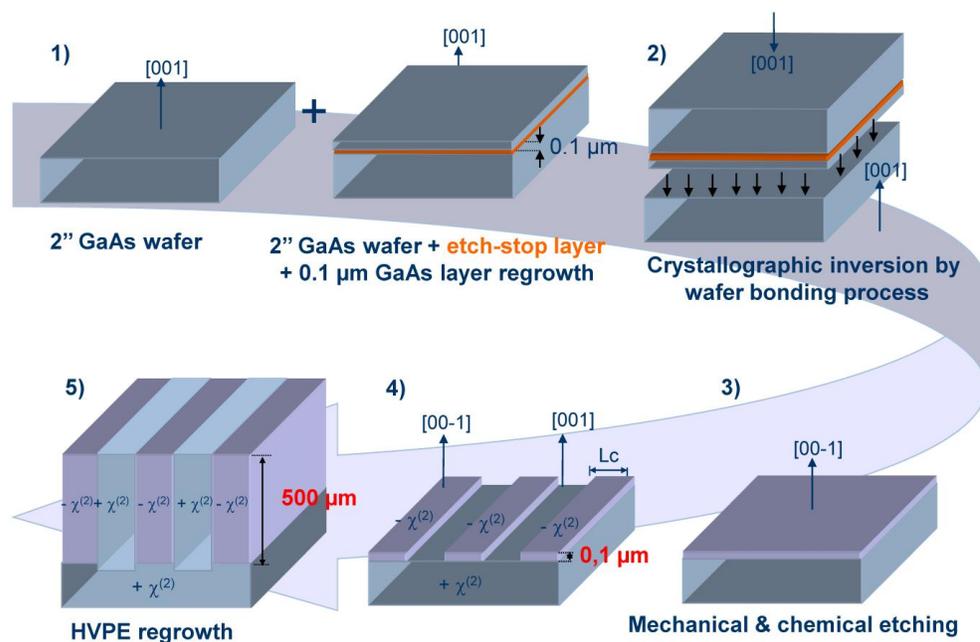


FIGURE 3.3 – Principales phases du procédé d'élaboration d'OP-GaAs développé par Thales (source : Thales / A. Grisard et E. Lallier).

des monocouches atomiques séparant les deux phases de GaAs. En effet, pour être à même de réaliser des couches de plusieurs centaines de micromètres avec une vitesse de croissance acceptable, il est nécessaire de recourir à des techniques de croissance rapide dont le contrôle aussi est plus problématique que pour les techniques classiques d'épitaxie. La technique utilisée pour réaliser cette croissance épaisse est la HVPE (*Hydride Vapour Phase Epitaxy*) permettant d'atteindre des vitesses de croissance jusqu'à 100 μm/h.

En termes de sources optiques, la première réalisation marquante a eu lieu en 2004, lorsque le premier OPO — fonctionnant en régime nanoseconde — basé sur ce matériau a été démontré et publié dans un article co-signé par l'université de Stanford et Thales RT [73]. Depuis, les performances en termes de rendement et de puissance ont été régulièrement améliorées et des OPO émettant plusieurs watts avec des efficacités de conversion de l'ordre de 50 % ont été réalisés [74]. On peut également mentionner, la réalisation d'OPO à pompage synchrone pour la génération de peignes de fréquences dans l'infrarouge moyen [75] et, grâce à l'amélioration constante de la qualité optique, la démonstration du premier OPO continu à base d'OP-GaAs [76].

Actuellement, les seuls acteurs internationaux ayant la maîtrise technologique des procédés de réalisation d'OP-GaAs sont Thales RT (France), BAE systems (USA) et l'Air Force Research Laboratory (USA). La nature de ces acteurs est liée au fort intérêt présenté par ce matériau pour les applications de défense et de sécurité (contre-mesure optronique, détection de gaz dangereux). C'est d'ailleurs dans le contexte applicatif de la détection à distance de substances dangereuses que les efforts conjugués de l'ONERA, Thales RT et Teem Photonics ont conduit à la réalisation d'un NesCOPO fonctionnant dans la bande 6–14 μm dans le cadre d'un projet⁷ que j'ai coordonné (voir section 3.4 pour la présentation des principaux résultats de ce projet).

Les points potentiellement limitants d'OP-GaAs sont :

7. Projet ASTRID MUSTARD (*Microlaser pUmped tunable optical Source based on parametric conversion in GaAs for Remote Detection of hazardous chemicals and explosives*).

- son ouverture optique imposée par son épaisseur maximale qui limite actuellement l'énergie maximale pouvant être mise en jeu⁸ ;
- son absorption à deux photons significative jusqu'à $\sim 1,7 \mu\text{m}$ qui, en pratique, impose un pompage à $2 \mu\text{m}$ [78].

Des recherches sont actuellement en cours pour réaliser la croissance par épitaxie de motifs à quasi-accord de phase sur d'autres composés semi-conducteurs ne présentant pas cette limitation de pompage au-delà de $1,7 \mu\text{m}$.

Le premier matériau considéré à cette fin est GaN. En effet, son énergie de bande interdite étant plus de deux fois celle de GaAs, on peut envisager un pompage dans le proche infrarouge, notamment à $1,064 \mu\text{m}$. La première expérience de génération de second harmonique dans une couche relativement épaisse ($4 \mu\text{m}$) de GaN orienté périodiquement a été réalisée aux Bell Labs en 2003 [79]. Cependant, la méthode de croissance utilisée était la MBE (*Molecular Beam Epitaxy*) dont la vitesse de croissance est trop lente pour envisager la réalisation d'épaisseurs de plusieurs centaines de micromètres. Comme pour le GaAs, le principal verrou technologique est donc la croissance de structures d'épaisseurs adaptées par HVPE. À l'heure actuelle, les recherches sur ce sujet sont principalement réalisées au Naval Research Laboratory où des épaisseurs jusqu'à $80 \mu\text{m}$ ont été réalisées [80, 81]. Cependant, une expérience d'optique non linéaire convaincante reste encore à être démontrée. De plus, des mesures récentes montrent que le GaN massif devient fortement absorbant au-delà de $7 \mu\text{m}$ [82], ce qui restreint l'intérêt applicatif de ce matériau par rapport à OP-GaAs et le place en concurrence directe avec PPLN sur une grande partie de sa fenêtre de transparence alors que son coefficient non linéaire est significativement plus faible⁹. On peut toutefois modérer ces propos si on prend en considération les propriétés thermomécaniques de GaN qui sont très supérieures à celle de LiNbO_3 et GaAs et laissent présager un bon potentiel pour la montée en puissance.

Un autre matériau qui fait actuellement l'objet de recherches actives est GaP. En effet, GaP a une absorption à deux photons négligeable dans la plage $1\text{--}1,7 \mu\text{m}$ alors que sa susceptibilité non linéaire est comparable à celle de GaAs¹⁰ et sa conductivité thermique est deux fois supérieure, conduisant à un seuil de dommage environ deux fois plus élevé¹¹. La forte réduction de l'absorption à deux photons dans cette gamme de longueur d'onde est attribuée au fait que GaP est un semi-conducteur à gap indirect et que l'énergie minimale correspondant à une transition directe¹² est près de deux fois supérieure à l'énergie de bande interdite de GaAs¹³. La principale ombre au tableau est l'absorption multi-phonon qui démarre dans GaP à partir de $8 \mu\text{m}$ pour devenir totalement opaque à partir de $12,5 \mu\text{m}$ sur une épaisseur de 1 cm , ce qui peut conduire à des limitations pour réaliser des sources émettant en bande III. L'élaboration de ce matériau est actuellement réalisée aux USA par les mêmes équipes de recherche que celles qui ont développé OP-GaAs. Grâce l'expérience acquise sur ce premier matériau, les progrès sur la croissance d'OP-GaP ont été très rapides. L'optimisation des paramètres de HVPE permet actuellement de réaliser des échantillons de $550 \mu\text{m}$ d'épaisseur avec une bonne qualité optique qui ont permis de réaliser le premier OPO à base d'OP-GaP. Ce premier OPO était pompé à $2090 \mu\text{m}$ par un laser Ho:YAG. Depuis, la démonstration d'un OPO pompé à $1 \mu\text{m}$ a permis de confirmer le potentiel de ce matériau. Les prochains progrès sur ce matériau permettront de statuer sur son intérêt. Toutefois, l'absence de filière européenne d'élaboration d'OP-GaP risque de rendre problématique l'accès à ce matériau.

8. La plus grande épaisseur mentionnée dans la littérature ouverte est de $1,7 \text{ mm}$, réalisée par BAE Systems [77].

9. $3,7 \text{ pm/V}$ pour GaN [83] contre 27 pm/V pour LiNbO_3 .

10. 70 pm/V pour GaP [84] contre 90 pm/V pour GaAs [85].

11. Estimé à environ 5 J/cm^2 [86].

12. $2,78 \text{ eV}$ à 300 K soit une longueur d'onde de 446 nm .

13. $1,424 \text{ eV}$ à 300 K soit une longueur d'onde de 870 nm .

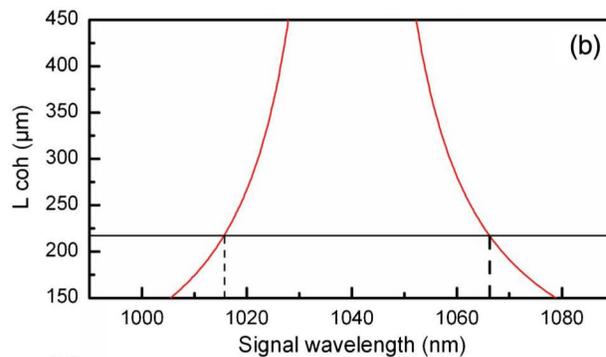


FIGURE 3.4 - Longueur de cohérence en fonction de la longueur d'onde signal pour un cristal de KTP taillé à $\theta = 90^\circ$ et pompé à 532 nm. La ligne horizontale correspond à la longueur $L = 217 \mu\text{m}$ du cristal utilisé par Xie et coll. pour réaliser un *sheet-like* OPO dans la référence [87]. La bande de gain paramétrique est située entre les deux lignes verticales pointillées qui correspondent à $L_{\text{coh}} = L$ (d'après publication P4).

3.2.3 Quasi-accord de phase en cavité

Comme pour un laser, il est bien connu que seules les fréquences qui reviennent en phase après un aller-retour dans la cavité peuvent donner lieu à un effet d'oscillation dans un OPO, ce sont les modes de la cavité. Dans le cas d'un OPO, cette remise en phase permet également de maintenir une conversion non linéaire efficace sous réserve que la longueur du matériau non linéaire dans la cavité soit inférieure à la longueur de cohérence du processus non linéaire. Dans les OPO traditionnels, la longueur, L , du cristal dépasse généralement le centimètre, ce qui impose un fonctionnement proche de l'accord de phase exact afin d'avoir $L_{\text{coh}} > L$. L'idée du quasi-accord de phase en cavité, dont la genèse se trouve comme souvent dans l'article fondateur d'Armstrong et coll. en 1962 [47], est de se placer dans le cas d'une cavité OPO monolithique de petite dimension afin d'être en mesure de satisfaire $L_{\text{coh}} > L$ sur une très large bande spectrale, et ainsi de pouvoir réaliser un OPO très largement accordable.

A titre illustratif, la figure 3.4 présente l'évolution de la longueur de cohérence dans KTP dans le cas d'un pompage à 532 nm pour une propagation des faisceaux selon l'axe x du cristal ($\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 0$). Afin de pouvoir atteindre le seuil d'oscillation sans endommagement par laser, tout en maintenant une faible longueur L (typiquement de quelques centaines de micromètres), il est plus avantageux de recourir à des configurations où les deux ondes paramétriques sont résonnantes (OPO doublement, voire triplement, résonnants).

Une première étude théorique des conditions d'oscillation paramétrique dans une micro-cavité doublement résonnante a été réalisée à l'ONERA lors de la thèse de Riad Haïdar [88]. Cette étude avait pour objectif la réalisation d'un dispositif à base de semi-conducteurs isotropes, en particulier GaAs, afin de bénéficier de la maturité technologique des procédés liés à ces matériaux pour la réalisation de microcavité à miroirs de Bragg. La principale difficulté mise en évidence par cette étude est d'avoir simultanément au moins un mode signal et un mode complémentaire dont la somme des fréquences satisfasse la condition de conservation de l'énergie. Il s'avère que cette condition de double résonance est extrêmement contraignante à satisfaire dans le cas d'une microcavité commune aux deux ondes paramétriques basée sur un milieu non linéaire isotrope. Cette limitation provient de la très faible différence entre les longueurs optiques signal et complémentaire qui conduit à un très fort espacement spectral entre les doubles coïncidences exactes de paires de modes sélectionnées par effet Vernier. En conséquence, la démonstration expérimentale de la configuration envisagée n'a pas été couronnée de succès et cette approche a été mise de côté pour plusieurs années.

C'est finalement l'équipe du Prof. Shining Zhu à la Nanjing University (Chine) qui a publié la pre-

mière démonstration expérimentale d'un micro-OPO, ou *sheet-like* OPO, fonctionnel en 2011 [87]. La clé du succès a été d'utiliser un matériau non linéaire biréfringent — en l'occurrence KTP — pour relâcher fortement la difficulté imposée par la condition de double résonance. En effet, les ondes signal et complémentaire étant polarisées différemment, la différence relative entre les longueurs optiques des cavités signal et complémentaire atteint quelques pour-cent. Cela conduit donc à se ramener à une situation assez proche de celle d'un NesCOPO avec un espacement entre coïncidences exactes de paires de modes proche de la largeur de la bande de gain paramétrique. En conséquence, l'existence d'une paire de modes en coïncidence sous la bande de gain est toujours réalisée et il est même possible d'accorder en fréquence l'OPO par sauts de modes en changeant la température du cristal ou la longueur d'onde de pompe.

Cependant, les publications relatives à la démonstration expérimentale du *sheet-like* OPO n'explicitent pas en détail les conditions de fonctionnement de ce dispositif [87, 89]. En particulier, aucune discussion relative à la condition de double résonance — pourtant cruciale pour expliquer le fonctionnement — n'y est présente. Nous avons alors jugé opportun de nous ré-intéresser au sujet à l'ONERA. A cette fin, nous avons réalisé une étude théorique approfondie de ce type de dispositif en adaptant les approches précédemment développées dans le contexte des OPO à cavités duales. Cette étude, réalisée dans le cadre de la thèse de Quentin Clément a récemment fait l'objet de la publication P4.

Dans les grandes lignes, ce travail permet de définir les conditions pour obtenir un fonctionnement monofréquence avec ce type de dispositif en utilisant le filtrage par effet Vernier en configuration doublement résonnante. La principale particularité de cette architecture monolithique est que la dissociation des cavités est uniquement induite par la biréfringence. Cela a pour conséquence de mettre hors-jeu les matériaux non linéaires non biréfringents. Pour réaliser cette étude, nous avons développé un formalisme algébrique simple basé sur les ordres entiers des modes signal et complémentaire permettant de modéliser le contenu spectral émis (effets de cluster de modes et de coïncidences partielles analogues à ceux présentés dans le chapitre 1). La figure 3.5(a) présente un diagramme illustrant ce formalisme : l'axe des abscisses indique l'ordre des modes signal et l'axe des ordonnées l'ordre des modes complémentaire. Les deux droites correspondent aux conditions d'accord de phase et de conservation de l'énergie en fonctionnement doublement résonnant. Ces deux conditions ne sont satisfaites simultanément que si les deux droites se coupent, ce qui impose la relation $n_{s,c} < n_p < n_{c,s}$ sur les indices de réfraction¹⁴. Nous avons ensuite étudié les conditions pour réaliser l'accord en fréquence en ajustant la longueur d'onde de pompe et/ou la température comme illustré par la figure 3.5(b) dans le cas d'un *sheet-like* OPO en ZGP d'épaisseur 300 μm .

Des résultats expérimentaux préliminaires ont été obtenus très récemment au laboratoire avec des *sheet-like* OPO en ZGP d'épaisseur 500 μm et 1 mm, permettant de réaliser des premières caractérisations d'accordabilité. Ces premiers résultats sont prometteurs et de nouvelles expériences avec des dispositifs optimisés sont en cours de préparation et devraient permettre de valider le potentiel de cette approche.

3.3 Quasi-accord de phase de Fresnel

3.3.1 Principe et modèle en rayons

Cette approche, encore une fois proposée dans l'article d'Armstrong et coll. [47], consiste à se propager en zigzag dans une plaque de matériau non linéaire afin de tirer parti du déphasage des ondes à la réflexion totale interne pour réaliser le quasi-accord de phase. Le principe sous-jacent est donc très proche de celui mis en œuvre dans les structures à quasi-accord de phase par inversion périodique du signe de la non-linéarité, l'interface de réflexion totale étant l'analogie de l'interface entre deux domaines d'orientations opposées.

14. Condition non réalisable avec un matériau isotrope où on a généralement : $n_p > n_s, n_c$

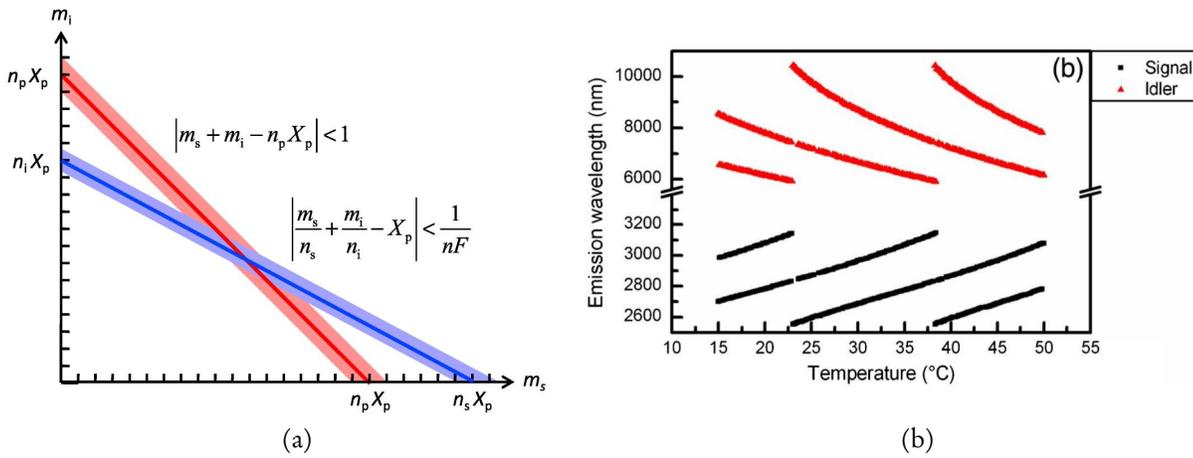


FIGURE 3.5 – (a) Figure illustrant le formalisme développé pour analyser le spectre émis par un OPO doublement résonnant monolithique (*sheet-like* OPO). Pour que le spectre soit monomode, il faut qu'un et un seul couple (m_s, m_i) de modes signal et complémentaire, de fréquences respectives ω_{s,m_s} et ω_{i,m_i} , soit présent dans la zone d'intersection des droites. La droite rouge correspond à la condition d'accord de phase ; l'épaisseur de la bande autour indique la plage d'acceptance spectrale de l'accord de phase : $|\Delta k(\omega_{s,m_s}, \omega_{i,m_i}, \omega_p)| < \pi$. La droite bleu indique la condition de conservation de l'énergie, $\omega_{s,m_s} + \omega_{i,m_i} = \omega_p$, pour une double-résonance exacte et la bande autour représente la tolérance à la double-résonance liée à la finesse, F , finie de la cavité. Le paramètre X_p est défini par : $X_p = 2L/\lambda_p$ où L est la longueur physique du cristal non linéaire (et donc de la cavité monolithique). (b) Calcul de l'accordabilité en température du *sheet-like* OPO en ZnGeP₂, d'épaisseur 300 μm , pompé à 2051 nm et émettant un rayonnement monofréquence en bande III (d'après la publication P4).

On peut toutefois souligner un degré de liberté supplémentaire, offert par le quasi-accord de phase de Fresnel, qui est que l'épaisseur de matériau traversé entre deux réflexions totales n'a pas nécessairement besoin d'être un nombre impair de longueurs de cohérence. En effet, comme cela a été souligné par Boyd et Patel dès 1966 dans le cas de la SHG [90], la condition de quasi-accord de phase est satisfaite dès lors que le déphasage global $\Delta\varphi$ sur le trajet séparant deux points d'impact successifs est un multiple de 2π :

$$\Delta\varphi = \Delta k L + \Delta\Phi_F + \Delta\Phi_{\chi^{(2)}} = 0 [2\pi], \quad (3.4)$$

où L est la distance séparant deux réflexions totales internes, $\Delta\Phi_{\chi^{(2)}}$ permet de tenir compte de l'éventuelle inversion du signe du coefficient non linéaire, qui donne $\Delta\Phi_{\chi^{(2)}} = 0$ ou π , et

$$\Delta\Phi_F = \Phi_F^1 - \Phi_F^2 - \Phi_F^3, \quad (3.5)$$

avec Φ_F^j le déphasage de Fresnel lors de la réflexion totale interne pour l'onde $i = 1, 2$ ou 3 [91] :

$$\Phi_F^i = -2 \arctan \left(\frac{[(1-q) + q n_i^2] \sqrt{n_i^2 \sin^2 \theta - 1}}{n_i \cos \theta} \right), \quad (3.6)$$

où $q = 1$ pour une onde polarisée p (dans le plan d'incidence), $q = 0$ pour une onde polarisée s (champ électrique orthogonal au plan d'incidence), n_i est l'indice de réfraction et θ est l'angle d'incidence lors de la réflexion totale interne (cf. Figure 3.6). Ainsi, pour une épaisseur de matériau fixée, il est presque toujours possible de trouver une configuration de quasi-accord de phase — en jouant sur les polarisations des ondes et sur l'angle d'incidence — où la relation (3.4) est satisfaite quel que soit le triplet de longueurs d'onde considéré.

Ce principe a été étendu au cas du mélange non dégénéré à trois ondes et mis en œuvre avec succès par Riad Haïdar puis Myriam Raybaut lors de leurs thèses à l'ONERA. Il a notamment été démontré, qu'avec

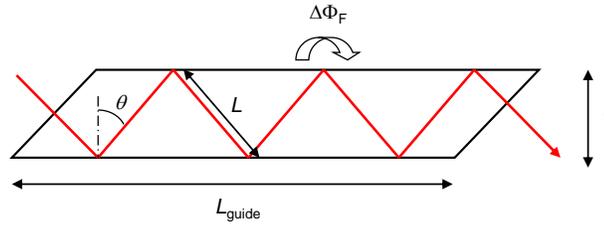


FIGURE 3.6 – Diagramme schématique, et notations associées, de la propagation en zigzag dans une plaque de matériau non linéaire pour réaliser le quasi-accord de phase de Fresnel.

une simple plaquette de GaAs, il est possible de couvrir l'intégralité de la gamme 9–13 μm par DFG entre le signal et le complémentaire issu d'un OPO lui-même pompé à 1,064 μm [92].

L'approche la plus naturelle pour décrire le quasi-accord de phase de Fresnel — initialement utilisée dans la thèse de Riad Haïdar — est de considérer les chemins optiques parcourus par des rayons lumineux faisant des zigzags dans la plaquette de matériau non linéaire¹⁵. Pour avoir sens, cette approche impose de supposer une propagation colinéaire des trois ondes en interaction. Dans le cas d'un processus de DFG à faible gain où l'on néglige le dépeuplement ou l'amplification des ondes incidentes et en supposant la réflexion totale sans perte, on peut montrer que l'intensité de l'onde 3 générée après N réflexions s'écrit :

$$I_3(NL) = \frac{Z_0 d_{\text{eff}}^2 \omega_1^2}{2 c^2 n_1 n_2 n_3} \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) \left[\frac{\sin(N \Delta\varphi/2)}{N \sin(\Delta\varphi/2)} \right]^2 (NL)^2 I_1 I_2, \quad (3.7)$$

où $Z_0 = 377 \Omega$ est l'impédance du vide, d_{eff} est le coefficient non linéaire effectif, et I_1 et I_2 sont les intensités de ondes incidentes. Dans le membre de droite de la relation (3.7), le terme en sinus cardinal correspond à l'efficacité de conversion sur un segment de la propagation en zigzag entre deux réflexions. Sachant que $\Delta k \neq 0$ pour un semi-conducteur isotrope, ce terme décroît donc d'abord de manière monotone et continu jusqu'à valoir zéro pour $L = 2\pi/\Delta k$, soit deux longueurs de cohérence. Il présente ensuite des oscillations amorties avec des maxima locaux à chaque fois que L correspond à un multiple impair de la longueur de cohérence. En pratique, toute valeur non nulle de ce terme peut conduire à une situation de quasi-accord de phase. En effet, c'est le terme suivant, entre crochets, qui contient la somme interférentielle des termes sources générés dans les N segments de la propagation en zigzag et traduit réellement si une situation de quasi-accord de phase a lieu. Pour que ce terme reste proche de l'unité et que la croissance de l'intensité DFG soit proportionnelle au carré de la distance de propagation, on retrouve la condition de quasi-accord de phase $\Delta\varphi = 0 [2\pi]$.

Une fois cette condition remplie, on peut ensuite distinguer deux types quasi-accord de phase de Fresnel pour faciliter la comparaison avec le quasi-accord de phase par retournement périodique [93] :

- un quasi-accord dit « résonnant », où $\Delta k L = (2p + 1) \pi$ avec $p \in \mathbb{N}$, analogue au quasi-accord de phase par retournement d'ordre p ;
- un quasi-accord qualifié de « non résonnant », où $\Delta k L \neq \pi [2\pi]$, situation sans équivalent dans le cas du quasi-accord de phase par retournement.

Dans le cas de réflexions totales internes sans pertes, l'analyse de la relation (3.7) conduit à privilégier une géométrie avec une faible épaisseur de plaque — de manière à maximiser le terme en sinus cardinal — et une grande longueur de plaque — afin d'avoir un grand nombre de réflexions et donc une grande distance totale de propagation. Cette situation particulière de quasi-accord de phase non résonnant, pour laquelle $L < \pi/\Delta k$, peut être qualifiée de quasi-accord de phase « fractionnaire » [94]. L'efficacité de conversion

15. Approche eikonale en termes plus savants.

tend alors théoriquement vers celle de l'accord de phase parfait lorsque la longueur L tend vers zéro. Outre le fait que la description sous forme de rayon devient peu judicieuse pour de telles structures de faible épaisseur où une approche d'optique guidée serait mieux adaptée,¹⁶ au moins deux limitations pratiques font que ce cas limite ne correspond pas, en pratique, à une situation optimale.

Premièrement, la caractérisation au rugosimètre des échantillons de ZnSe et GaAs disponibles, met en évidence une rugosité de surface qui induit des pertes lors des réflexions totales internes dans la plaque de semi-conducteur. Dans le cas des échantillons caractérisés au laboratoire, l'écart type de cette rugosité, R_a , est de l'ordre de 15 nm crête à crête pour ZnSe (issu d'un monocristal poli) et 4 nm pour GaAs (issu d'un *wafers* commercial *epi-ready*). Le coefficient de réflexion totale interne, perturbé par la rugosité de surface, s'écrit alors [95] :

$$R = 1 - \left(R_a \frac{4\pi n}{\lambda} \cos \theta \right)^2, \quad (3.8)$$

Pour un angle d'incidence de 45° et une longueur d'onde de $2 \mu\text{m}$, la formule précédente nous donne :

- $R = 99,6 \%$ pour GaAs, soit une transmission de la plaque de $T = 82 \%$ au bout de 50 réflexions.
- $R = 97,5 \%$ pour ZnSe, soit $T = 28 \%$ au bout de 50 réflexions, ce qui est une perte considérable.

Les trois ondes en interaction vont donc subir des pertes significatives lors de leur propagation dans le cristal, l'influence de ces pertes sur le gain paramétrique a d'ores et déjà été quantifiée [95]. De manière analogue au nombre effectif de lames pour le quasi-accord de phase par empilement de lames alternées (cf. Section 3.2.1), on peut introduire un nombre effectif de réflexions N_{eff} correspondant au nombre de réflexions équivalentes dans le cas idéal où $R = 100 \%$ pour avoir la même efficacité qu'avec N réflexions en tenant compte de la rugosité. Pour une situation de quasi-accord de phase de Fresnel ($\Delta\varphi = 0$), on peut montrer que :

$$N_{\text{eff}} = r^N \frac{1 - r^N}{1 - r}. \quad (3.9)$$

avec $r = \sqrt{R}$. En poursuivant l'analogie avec le quasi-accord de phase par empilement de lames alternées, on peut calculer le nombre optimal de réflexions conduisant à la valeur maximale possible de N_{eff} . Ce nombre optimal, N_{opt} , correspond à la valeur de N permettant d'annuler la dérivée : dN_{eff}/dN . On obtient donc

$$N_{\text{opt}} = -\frac{\ln 2}{\ln r}, \quad \text{ou encore} \quad N_{\text{eff}}^{\text{opt}} = \frac{1}{4(1-r)}. \quad (3.10)$$

Le nombre optimal de réflexions va donc varier entre 345 pour $R = 99,6 \%$ et 55 pour $R = 97,5 \%$, soit un nombre effectif de réflexions variant respectivement entre 125 et 20. La qualité de polissage est donc cruciale pour atteindre un nombre de réflexions utiles conséquent. Dans le cas où le nombre de réflexions est fixé à cette valeur optimale imposée par la rugosité de surface, l'efficacité de DFG devient donc proportionnelle à :

$$\text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k L}{2} \right) \left[\frac{1}{4(1-r)} \right]^2 L^2.$$

Dans ces conditions, l'optimum correspond aux cas où $\sin^2(\Delta k L/2)$ est maximal, soit les situations de quasi-accord de phase résonnant.

Un deuxième effet limitant est l'effet Goos-Hänchen : lors de la réflexion totale d'un faisceau de taille finie sur une interface, un décalage latéral de ce faisceau a lieu ; il correspond à la pénétration de l'onde dans

16. En fait, l'approche rayon reste valable dans les guides d'onde mais il faut alors tenir compte du fait que seules certaines valeurs discrètes de l'angle d'incidence peuvent se propager dans le guide. Ces angles autorisés correspondent aux modes du guide. On peut même montrer que, pour un angle guidé θ_m , la figure d'interférence résultant du croisement de deux faisceaux ayant des angles $-\theta_m$ et $+\theta_m$ correspond au profil spatial du mode d'ordre m .

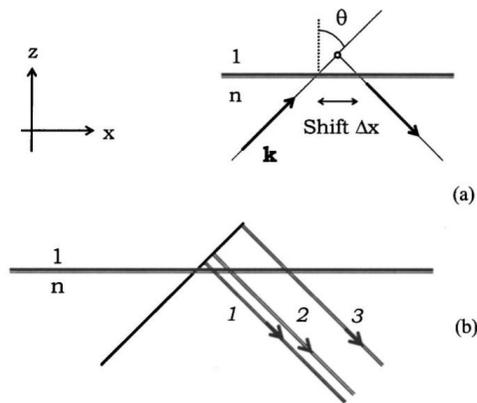


FIGURE 3.7 – (a) Illustration de l'effet Goos-Hänchen et (b) de la séparation spatiale des trois faisceaux en interaction par effet Goos-Hänchen (d'après [93]).

Longueur d'onde	Polarisation	Δz_{GH} pour GaAs	Δz_{GH} pour ZnSe
2 μm	<i>p</i>	0,1 μm	0,2 μm
	<i>s</i>	0,3 μm	0,4 μm
10 μm	<i>p</i>	0,3 μm	1,0 μm
	<i>s</i>	1,5 μm	2,3 μm

TABLE 3.1 – Calcul du décalage induit par effet Goos-Hänchen lors d'une réflexion totale interne à 45° dans GaAs et ZnSe

le milieu supérieur sur une épaisseur correspondant à l'effet tunnel optique¹⁷. En pratique, cet effet va induire une séparation spatiale des trois faisceaux (cf. Figure 3.7), soit une perte sur le gain paramétrique analogue à celle induite par double-réfraction dans les cristaux accordés en phase par biréfringence. Une longueur maximale utile de la plaque de matériau peut ainsi être définie, correspondant à un décalage équivalent au diamètre du faisceau de pompe injecté (soit deux fois le rayon à $1/e^2$). Pour quantifier ce décalage Δz_{GH} , nous utilisons une formule analytique donnée par [97]. Cette formule n'est pas explicitée ici, mais le résultat du calcul est donné pour un angle d'incidence de 45° , entre des faisceaux de longueurs d'onde 2 et 10 μm , pour les deux configurations de polarisation (*p* et *s*), pour une interface GaAs ou ZnSe/air (voir Tableau 3.1) [95].

Comme le montre le tableau 3.1, l'ordre de grandeur de ce décalage varie entre le dixième de micromètre et quelques micromètres selon la longueur d'onde et la polarisation de l'onde. Pour un nombre élevé de réflexions, cet effet devient vite non négligeable. Pour chaque configuration de polarisation, une longueur maximale utile de la plaque de semi-conducteur peut donc être définie. Typiquement le nombre de réflexions induisant la séparation totale des faisceaux est de l'ordre de 300.

Ces deux phénomènes tendent donc à limiter le nombre maximal de réflexions utiles à typiquement la centaine et imposent donc plutôt une configuration de quasi-accord de phase résonnant afin de maximiser l'efficacité de conversion pour chacune de ces réflexions utiles. L'intégration de ces effets limitants à l'approche en rayons permet d'obtenir un bon accord avec les efficacités de conversion expérimentales pour un nombre de réflexions de quelques dizaines [93]. Toutefois, lors d'expériences réalisées pendant la thèse de Myriam Raybaut, nous avons observé une saturation très rapide de l'efficacité de conversion

17. Dans le cadre de l'approche rayon développée ici, l'effet Goos-Hänchen peut paraître comme « surgi de nulle part ». Il est dû au fait que le faisceau, de diamètre fini, n'est pas décrit par un seul vecteur d'onde incident sur l'interface mais par une décomposition en ondes planes avec une multitude d'angles d'incidence. On peut montrer par un simple calcul que la combinaison de toutes ces ondes planes après réflexion donne un faisceau dont le barycentre est décalé par rapport à celui du faisceau incident [96].

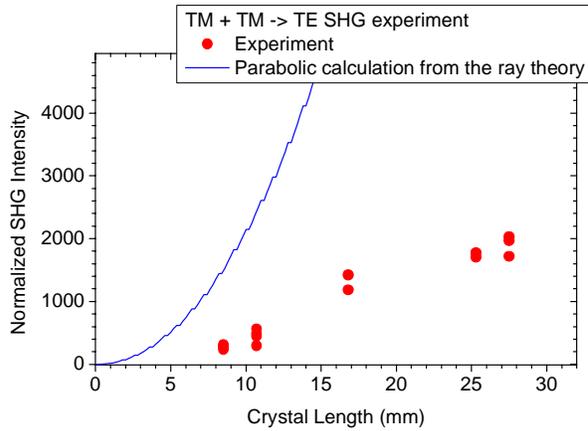


FIGURE 3.8 – Résultats expérimentaux de SHG ($4 \rightarrow 2 \mu\text{m}$) par quasi-accord de phase de Fresnel dans des plaques de GaAs de différentes longueurs et comparaison avec le calcul par l'approche en rayons. L'intensité est normalisée par rapport à l'intensité générée sur une longueur de cohérence (d'après la publication P25).

lorsque l'on augmente le nombre de réflexions. Cet effet ne pouvait pas être expliqué avec l'approche en rayon, même en tenant compte des phénomènes limitants explicités ci-avant. La figure 3.8 extraite de la publication P25 illustre cet effet de saturation dans le cas d'une expérience de SHG¹⁸. Du fait du faible rendement de conversion, cette saturation ne pouvait pas être attribuée à un effet de dépeuplement de l'onde fondamentale. Il était alors nécessaire de déterminer quel autre effet était à l'origine de cette saturation de l'efficacité de conversion. À cette fin, il est rapidement apparu nécessaire de développer d'autres modèles, en particulier pour tenir compte de l'extension transverse des faisceaux. La première étape a été de considérer le cas limite posé ; à savoir, le cas des ondes planes.

3.3.2 Approche en ondes planes

Pour démarrer l'analyse, on peut considérer le cas de la SHG avec une onde fondamentale plane qui se réfléchit sur une interface entre un matériau non linéaire et de l'air. Comme souvent en optique non linéaire, le premier traitement théorique du problème a été réalisé par Bloembergen et ses collaborateurs [98]. Sans présenter ici les détails du calcul, on peut souligner que les conditions aux limites au niveau de l'interface imposent la conservation de la composante du vecteur d'onde parallèle à l'interface. Concernant l'onde fondamentale incidente, cela a comme conséquence bien connue que :

$$k_{\omega, //}^i = k_{\omega, //}^r, \quad (3.11)$$

où $k_{\omega, //}^i$ et $k_{\omega, //}^r$ sont respectivement les composantes parallèles à l'interface des vecteurs d'onde incident et réfléchi. On retrouve donc bien que $\theta_{\omega}^i = \theta_{\omega}^r$. Toujours au niveau de l'interface, la composante $k_{2\omega, //}^s$ du vecteur d'onde du terme source de polarisation non linéaire de SHG vérifie la condition

$$k_{2\omega, //}^s = 2k_{\omega, //}^i = k_{2\omega, //}^r. \quad (3.12)$$

En conséquence, ce terme source au niveau de l'interface va rayonner un champ satisfaisant la loi de Snell–Descartes généralisée suivante :

$$n_{\omega} \theta_{\omega}^i = n_{2\omega} \theta_{2\omega}^r, \quad (3.13)$$

18. Le choix de la SHG ($4 \mu\text{m} \rightarrow 2 \mu\text{m}$) plutôt que la DFG a été fait afin de mieux maîtriser la géométrie d'interaction, en particulier l'utilisation d'un seul faisceau incident lève l'incertitude liée au réglage de la superposition des deux faisceaux incidents nécessaires à la DFG.

également appelée loi de la réflexion non linéaire. Cette onde rayonnée à l'interface, appelée onde « homogène » de SHG dans la référence historique de Bloembergen et Pershan [98], va donc venir interférer avec l'onde colinéaire de SHG générée dans le matériau. L'onde de SHG après la réflexion ne peut donc pas être décrite de manière rigoureuse par une onde plane colinéaire. La seule possibilité pour que l'onde de SHG reste une onde plane est d'être dans une situation d'interaction non colinéaire où l'angle d'incidence θ_ω^i de l'onde fondamentale et l'angle d'incidence $\theta_{2\omega}^i$ de l'onde SHG ne sont pas égaux et vérifient la relation (3.13). Dans ce cas, l'onde SHG réfléchie est colinéaire avec l'onde SHG « homogène » générée à l'interface et une propagation en onde plane est préservée. Cette condition impose donc un faible écart angulaire de non-colinéarité $\delta\theta$ qui s'exprime au premier ordre comme suit :

$$\delta\theta \approx (\delta n/n) \tan \theta_\omega, \quad (3.14)$$

avec $\delta n = n_{2\omega} - n_\omega$ et $n \approx n_{2\omega} \approx n_\omega$. Cet effet peut paraître anecdotique dans le cas d'une réflexion unique où la perturbation d'une onde de SHG initialement colinéaire reste faible. Dans le cas d'une configuration de quasi-accord de phase de Fresnel avec de multiples réflexions totales internes et une efficacité de conversion modeste entre deux réflexions (longueur de cohérence de typiquement quelques dizaines de micromètres), on peut toutefois s'attendre à ce que l'onde générée devienne non colinéaire, en particulier lorsque l'extension transverse du faisceau devient significative.

Afin de mieux appréhender le cas du quasi-accord de phase de Fresnel, nous avons ensuite considéré l'analogie avec le quasi-accord de phase dans les structures périodiques en dépliant la propagation en zigzag comme illustré sur la figure 3.9. Dans le cas de la DFG, cela revient à considérer deux ondes colinéaires de pulsations ω_1 et ω_2 se propageant avec un angle θ par rapport à l'empilement virtuel. Cet empilement virtuel peut être vu comme une généralisation des structures périodiques réalisées par inversion du signe du coefficient non linéaire. En effet, le déphasage $\Delta\phi_F$ à chaque changement de domaine peut valoir ici une valeur différente de π . Dans le cas où on considère la propagation de rayons d'extension transverse nulle, on retrouve évidemment les mêmes résultats que ceux présentés dans la section 3.3.1. À l'inverse, si on considère le cas de faisceau d'extension transverse infinie et que l'on impose que toutes les ondes en interaction soient des ondes planes, y compris l'onde DFG de pulsation ω_3 , nous avons montré¹⁹ que les vecteurs d'onde de ces ondes planes doivent vérifier la relation vectorielle suivante :

$$\vec{k}_1 + \vec{K}_F = \vec{k}_2 + \vec{k}_3, \quad (3.15)$$

$$\|\vec{K}_F\| = |\Delta\phi_F/t|, \quad (3.16)$$

où \vec{K}_F est vecteur d'onde du réseau réciproque dû au déphasage de Fresnel périodique à chaque interface. Cette équation est une généralisation de la relation vectorielle établie par Fejer et coll. dans la référence [99] et permet de retrouver la relation (3.13). Tout autre relation entre les vecteurs d'onde ne permet pas de préserver un profil d'onde plane pour l'onde DFG car les termes sources de polarisation non linéaire au niveau des interfaces rayonnent alors dans une direction différente de celle correspondante au vecteur d'onde incident \vec{k}_3 .

En pratique, les ondes en interaction ne sont évidemment pas des ondes planes infinies définies chacune par un vecteur d'onde unique et la contrainte réelle sur la propagation des faisceaux est moins stricte que celle fixée par la relation (3.15). Pour définir plus précisément les choses, il faudrait déterminer le champ rayonné par le terme source de polarisation non linéaire dans tout le volume d'interaction. Cela nécessite de calculer l'intégrale de recouvrement du produit des deux champs électriques incidents en tenant compte du déphasage $\Delta\phi_F$ à chaque changement de domaine sachant que les sauts de phase se font selon des interfaces obliques par rapport à l'axe de propagation de faisceaux incidents. Dans le cas

19. Le détail du calcul est exposé dans l'annexe A de la publication P25.

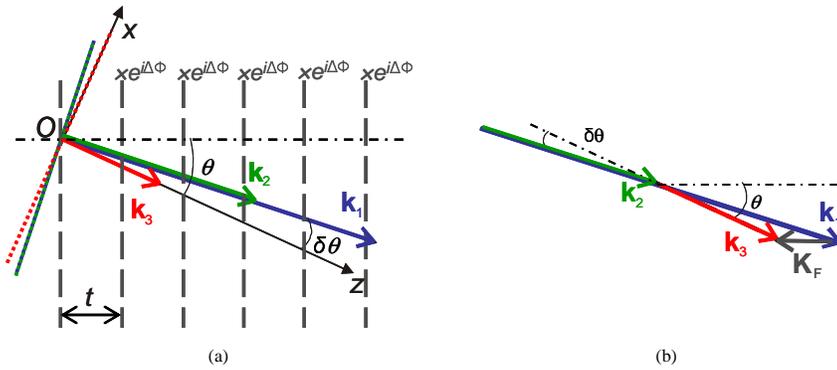


FIGURE 3.9 – Illustrations de l'interprétation en ondes planes du quasi-accord de phase de Fresnel : (a) Représentation schématique de la propagation en zigzag en espace déplié ; (b) À cause de loi de la réflexion non linéaire, les ondes subissent une propagation non colinéaire due à la périodicité de la structure (d'après la publication P25).

de pinces lumineux incidents très fins, le faisceau DFG va se trouver contraint à une propagation quasi-colinéaire sous peine d'avoir une longueur d'interaction très faible. On se place alors dans le cas du quasi-accord par projection sur l'axe de propagation, théorisé, par exemple, dans la référence [100]. Dans cette même référence, il est montré que, plus la dimension transverse des faisceaux augmente, moins l'écart à la relation vectorielle (3.15) est tolérant²⁰. Dans le cas d'ondes planes, l'efficacité du quasi-accord de phase colinéaire par projection devient nulle dès lors que l'angle d'inclinaison θ est non nul. Le cas réel se situant entre les deux cas limites d'un pinceau lumineux infiniment fin et d'une onde plane d'extension transverse infinie, on peut donc escompter que la situation conduisant à l'efficacité de conversion maximale correspond à une propagation non colinéaire de l'onde DFG avec un angle $\delta\theta$ inférieur à celui défini par la relation (3.14). Plus le volume d'interaction fixé par les faisceaux pompe et signal incidents est important, plus le faisceau DFG aura de latitude pour se propager de manière non colinéaire.

Cependant, même en considérant le cas où $\delta\theta$ correspond à la valeur maximale définie par la relation (3.14), on peut s'attendre au pire à une diminution d'un facteur 2 de l'efficacité de conversion par rapport au modèle en rayons. Toutefois, cette description en espace dépliée ne permet pas de décrire correctement le problème de la propagation en zigzag. En effet, comme schématisé sur la figure 3.10, du fait de la propagation guidée par réflexion totale interne, l'onde DFG ou SHG générée de manière non colinéaire lors des premières réflexions dans la plaque de matériau non linéaire va se re-superposer avec les faisceaux pompe incidents au bout d'un certain nombre N_{rec} de réflexions. On peut donc intuitivement s'attendre à ce que l'onde générée remplisse totalement la plaque pour un nombre de réflexions totales internes N supérieur à N_{rec} . Cet effet de recombinaison de l'onde générée avec elle-même peut conduire à des phénomènes d'interférences destructives qui pourraient expliquer la faible efficacité mesurée expérimentalement. La re-superposition se produit lorsque l'onde générée en début de plaque et les ondes pompes incidentes effectuent des nombres de réflexions qui diffèrent de deux pour une distance de propagation donnée ; c'est-à-dire, tel que $N_{\text{rec}} \sin \theta_{\omega} \approx (N_{\text{rec}} + 2) \sin (\theta_{\omega} + \delta\theta)$ dans le cas de la SHG. Au premier ordre, on obtient ainsi l'expression suivante :

$$N_{\text{rec}} \approx 2 |\tan \theta_{\omega} / \delta\theta| \approx 2 |n / \delta n|. \quad (3.17)$$

20. En première approximation, on peut montrer que l'efficacité diminue selon une loi en sinus cardinal du type $\text{sinc}^2 [\Delta k_{\text{QPM},\perp} W / (2\pi)]$, où $\Delta k_{\text{QPM},\perp}$ est la composante de quasi-désaccord de phase selon la direction perpendiculaire à l'axe de propagation des faisceaux et W est la dimension transverse des faisceaux incidents [101].

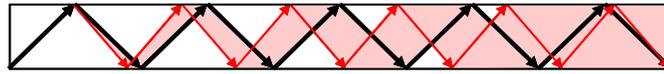


FIGURE 3.10 – Illustration de la re-superposition des ondes pompe et SHG après N_{rec} réflexions totales internes du fait de propagation non colinéaire (d’après la publication P25).

Cela signifie qu’au bout de typiquement 150 réflexions totales internes²¹, la re-superposition peut commencer à ce produire et donner lieu à des interférences destructives. Le modèle en ondes planes exposé ici nous a donc permis de mettre en évidence les effets de non-colinéarité inhérents au quasi-accord de phase par biréfringence de Fresnel. Toutefois, une approche plus élaborée restait nécessaire pour prendre en compte les effets de diffraction et de re-superposition des faisceaux dans la plaque de matériau non linéaire. Une méthode de propagation de faisceaux, par exemple à base de décomposition en ondes planes, est rapidement apparue très complexe à mettre en œuvre dans le cas de la propagation en zigzag considérée ici. Du fait de cette propagation guidée, la solution retenue a été d’utiliser une approche modale en projetant le faisceau fondamental incident sur les modes du guide d’onde formé par la plaque de matériau non linéaire et en considérant les interactions non linéaires entre les modes du guide. Cette approche, détaillée dans la section suivante, permet de décrire simultanément, de manière unifiée, tous les phénomènes entrant en jeu (diffraction, effet Goos-Hänchen, non-colinéarité, re-superposition) sans nécessiter un traitement particulier de chacun d’eux.

3.3.3 Approche guide d’onde et application au quasi-accord de phase par biréfringence de Fresnel

Avant de considérer le cas spécifique du quasi-accord de phase par biréfringence de Fresnel, je souhaiterais présenter brièvement le contexte des recherches portant sur l’optique non linéaire en structures optiques guidantes afin de pouvoir situer mes travaux dans ce cadre.

Dans les structures guidantes, l’accord de phase peut être réalisé en utilisant la dispersion modale du guide d’onde. Dans le contexte de l’optique non linéaire quadratique, cette approche a été mise en œuvre [102] et théorisée via l’approche des équations des modes couplés [103] dès le début des années 70. Les principaux développements ont ensuite concerné l’optimisation de structures dédiées au mélange à trois ondes dans les milieux non centrosymétriques pour la génération de second harmonique ou la génération et l’amplification paramétriques optiques. En particulier, on peut mentionner les développements réalisés sur la biréfringence de forme dans l’équipe animée par Emmanuel Rosencher lorsqu’il était au Laboratoire central de recherche de THOMSON-CSF (actuel TRT) [104]. Cette approche utilise le concept initialement proposé par Van der Ziel, au milieu des années 70, qui exploite la biréfringence artificielle des structures multicouches composites [105]. La biréfringence de forme est obtenue en brisant l’isotropie du GaAs par l’insertion de fines couches d’AlAs oxydé (AlOx). La présence des couches d’AlOx dans le substrat (100) de GaAs brise sa symétrie et le groupe ponctuel du matériau composite devient $\bar{4}2m$. Dans le cas d’un guide d’onde, cette approche permet d’induire une biréfringence entre les modes TE et TM qui peut être exploitée pour compenser la dispersion chromatique de manière analogue à l’accord de phase par biréfringence usuel.

Cette technique d’accord de phase a permis la réalisation de plusieurs interactions optiques non linéaires, telles que la génération de second harmonique et de différence de fréquences, ainsi que la fluorescence paramétrique. Elle a cependant été longtemps pénalisée par les pertes par diffusion induites par la rugosité des couches oxydées qui ont empêché l’accomplissement de l’oscillation paramétrique. Cette dernière barrière a toutefois été récemment franchie grâce au travail de longue haleine d’optimisation

21. Celui correspond à des plaques d’environ 15 mm de long pour une configuration de SHG ($4 \mu\text{m} \rightarrow 2 \mu\text{m}$) dans GaAs

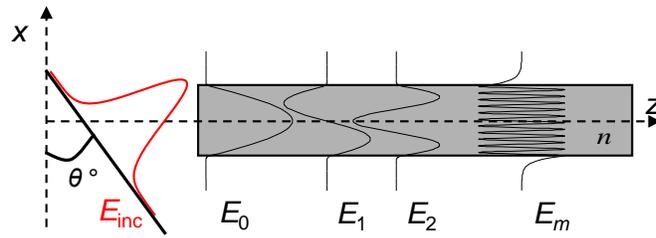


FIGURE 3.11 – Illustration de la géométrie de décomposition d'une onde gaussienne selon les modes du guide épais constitué par la plaque de matériau.

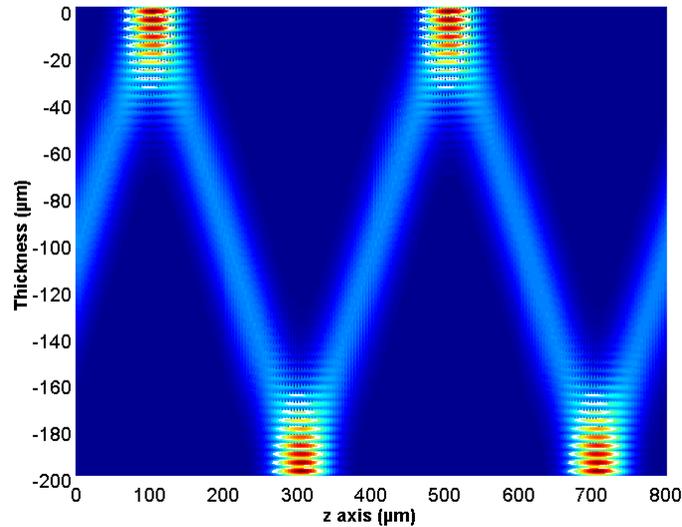


FIGURE 3.12 – Modélisation de la propagation d'une onde incidente ($\lambda = 2 \mu\text{m}$, $\theta = 45^\circ$, rayon à $1/e^2$ de $35 \mu\text{m}$) couplée dans une plaque de GaAs de $200 \mu\text{m}$. La figure d'intensité représentant le faisceau se propageant en zigzag résulte de l'interférence des modes du guide qui se propagent chacun avec leur propre constante de propagation β_m^ω .

des procédés technologiques réalisés dans l'équipe animée par Giuseppe Leo au Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques [106]. Cette démonstration récente ouvre la voie vers la réalisation d'OPO intégré.

C'est cet héritage sur les interactions non linéaires en optique guidée, transmis par Emmanuel Rosencher, qui a été déterminant pour inspirer les activités que j'ai lancées avec Myriam Raybaut, lors de sa thèse, sur la modélisation du quasi-accord de phase de Fresnel par l'approche de l'accord de phase modal. Il est également important de souligner que ces travaux doivent beaucoup à l'apport de deux stagiaires de fin d'étude : Clément Lubin qui a fortement contribué aux aspects théoriques et numériques et Alexis Toulouse qui a participé aux expériences de SHG. Seules les grandes lignes de l'approche développée et les principaux résultats sont présentés ci-après. Pour une description plus détaillée, le lecteur pourra se référer à la publication P25 ou à la thèse de Myriam Raybaut [49].

La figure 3.11 rappelle la géométrie considérée. Le faisceau fondamental incident est décomposé sur la base des modes du guide. En pratique, seulement 10 à 20 modes guidés contiennent la quasi-totalité de la puissance incidente dans le cas typique d'un waist de $100 \mu\text{m}$ et d'une épaisseur de plaque de $400 \mu\text{m}$. Cela permet de grandement alléger le traitement numérique en ne conservant que ces modes pour l'onde fondamentale parmi les centaines de modes du guide et rend l'approche modale très efficace pour traiter le problème posé. La figure 3.12 présente la figure d'interférence produite pendant la propagation des modes injectés par l'onde fondamentale. On remarque que la figure d'interférence reproduit bien la propagation

en zigzag escomptée avec les franges d'interférences attendues dans les zones où le faisceau se superpose avec lui-même à chaque réflexion totale interne. Bien que cela ne soit pas bien visible dans le cas de la figure 3.12 car la distance de propagation est inférieure à la distance de Rayleigh, la diffraction du faisceau est également reproduite par le calcul. L'onde générée par SHG est alors calculée en faisant la somme de tous les termes de mélanges non linéaires entre les modes du guide. Pour cela, on considère la décomposition des champs fondamental et second harmonique sur la base des modes du guide :

$$\vec{E}_y^\omega(x, z, t) = \sum_l A_l^\omega \mathcal{E}_l^\omega(x) e^{-i(\omega t - \beta_l^\omega z)} \vec{e}_y + c.c., \quad (3.18)$$

et

$$\vec{E}_y^{2\omega}(x, z, t) = \sum_m A_m^{2\omega} \mathcal{E}_m^{2\omega}(x) e^{-i(2\omega t - \beta_m^{2\omega} z)} \vec{e}_y + c.c.. \quad (3.19)$$

Dans ces expressions, nous avons considéré le cas où les deux ondes sont polarisées selon la direction des modes TE. Les fonctions $\mathcal{E}_l^\omega(x)$ sont les fonctions propres du mode TE d'ordre l , solutions des équations de Maxwell linéaires. Leurs expressions ne sont pas rappelées ici et le lecteur pourra, par exemple, consulter la thèse de Myriam Raybaut [49]. Les β_l^ω sont les constantes de propagation des modes²² et les $A_l^\omega(z)$ sont les amplitudes lentement variables des modes dont les valeurs initiales en $z = 0$ sont obtenues par projection du champ gaussien incident sur les modes du guide. On note l_θ la valeur de l pour laquelle $|A_l^\omega(0)|$ est maximal pour un angle d'incidence donné θ .

Dans le cadre de l'approximation de la pompe non dépeuplée ($A_l^\omega(z) \approx A_l^\omega(0) \approx A_l^\omega$), l'amplitude des modes de l'onde second harmonique peut s'exprimer explicitement de la manière suivante :

$$A(z) = -i \frac{\omega \epsilon_0}{p_0} \chi_{y,y,y}^{(2)} \sum_{l'} \sum_l S_{l,l',m} A_{l,y}^\omega A_{l',y}^\omega L_{\text{guide}} \text{sinc}(\delta\beta_{l,l',m} L_{\text{guide}}/2) \exp(i \delta\beta_{l,l',m} L_{\text{guide}}/2), \quad (3.21)$$

avec p_0 une constante de normalisation de la puissance incidente correspondant à une puissance de 1 W/m selon la direction y , $S_{l,l',m}$ est l'intégrale de recouvrement entre les modes :

$$S_{l,l',m} = \int_{-\infty}^{+\infty} \mathcal{E}_{l,y}^\omega(x) \mathcal{E}_{l',y}^\omega(x) \mathcal{E}_{m,y}^{2\omega}(x) dx, \quad (3.22)$$

et $\delta\beta_{l,l',m}$ est le terme de désaccord entre les constantes de propagation de modes :

$$\delta\beta_{l,l',m} = \beta_l^\omega + \beta_{l'}^\omega - \beta_m^{2\omega}. \quad (3.23)$$

L'analyse de l'équation (3.21) permet de mettre en évidence les conditions nécessaires à un transfert d'énergie efficace entre l'onde fondamentale et l'onde de second harmonique.

Premièrement, comme attendu, l'accord de phase doit être respecté entre des modes TE de pulsations ω et 2ω , soit

$$\delta\beta_{l,l',m} = \beta_l^\omega + \beta_{l'}^\omega - \beta_m^{2\omega} \approx 2k_\omega (n_\omega \sin \theta_l^\omega - n_{2\omega} \sin \theta_m^{2\omega}) \approx 0. \quad (3.24)$$

22. les β_l^ω sont solutions de l'équation implicite

$$\tan(\alpha_l^\omega t) = \frac{2\kappa_l^\omega \alpha_l^\omega}{(\alpha_l^\omega)^2 - (\kappa_l^\omega)^2}, \quad (3.20)$$

où t est l'épaisseur du guide, $\alpha_l^\omega = \sqrt{(n_\omega k_\omega)^2 - (\beta_l^\omega)^2}$ et $\kappa_l^\omega = \sqrt{(\beta_l^\omega)^2 - (k_\omega)^2}$.

Cette dernière approximation est valide car $l \approx l'$. On peut remarquer que la relation (3.24) est similaire à la relation (3.13) établie dans le cadre de l'approche en ondes planes. De plus, contrairement au cas usuel de l'accord de phase modal dans les guides monomodes où la relation (3.15) est très contraignante, elle est ici bien plus relâchée car de nombreuses combinaisons de modes (l, l', m) sont possibles.

Deuxièmement, l'élément du tenseur de susceptibilité non linéaire $\chi_{yyyy}^{(2)}$ doit être non nul. Précisons que dans cette approche guide d'onde, il n'est pas nécessaire d'introduire l'effet de l'éventuel changement de signe du coefficient non linéaire à la réflexion totale interne. Ce phénomène est déjà pris en compte implicitement dans l'approche modale.

Troisièmement, l'intégrale de recouvrement $S_{l,l',m}$ entre les modes doit être optimisée, ce qui impose des conditions sur la parité des modes mis en jeux.

Afin de pousser plus loin cette analyse, on peut obtenir des expressions analytiques simples des équations (3.22) et (3.23) en se plaçant respectivement dans le cas des guides d'onde à confinement infini et à fort confinement.

Bien que l'expression analytique de $S_{l,l',m}$ puisse être calculée dans le cas général, la formule correspondante est complexe et la valeur numérique ne diffère pas significativement du cas limite du confinement infini. On peut alors montrer que :

$$S_{l,l',m} \approx (-1)^m \frac{(-1)^{\frac{l+l'-(m+1)}{2}}}{\Delta} \frac{8}{2\pi} \sqrt{\frac{2}{t \beta_l^\omega \beta_{l'}^\omega \beta_m^{2\omega}}} (\omega \mu_0 p_0)^{3/2}, \quad (3.25)$$

où l'écart de modes $l + l' - m = \Delta$ est un entier impair. L'intégrale de recouvrement est donc fortement exaltée pour les faibles valeurs de Δ ($|\Delta| = 1$) lorsque $m \approx l + l' \approx 2l$, soit $n_\omega \sin \theta_l^\omega \approx n_{2\omega} \sin \theta_m^{2\omega}$. Les valeurs plus importantes de Δ correspondent à des angles de non-colinéarité plus importants entre les ondes et donc à des recouvrements spatiaux plus faibles.

L'approximation du confinement infini est trop forte pour calculer une expression analytique utile du désaccord de phase $\delta\beta_{l,l',m}$ car elle néglige les effets du déphasage de Fresnel aux interfaces du guide d'onde. Il est alors nécessaire de faire appel à une approche plus élaborée basée sur l'approximation de Snyder-De la Rue qui est particulièrement valide pour un fort confinement comme c'est le cas ici dans une plaquette de semi-conducteur de haut indice directement en contact avec l'air [107]. La présentation du calcul n'est pas réalisée dans ce document et le lecteur pourra se référer à la publication P25. Cette approximation permet d'obtenir une expression analytique approchée de la constante de propagation des modes du guide. Pour les modes (ω, l) , l'expression correspondante est :

$$\beta_l^\omega \approx \sqrt{(n_\omega k_\omega)^2 - \left(l \frac{\pi}{t}\right)^2} \exp\left(-\frac{2}{K_l^\omega V_\omega}\right), \quad (3.26)$$

avec

$$V_\omega = k_\omega \frac{t}{2} \sqrt{n_\omega^2 - 1}, \quad (3.27)$$

et

$$K_l^\omega = \begin{cases} 1 & \text{pour une polarisation TE} \\ n_\omega^2 & \text{pour une polarisation TM} \end{cases}. \quad (3.28)$$

Après quelques calculs, on peut établir l'expression approchée du désaccord de phase modal :

$$\delta\beta_{l,l',m} \approx \frac{n_\omega k_\omega \cos \theta}{t \beta_{j\infty}^\omega} \left[\frac{2n_\omega \cos \theta_l}{\sqrt{n_\omega^2 - 1}} \left(\frac{1}{K_l^\omega} + \frac{1}{K_{l'}^\omega} - \frac{1}{K_m^{2\omega}} \right) - \Delta \pi - \frac{t/\cos \theta_l}{\Lambda_c} \pi \right], \quad (3.29)$$

où

$$\beta_{l\infty}^\omega = \sqrt{(n_\omega k_\omega)^2 - \left(l \frac{\pi}{t}\right)^2} \quad (3.30)$$

est la constante de propagation pour un guide à confinement infini ($V \rightarrow \infty$) et

$$\Lambda_c = \frac{\pi}{2} \frac{1}{(n_{2\omega} - n_\omega) k_\omega} \quad (3.31)$$

est la longueur de cohérence du processus de SHG. La relation (3.29) permet de mettre en évidence les contributions des différents termes intervenant dans le quasi-accord de phase par biréfringence de Fresnel et de faire le lien avec les autres approches. Le premier terme entre crochets représente le déphasage de Fresnel avec sa dépendance en polarisation, le second terme est la dispersion modale et le dernier est le déphasage lié à la propagation dans le matériau entre deux réflexions totales internes. Dans le cas TE_ω - $TE_{2\omega}$ considéré, le désaccord de phase modal se simplifie comme suit :

$$\delta\beta_{l,l',m} \approx \frac{n_\omega k_\omega \cos \theta}{t \beta_{j\infty}^\omega} \left[\frac{2n_\omega \cos \theta_l}{\sqrt{n_\omega^2 - 1}} - \Delta \pi - \frac{t / \cos \theta_l}{\Lambda_c} \pi \right]. \quad (3.32)$$

La condition de quasi-accord de phase de Fresnel est vérifiée lorsque $\delta\beta_{l,l',m} \approx 0$, soit :

$$\frac{2n_\omega \cos \theta_l}{\sqrt{n_\omega^2 - 1}} - \frac{t \pi}{\Lambda_c \cos \theta_l} \approx \Delta \pi, \quad (3.33)$$

On peut montrer que cette relation est une formule alternative à l'équation (3.4) obtenue dans le cadre de l'approche en rayons. La cohérence entre les différentes approches est donc validée. On peut noter que la dispersion modale $|\Delta|$ représente l'ordre du quasi-accord de phase pour le processus de mélange à trois ondes considéré.

De nombreuses combinaisons de modes (l, l', m) apparaissent dans la sommation de l'équation (3.21). Cependant, comme mentionné ci-avant, seul un nombre limité de modes contient la quasi-totalité de la puissance incidente. De plus, du fait de dépendance en Δ de l'intégrale de recouvrement $S_{l,l',m}$, les termes pour lesquels Δ est minimal sont privilégiés. Cela a pour effet de réduire le nombre de termes prépondérants dans la sommation. Cependant, la valeur exacte de $\delta\beta_{l,l',m}$ va quand même différer d'un terme à l'autre, ce qui va donner lieu à des effets d'interférences entre les termes de la sommation de l'équation (3.21) lors de la propagation.

Une analyse numérique du mélange à trois ondes en approche guide d'onde est alors nécessaire pour tenir compte des différents éléments de la sommation dans l'équation (3.21), pour tous les jeux de polarisation, et ainsi permettre une comparaison avec les résultats expérimentaux.

La figure 3.13 présente le résultat d'un tel calcul numérique dans le cas du processus de SHG étudié expérimentalement ; c'est-à-dire, une onde fondamentale à 4 μm polarisée TM générant une onde de second harmonique à 2 μm polarisée TE pour un angle de propagation interne de 32,5° dans une plaquette de GaAs de 400 μm d'épaisseur. On remarque que le calcul reproduit bien les principaux effets escomptés avec le quasi-accord de phase de Fresnel :

- L'onde générée par SHG se propage en zigzag selon l'angle attendu.
- L'intensité de SHG est modulée périodiquement sur chaque segment du zigzag comme prévu pour le processus de quasi-accord de phase d'ordre élevé (précisément 17) réalisé ici.
- L'intensité de SHG augmente par palier à chaque réflexion totale interne, ce qui signifie que la condition de quasi-accord de Fresnel est bien satisfaite.

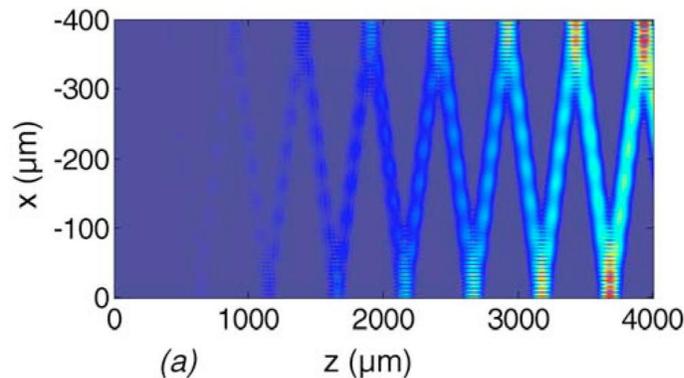


FIGURE 3.13 – Modélisation de la SHG polarisée TE produite par quasi-accord de phase de Fresnel par une pompe polarisée TM injectée avec un angle de $32,5^\circ$ dans un guide en GaAs de $400\ \mu\text{m}$ d'épais et de $4\ \text{mm}$ de long (d'après la publication P26).

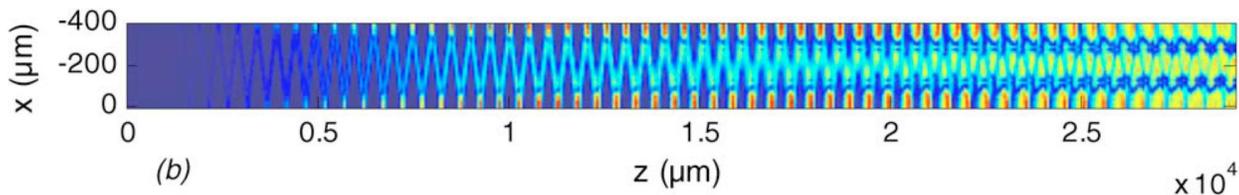


FIGURE 3.14 – Modélisation de la SHG polarisée TE produite par quasi-accord de phase de Fresnel par une pompe polarisée TM injectée avec un angle de $32,5^\circ$ dans un guide en GaAs de $400\ \mu\text{m}$ d'épais et de $30\ \text{mm}$ de long (d'après la publication P26).

La figure 3.14 présente le résultat du calcul pour la même configuration mais en considérant maintenant une plaquette de GaAs plus longue ($30\ \text{mm}$ contre $4\ \text{mm}$ précédemment). On peut remarquer la mise en évidence des effets de non-colinéarité de l'onde de SHG qui remplit finalement l'ensemble du guide au fur et à mesure de sa génération.

La figure 3.15 présente l'efficacité de SHG calculée en fonction de longueur de la plaquette, avec et sans les pertes de $0,5\%$ par réflexion qui ont été mesurées expérimentalement à $4\ \mu\text{m}$. Le calcul montre clairement que l'efficacité de conversion ne croît plus quadratiquement à partir d'une longueur de plaquette de $10\ \text{mm}$ et présente même une saturation vers $20\ \text{mm}$. L'accord avec les résultats expérimentaux est raisonnable et est nettement amélioré par rapport aux autres approches (rayons et ondes planes). Cela confirme la pertinence de l'approche guide d'onde qui permet de tenir compte des effets de saturation et contient les principaux phénomènes linéaires et non linéaires qui limitent la conversion de fréquence.

Il ressort de cette étude théorique qu'on ne peut pas espérer réaliser la génération efficace de rayonnement infrarouge par la technique du quasi-accord de phase par biréfringence de Fresnel. Ces travaux ont donc rempli leur mission et ont fourni un résultat scientifique indéniable, cependant ils ont conduit à mettre de côté cette technique de quasi-accord de phase pour la génération de rayonnement dans l'infrarouge moyen. Précisons toutefois qu'il ressort également de cette étude que la génération efficace d'ondes THz reste possible, ce qui pourrait être exploité si un besoin applicatif clair apparaissait. Pour illustrer ce potentiel, la figure 3.16 présente l'efficacité de DFG vers le THz pour un exemple de configuration favorable qui a été identifiée. On remarque que l'efficacité de conversion prévue reste efficace pour des longueurs d'interaction significativement plus longues que dans le cas précédent. Une analyse plus approfondie reste toutefois nécessaire pour définir théoriquement les règles d'optimisation.

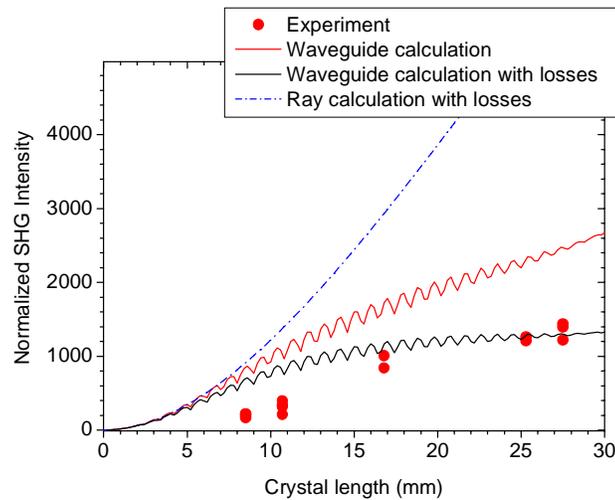


FIGURE 3.15 – Comparaison entre l'intensité de SHG mesurée et calculée en fonction de la longueur du cristal de GaAs (d'après la publication P25).

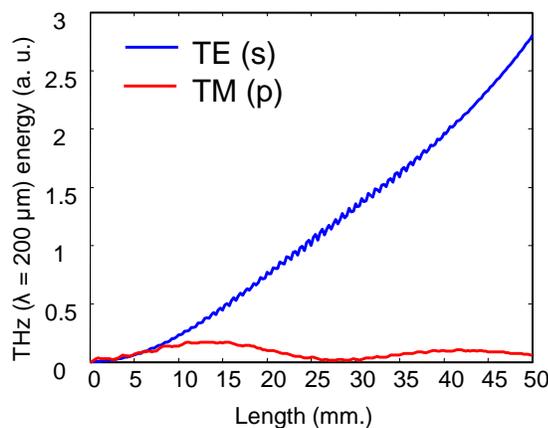


FIGURE 3.16 – Exemple de calcul par l'approche modale de génération d'une onde THz ($\lambda = 200 \mu\text{m}$) par DFG dans une plaque de GaAs de $400 \mu\text{m}$ d'épaisseur avec un angle d'incidence de 43° .

3.4 NesCOPO OP-GaAs pour la détection de gaz en bande III

3.4.1 Contexte

Le chapitre 1 a déjà présenté en détail le principe de fonctionnement de l'architecture NesCOPO ainsi que son application à la détection de gaz. Toutefois, l'ensemble des dispositifs décrits était basé sur des cristaux non linéaires oxydes dont la couverture spectrale est typiquement limitée à $4,5 \mu\text{m}$. Or, les principaux agents chimiques toxiques (ypérite, sarin, etc.) et de nombreuses espèces de gaz dangereux ou polluants intervenant dans des enjeux économiques et sociétaux civils sont exclusivement ou préférentiellement détectables au-delà de $5 \mu\text{m}$ [108].

Dans ce contexte, il est apparu très prometteur d'utiliser OP-GaAs comme matériau non linéaire afin de pouvoir étendre le champ d'application du NesCOPO à la détection de gaz à plus grande longueur d'onde.

L'arséniure de gallium, GaAs, présente, en effet, de nombreuses propriétés favorables à la conversion de fréquence dans l'infrarouge moyen : forte non-linéarité (94 pm/V), large plage de transparence ($\alpha <$

0,3 cm⁻¹ sur 1,5–16 μm), excellentes propriétés mécaniques, bonne conductivité thermique (52 W/m.K), seuil d'endommagement par laser relativement élevé (≈ 1 J/cm² à 2 μm en régime 30 ns) et bonne maîtrise de sa technologie de croissance du fait de son utilisation courante comme matériau de l'optoélectronique [109]. Surtout, il est possible de réaliser des structures à quasi-accord de phase dans GaAs selon le procédé de croissance par épitaxie présenté dans la section 3.2.2 de ce chapitre. Il est donc possible de bénéficier de tous les avantages offerts par le quasi-accord de phase, tels qu'exploités à plus courte longueur d'onde dans les dispositifs à base de PPLN.

Comme annoncé précédemment, la réalisation du NesCOPO OP-GaAs a été effectuée dans le cadre d'un projet²³ mené en collaboration avec Thales et Teem Photonics ainsi que dans le contexte de la thèse de Q. Clément [110]. Ce dispositif est le premier OPO monofréquence accordable émettant dans la bande III de l'infrarouge. Cette démonstration expérimentale sans précédent et son application à une expérience préliminaire de détection de gaz a conduit à la publication P2.

Afin de développer un dispositif compact, le choix a été fait de pomper l'OPO avec un microlaser. Toutefois, en raison de l'absorption à deux photons dans GaAs jusqu'à ~1,7 μm, le pompage direct avec un microlaser à 1 μm, analogue à ceux précédemment utilisés avec PPLN, est impossible. Du fait de l'absence de microlasers commerciaux émettant au-delà de 1,8 μm, un autre développement innovant spécifique du projet a été de concevoir et réaliser un microlaser émettant à une longueur d'onde proche de 2 μm.

La répartition des tâches techniques dans le projet a été la suivante :

- le microlaser de pompe émettant à 2 μm a été conçu et réalisé par Thales et Teem Photonics ;
- le cristal non linéaire d'OP-GaAs a été conçu et réalisé par Thales ;
- la conception et la réalisation du NesCOPO et de l'expérience préliminaire de détection de gaz ont été effectuées par l'ONERA.

Nous présentons ci-après les principaux résultats de ce projet, en insistant plus spécifiquement sur les activités impliquant l'ONERA.

3.4.2 Source NesCOPO OP-GaAs pompée par microlaser Tm:YAP

Nous ne reviendrons pas sur le principe de fonctionnement du NesCOPO qui a déjà été présenté au chapitre 1. La particularité du NesCOPO OP-GaAs est que le miroir signal M₂ n'a pas été directement déposé sur la face d'entrée du cristal mais qu'il s'agit d'un miroir intercalé entre le miroir M₁ et le cristal (cf. Figure 3.17). Cet arrangement particulier a été choisi pour limiter les risques liés à la réalisation d'un miroir directement déposé sur le cristal de GaAs et ayant les propriétés adéquates en termes de spectre de réflectivité et de tenue au flux laser. En conséquence, le cristal est traité antireflet sur ses deux faces. De plus, afin de pouvoir régler la dissociation des cavités duales proche de zéro, la face réfléchissante du miroir M₂ est orientée vers M₁ tandis sa face traitée antireflet est orientée vers la face d'entrée du cristal. Un design nominal de NesCOPO avec M₂ directement déposé sur le cristal pourra être réalisé dans un second temps. La figure 3.18 présente plusieurs vues de l'assemblage optomécanique conçu à l'ONERA.

Le schéma optique du montage expérimental est présenté sur la figure 3.19. L'OPO est pompé par le microlaser Tm:YAP impulsif et monofréquence, émettant à 1938,5 nm, réalisé par Thales et Teem Photonics [111]. L'énergie en sortie de laser et la durée des impulsions sont respectivement de 170 μJ et 36 ns, correspondant à une puissance crête de 4,7 kW. La cadence de répétition des impulsions est de 100 Hz. Le faisceau de pompe est focalisé dans l'OPO selon un waist $w_p = 115 \mu\text{m}$ (rayon à 1/e²). Le cristal d'OP-GaAs réalisé pour cette expérience a une longueur de 10 mm, une largeur de 5 mm et contient

²³. Projet ASTRID MUSTARD (*Microlaser pumped tunable optical Source based on parametric conversion in GaAs for Remote Detection of hazardous chemicals and explosives*)

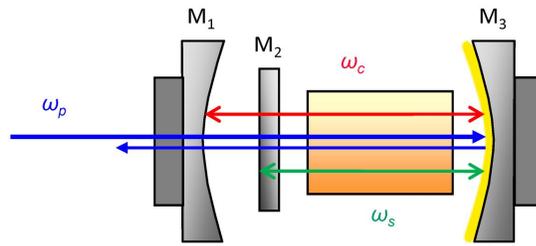


FIGURE 3.17 – Architecture NesCOPO avec miroir signal M2 intercalé, telle qu'implémentée dans le cas du NesCOPO OP-GaAs.

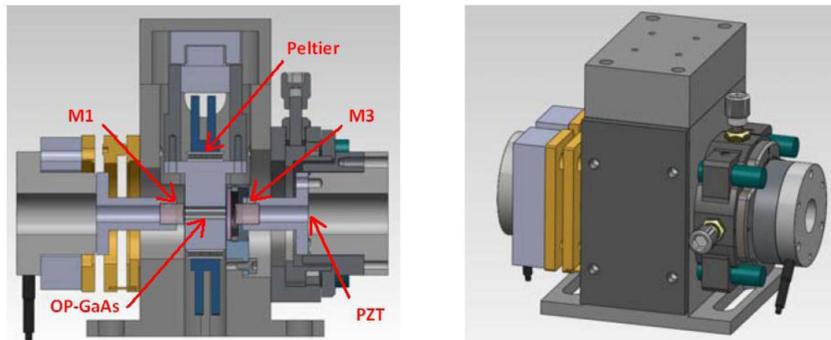


FIGURE 3.18 – Vues de l'assemblage optomécanique du NesCOPO OP-GaAs.

une couche orientée périodiquement de $500\ \mu\text{m}$ d'épaisseur avec une période de quasi-accord de phase de $72,6\ \mu\text{m}$.

Le miroir M_1 de l'OPO a un rayon de courbure de $20\ \text{mm}$, une réflectivité de 85% sur la plage $8\text{--}11\ \mu\text{m}$ et est traité antireflet à la pompe et au signal. Le miroir M_2 est un miroir plan réfléchissant 98% du signal et transmettant les autres ondes²⁴. Le miroir M_3 est un miroir doré de rayon de courbure $50\ \text{mm}$.

La figure 3.20(a) présente l'énergie complémentaire en fonction de l'énergie de pompe incidente. L'énergie de pompe maximale disponible en entrée d'OPO est de $118\ \mu\text{J}$, compte tenu des pertes subies par la pompe depuis la sortie du microlaser. En pompant avec cette énergie, nous mesurons qu'une énergie maximale de $2\ \mu\text{J}$ peut être obtenue sur le complémentaire en sortie de l'OPO, après correction des pertes liées aux optiques de filtrage et d'extraction du faisceau. Un seuil de $10\ \mu\text{J}$, soit $278\ \text{W}$ crête, a été mesuré à $10,3\ \mu\text{m}$. En pompant quatre fois au-dessus du seuil, soit avec $40\ \mu\text{J}$, nous mesurons un dépeuplement de pompe de 28% à $10,3\ \mu\text{m}$ d'après les profils temporels relevés à l'oscilloscope [cf. Figure 3.20(b)].

La longueur d'onde du complémentaire est mesurée par un monochromateur à réseaux (Horiba Jobin Yvon). À température fixée, elle peut être accordée sur une plage spectrale de $60\ \text{nm}$ par un changement de la tension des cales piézoélectriques des miroirs M_1 et M_3 . Cet accord en fréquence est réalisé en modifiant la fréquence sélectionnée par filtrage spectral par effet Vernier dans les cavités duales²⁵.

Pour accorder la longueur d'onde sur une plus grande gamme spectrale, nous avons fait varier la température du cristal entre $22\ ^\circ\text{C}$ et $70\ ^\circ\text{C}$ [cf. Figure 3.21(a)]. Les longueurs d'onde émises par l'OPO sont alors situées entre $10,3$ et $10,9\ \mu\text{m}$. Le cristal peut potentiellement être chauffé jusqu'à $120\ ^\circ\text{C}$ et nous pourrions donc observer des longueurs d'onde plus élevées. Cependant, l'OPO n'oscille plus au-

24. Les deux miroirs M_1 et M_2 sont déposés sur des substrats de ZnSe.

25. L'amplitude cette plage d'accordabilité est en bon accord avec la valeur attendue en considérant la largeur spectrale de la bande de gain paramétrique, estimée à $50\ \text{nm}$ dans le cas d'un cristal d'OP-GaAs de $10,1\ \text{mm}$ de long en configuration à double passage.

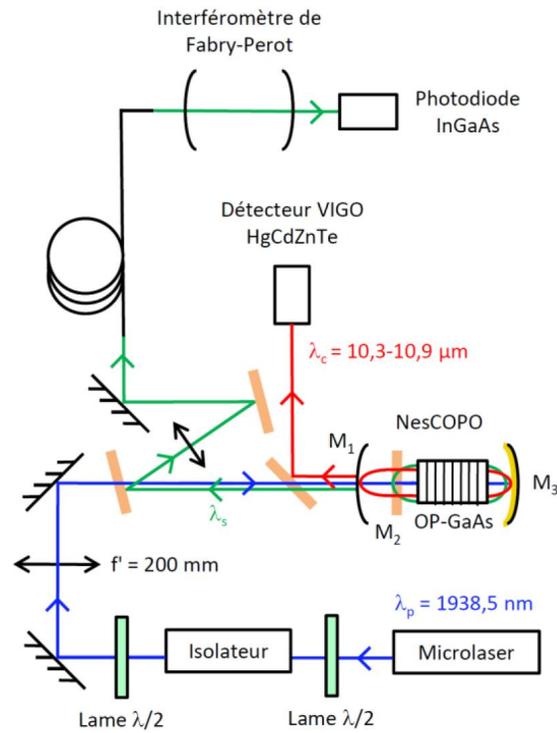


FIGURE 3.19 – Schéma du banc optique de test du NesCOPO OP-GaAs.

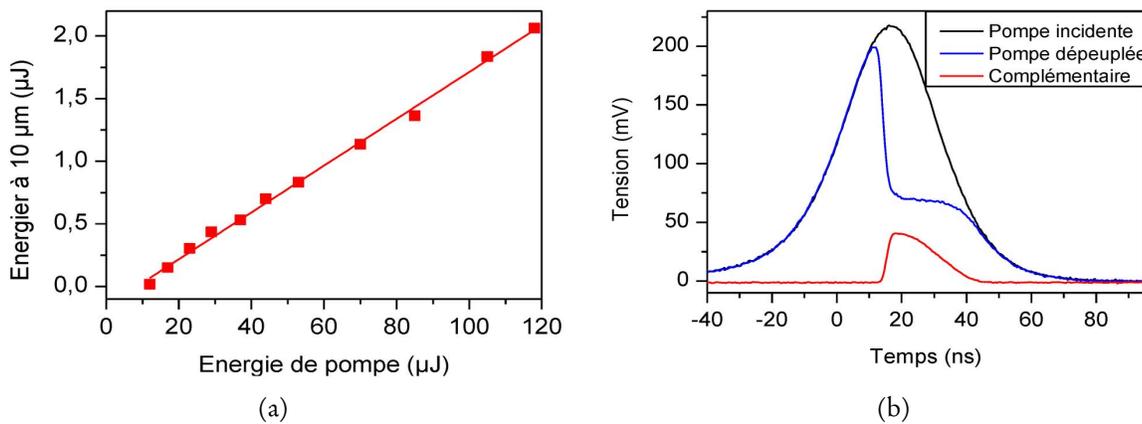


FIGURE 3.20 – (a) Énergie du complémentaire émis par le NesCOPO OP-GaAs à 10,3 μm en fonction de l'énergie de la pompe à 1938,5 nm. (b) Profils temporels de la pompe et du complémentaire à 10,3 μm en pompant avec 40 μJ (d'après [110]).

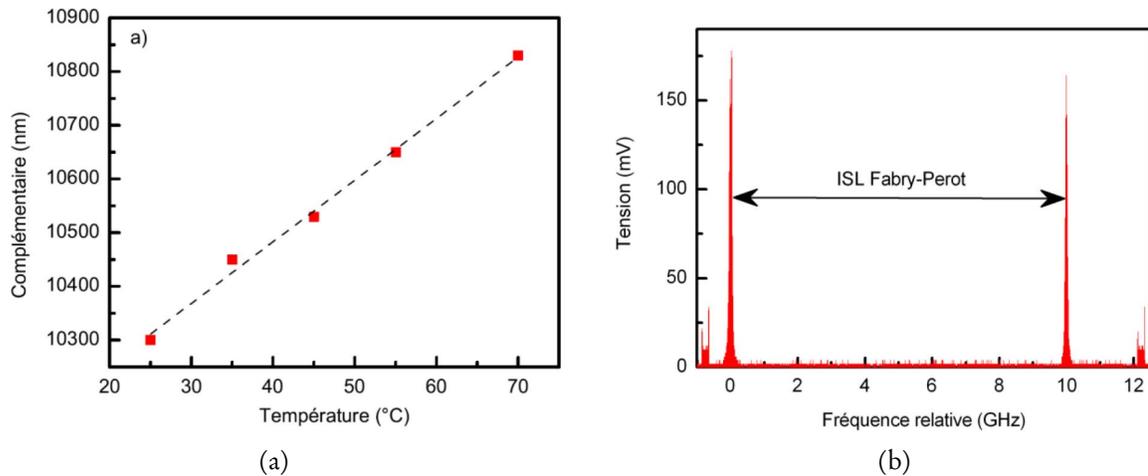


FIGURE 3.21 – (a) Longueur d’onde complémentaire du NesCOPO à base d’OP-GaAs en fonction de la température du cristal. (b) Spectre monomode longitudinal de l’onde signal à 2388 nm analysé avec l’interféromètre de Fabry-Perot à balayage. Les rebonds de la ligne de base présents au début et à la fin délimitent la rampe de tension appliquée au miroir de fond du Fabry-Perot (d’après [110]).

delà de $11\ \mu\text{m}$ car le coefficient de réflexion du miroir M1 qui ferme la cavité complémentaire diminue très fortement à partir de cette longueur d’onde.

Le caractère monomode longitudinal est déterminé par une analyse fine du spectre signal au moyen d’un interféromètre de Fabry-Perot à balayage muni d’une photodiode InGaAs. Pour cela, l’onde signal est séparée de la pompe et couplée au Fabry-Perot via une fibre optique (cf. Figure 3.19). L’intervalle spectral libre du NesCOPO est d’environ 4 GHz, tandis que celui du Fabry-Perot à balayage est de 10 GHz. L’observation d’une seule série de franges d’interférences n’est donc possible que dans le cas d’une émission monofréquence.

Pour ces caractérisations spectrales, nous avons limité l’énergie de la pompe à $40\ \mu\text{J}$, soit quatre fois au-dessus du seuil, pour éviter l’apparition de comportements multimodes systématiques dus à un trop fort taux de pompage. Après un ajustement adéquat de la dissociation des cavités, une émission monofréquence est obtenue par filtrage spectral par effet Vernier. L’émission monomode longitudinale est observée quand M1 et M2 sont séparés de $\Delta L = 0,6\ \text{mm}$. Dans ce cas, deux pics uniques séparés de 10 GHz peuvent être observés à l’oscilloscope pendant le balayage de l’interféromètre de Fabry-Perot, comme le montre la figure 3.21(b). L’émission monomode est vérifiée pour plusieurs longueurs d’onde signal et peut être maintenue stable pendant plus d’une demi-heure sans qu’aucun ajustement supplémentaire ne soit nécessaire.

3.4.3 Détection de vapeur d’ammoniac à courte portée

La source NesCOPO OP-GaAs a ensuite été utilisée pour réaliser une expérience de laboratoire préliminaire de détection de gaz à distance.

Plusieurs espèces chimiques possèdent des raies d’absorption intéressantes entre $10,3$ et $10,9\ \mu\text{m}$. Pour notre expérience, nous visons un ensemble de raies d’absorption de l’ammoniac fortement absorbantes, situées entre 10320 et 10450 nm. L’avantage de l’ammoniac est qu’il peut s’obtenir facilement et qu’il est à l’état gazeux à température ambiante sous pression atmosphérique. Comme le montre la figure 3.22, d’autres espèces telles que l’éthylène ou l’hexafluorure de soufre auraient également pu être détectées. Les raies d’absorption ont été calculées avec la base de données HITRAN 2012.

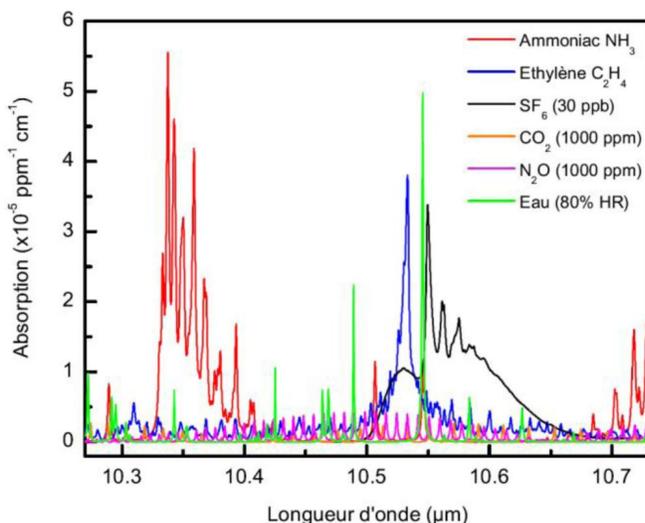


FIGURE 3.22 – Raies d'absorption de certaines espèces chimiques potentiellement détectables au moyen du NesCOPO OP-GaAs (d'après [110]).

Les vapeurs d'ammoniac sont obtenues à partir d'une solution d'ammoniaque (hydroxyde d'ammonium) diluée à 20 %. Quelques gouttes de cette solution sont versées dans une cuve de 8 mm d'épaisseur munie de fenêtres faites d'un film alimentaire en polyéthylène, qui transmet autour de 10 μm .

Le faisceau complémentaire issu de l'OPO est séparé en trois voies à l'aide de deux prismes en ZnSe, comme illustré sur la figure 3.23. Un faisceau d'analyse est envoyé au travers d'une cuve contenant de l'ammoniac et impactant une cible diffusante (feuille de papier). Le signal ainsi diffusé est détecté — jusqu'à une distance de 2 m pour cette expérience préliminaire — par un détecteur MCT (*Mercury Cadmium Telluride*, tellurure de mercure-cadmium ou HgCdTe) refroidi par azote liquide avec une lentille en germanium pour focaliser le signal (diamètre de 40 mm et distance focale de 25 mm). Un faisceau de référence sert à normaliser des fluctuations tir à tir de l'OPO et des variations de puissance en fonction de la longueur d'onde. Une cellule vide, identique à celle qui contient l'ammoniac, est insérée sur le trajet du faisceau de référence avant qu'il ne frappe la cible. Le faisceau d'analyse et le faisceau de référence voient donc les mêmes pertes dues au polyéthylène pour chaque longueur d'onde. Enfin, le troisième faisceau est envoyé vers un monochromateur pour mesurer la longueur d'onde avec une résolution de $\pm 1\text{nm}$, soit moins de $0,1\text{cm}^{-1}$ autour de $10,4\mu\text{m}$.

Une première mesure de l'ensemble de raies d'absorption visé a d'abord été réalisée en plaçant le détecteur MCT placé tout proche de la cible diffusante. Pour illustrer les capacités de la source en termes de résolution spectrale, nous identifions une raie d'absorption « isolée » de l'ammoniac située autour de 10393 nm. Les résultats sont présentés en figure 3.23(b). L'absorption théorique en fonction de la longueur d'onde a été calculée en adaptant la concentration afin d'obtenir la meilleure correspondance avec les mesures expérimentales. On considère ici une concentration de 6 % d'ammoniac dans la cellule. Nous voyons donc qu'il est possible de décrire très précisément cette raie d'absorption, ceci étant rendu possible par le fait que le spectre du NesCOPO est monomode longitudinal, la résolution n'étant limitée que par le monochromateur.

Une seconde mesure est faite en plaçant le détecteur MCT à 2 mètres de la cible diffusante en configuration IP-DIAL (*Integrated-Path Differential Absorption Lidar*). Pour cette mesure, la longueur d'onde du complémentaire a été balayée entre 10250 et 10480 nm, correspondant à une température de cristal comprise entre 21 et 38 °C. Malgré la baisse du signal rétrodiffusé, on peut voir sur la figure 3.24 que

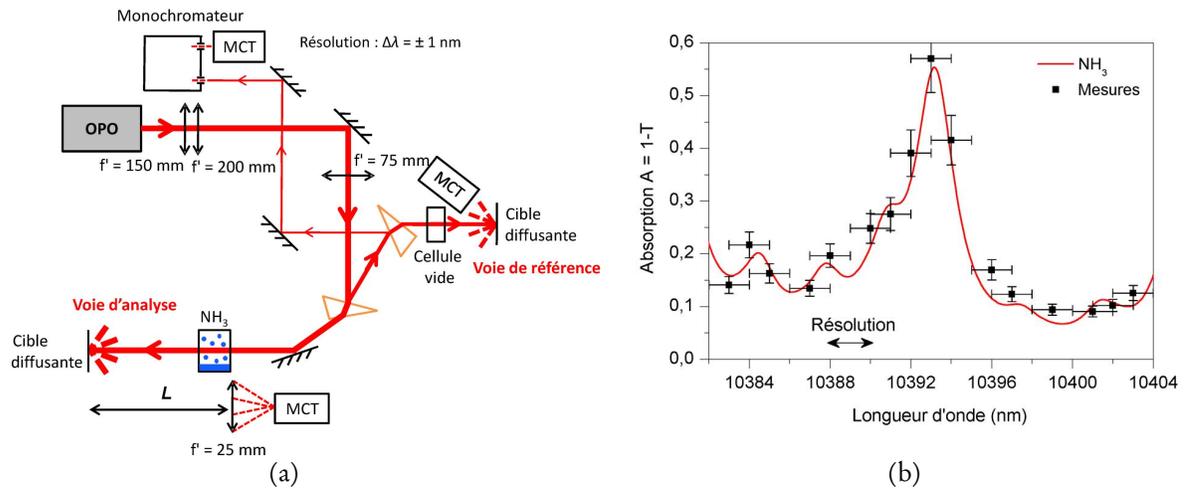


FIGURE 3.23 – (a) Schéma de l'expérience de détection de vapeur d'ammoniac avec le NesCOPO OP-GaAs. (b) Mesure d'une raie d'absorption « isolée » de l'ammoniac autour de 10393 nm (d'après [110]).

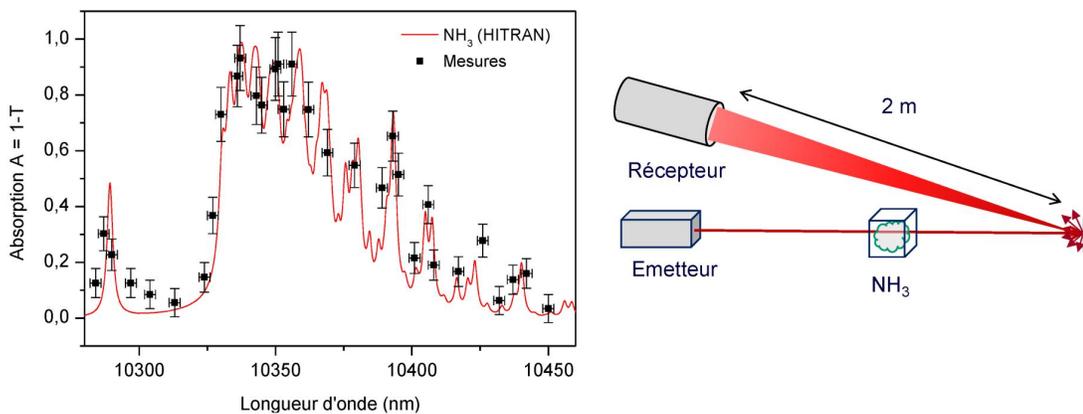


FIGURE 3.24 – Spectres de NH_3 enregistré à une distance de 2 m de la cible diffusante (d'après [110]).

le spectre de l'ammoniac est mesuré avec un rapport signal à bruit qui reste acceptable. Compte tenu de l'épaisseur de la cuve de 8 mm et du rapport signal à bruit de la mesure, on évalue la sensibilité de ces mesures préliminaires à environ 5 ppm.m.

La figure 3.25 présente une photographie du système actuel qui a été monté sur un banc transportable et utilise maintenant un miroir parabolique pour recevoir le signal. La source a également été optimisée et son seuil d'oscillation baissé à 5 μJ . La dimension totale du banc optique est de 45 cm \times 60 cm (hors spectromètre). Les prochaines étapes de développement porteront sur l'optimisation du système (amélioration du laser et des blocs d'émission et de réception) afin d'augmenter la portée et la sensibilité. L'extension de la gamme spectrale couverte par la source est également prévue à court terme en utilisant de nouveaux cristaux d'OP-GaAs comportant d'autres périodes de quasi-accord de phase. Les performances doivent ensuite être améliorées pour mieux répondre au besoin applicatif et, surtout, sa maturité technologique demande à être augmentée pour aboutir à un dispositif durci et transportable hors du laboratoire.

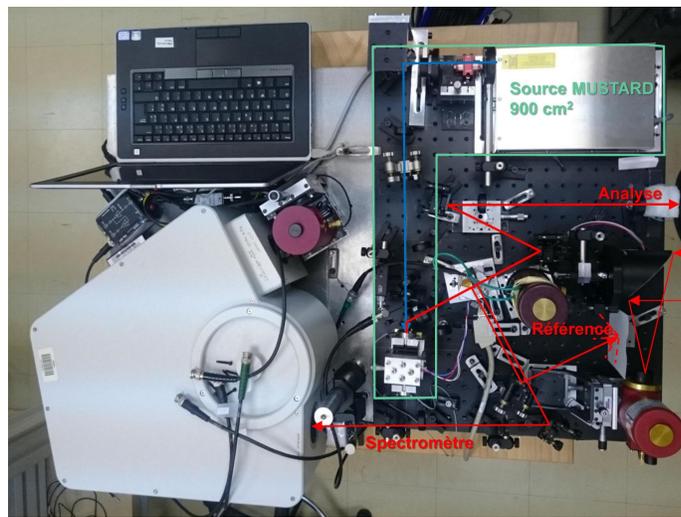


FIGURE 3.25 – Photographie du banc transportable de l'expérience de détection de gaz à courte portée intégrant la source NesCOPO OP-GaAs. Le « L » vert correspond à l'empreinte au sol des éléments composant la source (microlaser + OPO) de surface environ 900 cm^2 (soit 1,5 fois la surface d'une feuille A4).

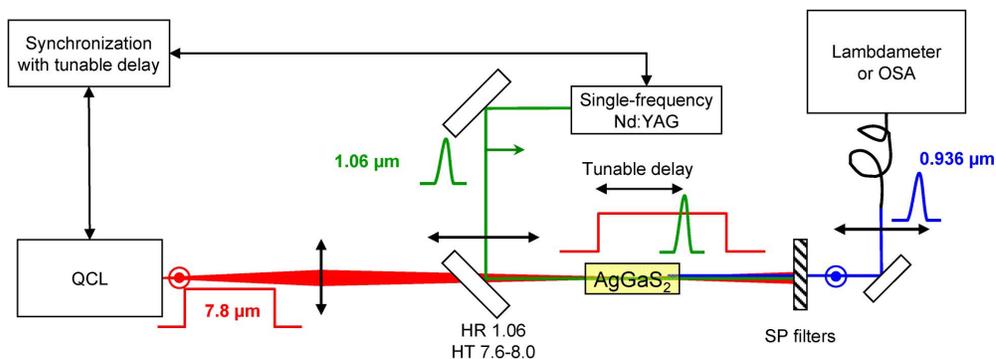


FIGURE 3.26 – Montage de caractérisation spectrale résolue en temps de l'émission d'un laser à cascade quantique par *upconversion* dans un cristal d'AgGaS₂ (d'après les actes de la conférence C33).

3.5 Matériaux pour l'infrarouge à accord de phase par biréfringence

En complément des activités sur l'utilisation du quasi-accord de phase dans les matériaux semi-conducteurs, j'anime plusieurs collaborations visant au développement et à la mise en œuvre de matériaux non linéaires pour l'infrarouge, basés sur l'accord de phase par biréfringence. Ces activités, réalisées dans le cadre de plusieurs projets financés par l'ONERA, l'institut Carnot ONERA-ISA et la DGA, ont permis de mettre en place une filière d'élaboration de matériaux non linéaires à l'ONERA. Les activités liées à l'élaboration des matériaux sont coordonnées par Johan Petit au Département Matériaux et Structures Composites (DMSC) de l'ONERA tandis que la caractérisation optique et la mise en œuvre dans des sources paramétriques optiques sont réalisées au DMPH. Les premiers travaux effectués dans le cadre de cette collaboration ont porté sur AgGaS₂. Les cristaux réalisés ont pu être mis en œuvre dans des expériences de DFG et de SFG et ont donné lieu à plusieurs communications à des conférences scientifiques depuis 2007. En particulier, ils ont permis de caractériser la dynamique du comportement spectral d'un laser à cascade quantique au moyen du dispositif expérimental présenté sur la figure 3.26 issue des actes de la conférence C33.

En collaboration avec l'ISL, l'effort s'est ensuite porté sur ZnGeP_2 qui est un matériau stratégique pour plusieurs applications de sécurité et de défense telles que les contre-mesures optroniques et la détection d'agents chimiques à distance. Actuellement, les sources de production commerciale de ce matériau sont toutes situées hors de l'Union Européenne, ce qui menace la capacité de réaliser en Europe des systèmes répondant à ces applications en cas d'embargo.

Des progrès constants ont été réalisés au cours des dernières années et l'ONERA est actuellement en capacité de réaliser des monocristaux de ZGP de manière reproductible. L'effort actuel porte sur l'amélioration de la transmission à $2\ \mu\text{m}$ afin d'atteindre le niveau des productions commerciales. L'objectif actuel est de gagner typiquement un facteur trois sur le coefficient d'absorption. Des activités sont également réalisées à DMSC pour l'élaboration d'autres matériaux pour l'infrarouge tels que AgGaGeS_4 .

Diverses sources paramétriques ont également été réalisées avec des cristaux de ZGP commerciaux, en particulier pour répondre aux applications de détection d'agents chimiques. On peut notamment mentionner la réalisation du premier NesCOPO à base de ZGP (conférence C13), l'amplification d'un QCL avec un OPA à base de ZGP (publication P10) et la démonstration du premier OPO à pompage synchrone à base ZGP (publication P20). De plus, comme évoqué précédemment, un projet²⁶ est actuellement en cours pour réaliser un démonstrateur de système lidar longue portée fonctionnant en bande III.

Une collaboration est également en cours avec l'équipe de Benoît Boulanger et Patricia Segond à l'Institut Néel. Ces travaux portent notamment sur l'utilisation de cristaux de CdSe taillés en cylindre. Le choix de ce matériau a été motivé par ses propriétés intrinsèques favorables aux besoins des applications mentionnées ci-avant : plage de transparence qui s'étend de $0,8$ à $17\ \mu\text{m}$, non-linéarité raisonnable²⁷ et seuil de dommage élevé pour cette catégorie de matériaux²⁸, et sa bonne complémentarité avec ZGP en termes de couverture spectrale²⁹. La principale limitation de CdSe est liée à sa faible biréfringence qui entraîne des angles de rotation du cristal importants lorsque l'on veut accorder la longueur d'onde émise. La taille en cylindre est une technique prometteuse pour contourner cette limitation. L'axe de rotation du cylindre est choisi perpendiculaire au plan contenant les directions d'accord de phase intéressantes. La géométrie cylindrique permet alors d'adresser n'importe laquelle des directions d'accord de phase contenues dans le plan du cylindre. Une première démonstration de principe a été réalisée sur des cylindres de petites dimensions (publication P9) et une démonstration de fonctionnement en OPO est prévue avec des cylindres de plus grande dimension. Un tel dispositif permet de couvrir la quasi totalité de la bande III avec un seul cristal et une longueur d'onde de pompe fixe.

3.6 Conclusion et perspectives

L'amélioration de l'efficacité des sources paramétriques optiques émettant dans l'infrarouge bande III passe par le développement et la mise en œuvre de matériaux non linéaires semi-conducteurs permettant de s'affranchir de la forte absorption des matériaux non linéaires conventionnels. Au cours des dix dernières années, j'ai réalisé divers développements et coordonné plusieurs projets portant sur cette thématique.

Tout d'abord, j'ai poursuivi les développements déjà initiés au laboratoire sur le collage par diffusion et le quasi-accord de phase de Fresnel. Mes travaux ont permis d'acquérir une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu et des limitations de ces techniques. Ensuite, j'ai participé à la mise en place d'une

26. Projet MICLID (*Mid-Infrared Chemical LIDar*), financé par l'EDA, coordonné par J.-M. Melkonian et mené en collaboration avec KTH (Suède) et VVU (République Tchèque).

27. $18\ \text{pm/V}$

28. $\approx 0,8\ \text{J/cm}^2$ en régime $20\ \text{ns}$ à $2\ \mu\text{m}$

29. La couverture spectrale de ZGP est limitée aux longueurs d'onde inférieures à typiquement $9\ \mu\text{m}$ du fait de l'absorption multi-phonon, tandis que les restrictions liées à l'accord de phase dans CdSe ne permettent pas de descendre sous $8\ \mu\text{m}$.

filière d'élaboration de matériaux non linéaires à l'ONERA. Enfin, j'ai mis en place des collaborations, en particulier avec Thales et l'Institut Néel.

Plusieurs résultats prometteurs ont pu être démontrés récemment, permettant de valoriser la plupart des pistes explorées : réalisation de monocristaux de manière reproductible à l'ONERA, démonstration de diverses sources paramétriques émettant en bande III avec, en particulier, le premier OPO monofréquence à base d'OP-GaAs. La poursuite des travaux s'inscrit naturellement dans la continuité des voies ouvertes. L'objectif principal sera, d'une part, de pérenniser les activités matériaux et, d'autre part, d'aller vers les applications avec la réalisation de systèmes de détection de gaz.

4 Sources et fonctions optiques non linéaires ultra-rapides

4.1 Introduction

Comme précisé en introduction de ce document, la thématique des sources et fonctions optiques non linéaires ultra-rapides avait été initiée avant mon arrivée en postdoctorat. À l'issue de la thèse de de Nicolas Forget (2002–2005), la première démonstration expérimentale du verrouillage actif de modes dans un OPO pompé par un laser continu avait été réalisée dans le cadre d'une collaboration entre l'ONERA et le Laboratoire Aimé Cotton [112]. Dans le cadre de cette première publication, il s'agissait d'un OPO doublement résonnant fonctionnant proche de la dégénérescence. Cette collaboration s'est poursuivie lors de la thèse de Jean-Michel Melkonian (2004–2007) avec la publication d'un second article portant l'extension du verrouillage actif de modes au cas de l'OPO simplement résonnant [113]. Malgré l'originalité indéniable de ces résultats, il était rapidement ressorti que le rendement de conversion du laser de pompe continu vers le train d'impulsions brèves était très faible. En effet, du fait de l'instantanéité de la réponse non linéaire, la pompe continue n'était dépeuplée que pendant la durée des impulsions [113]. Le rendement était ainsi limité au *duty cycle* du train d'impulsions courtes ($\sim 10^{-3}$).

C'est suite à ces travaux et à ce constat que je me suis impliqué sur cette thématique en proposant deux nouvelles approches pour s'affranchir du rendement limité de ces OPO à verrouillage de modes. La première approche, dit de l'OPO avec balayage de la pompe avec verrouillage passif de modes, a été proposée et étudiée théoriquement en collaboration avec Jacob Khurgin de l'université Johns Hopkins, lors de son séjour à l'ONERA en 2007. L'idée est d'exploiter la différence de temps de groupe entre l'onde pompe et les ondes générées lors de la propagation dans le cristal non linéaire pour se ramener à une situation équivalente à un milieu laser avec un temps de recouvrement du gain correspondant à cette différence de temps de groupe. L'insertion d'un dispositif de verrouillage passif de modes permet alors de tirer parti de cet effet pour générer des trains d'impulsions brèves avec un rendement amélioré. En particulier, cette approche a été étudiée dans le cas où on utilise une structure à lumière lente à la longueur d'onde de pompe, pouvant permettre le pompage efficace par un laser continu. Cette première approche qui a donné lieu à deux publications (articles P28 et P27) est présentée dans la section 4.2.

La seconde approche proposée avec Michel Lefebvre consistait au départ à faire rétroagir l'OPO sur le milieu amplificateur du laser de pompe afin d'obtenir le verrouillage de modes tout en bénéficiant du stockage d'énergie dans le milieu laser. Ce concept de départ a toutefois rapidement été jugé trop complexe pour envisager sa mise œuvre de manière contrôlée. Nous avons alors décidé d'implémenter un dispositif plus simple utilisant la conversion/reconversion dans un cristal de SHG en double passage, connu sous la dénomination de miroir non linéaire de Stankov. Nous avons appliqué cette approche, pour la première fois, au cas du laser infrarouge Cr:ZnSe. Cette première démonstration a été réalisée par Jean-Baptiste Dherbecourt (2007-2011) pendant sa thèse. Elle a donné lieu à une publication (article P16)

et est présentée dans la section 4.3.

Parallèlement aux travaux sur le miroir non linéaire, j'ai lancé à l'ONERA des développements sur les OPO picoseconde à pompage synchrone fonctionnant dans l'infrarouge. Ces activités nous ont permis de réaliser la première démonstration d'un OPO synchrone à base de ZnGeP_2 (publication P20). Elles se sont poursuivies par les travaux de doctorat de Cédric Laporte (démarrés en 2010) et Delphine Descloux (démarrés en 2013). Les nouvelles approches à l'étude portent sur la réalisation de sources agiles en fréquence basées sur l'association, dans la cavité OPO, d'un filtre spectral pilotable rapidement et d'un cristal non linéaire à large bande spectrale de gain exploitant le quasi-accord de phase aperiodique. Ces derniers travaux ont donné lieu à une collaboration avec le laboratoire Aimé Cotton dans le cadre d'un projet soutenu par le Triangle de la Physique et ont déjà conduit à deux publications (articles P3 et P8). L'ensemble de ces activités sur les OPO à pompage synchrone est présenté dans la section 4.4.

4.2 OPO à verrouillage de modes exploitant la différence de vitesses de groupe

4.2.1 Principe

Comme illustré sur la figure 4.1, dans le cas d'un pompage impulsionnel, une impulsion signal ultra-courte peut interagir efficacement avec une impulsion de pompe, plus longue, dont la durée correspond à la différence de temps de groupe lors de la propagation dans le cristal non linéaire¹. En soi, cet effet est déjà connu dans les OPO à pompage synchrone (en régime picoseconde). C'est lui qui, associé aux phénomènes non linéaires de façonnage d'impulsion, permet de réaliser de la compression d'impulsion. Par ce biais, et dans certaines conditions de dispersion et de puissance de pompe, il est possible d'obtenir des facteurs de compression allant jusqu'à 20 entre les durées des impulsions pompe et signal [114]². L'originalité de notre approche réside dans l'action conjuguée de cet effet de compression temporelle avec une technique de verrouillage passif de modes, par exemple au moyen d'un absorbant saturable intra-cavité. L'objectif est de favoriser la production d'impulsions courtes avec l'absorbant saturable tout en bénéficiant de l'effet de « balayage » de la pompe par l'impulsion OPO pour atteindre un meilleur rendement. Notre analyse de ce concept a d'abord porté sur le cas du pompage synchrone en régime picoseconde où les effets de compression temporelle ont précédemment été mis en œuvre sans verrouillage passif de modes, puis nous avons étudié le cas du pompage par un laser continu.

4.2.2 Analyse théorique : ordre de grandeur de la durée d'impulsion

Le point de départ de l'analyse sont les équations couplées du mélange à trois ondes tenant compte des différences de vitesses de groupe

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{v_s} \frac{\partial A_s}{\partial t} = \kappa A_p A_c^* e^{-i \Delta k z}, \quad (4.1)$$

$$\frac{\partial A_c}{\partial z} + \frac{1}{v_c} \frac{\partial A_c}{\partial t} = \kappa A_p A_s^* e^{-i \Delta k z}, \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{v_p} \frac{\partial A_p}{\partial t} = -\kappa A_s A_c e^{i \Delta k z}, \quad (4.3)$$

où $v_{s,c,p}$ est la vitesse de groupe du signal, complémentaire, ou de la pompe respectivement. Le coefficient de couplage non linéaire κ est défini ici tel que

1. Dans le cas d'un cristal de PPLN dopé MgO d'une longueur de 30 mm, pour $\lambda_p = 532$ nm et $\lambda_s = 973$ nm (cas de la référence [113]), la différence de temps de groupe est de 23 ps.

2. Passage d'une durée de 11 ps à 550 fs dans le cas de l'OPO BBO pompé à 355 nm de la référence [114].

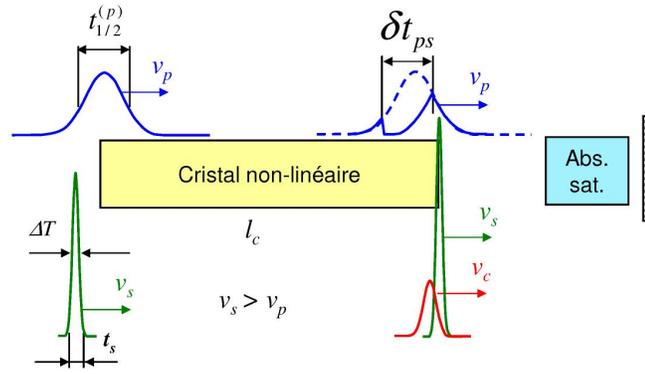


FIGURE 4.1 – Principe de l’OPO avec balayage de la pompe, avec absorbant saturable. $v_{s,c,p}$ est la vitesse de groupe du signal, complémentaire, ou de la pompe respectivement. $\delta t_{ps} = L_c (v_p^{-1} - v_s^{-1})$ est la différence de temps de groupe (*walk-off* temporel) pompe/signal. L_c est la longueur physique du cristal non linéaire. $t_{1/2}^{(p)}$ est la durée de l’impulsion de pompe (pleine largeur à mi-hauteur). ΔT et t_s sont respectivement la pleine largeur de l’impulsion signal à mi-hauteur et et sa durée totale (d’après [58]).

$$\kappa = \frac{\chi^{(2)}}{c} \sqrt{\frac{\omega_s \omega_c \omega_p}{2 n_s n_c n_p} \frac{\hbar Z_0}{S}}, \quad (4.4)$$

avec $\chi^{(2)}$ la susceptibilité non linéaire ; $n_{s,c,p}$ l’indice de réfraction du signal, complémentaire et pompe, respectivement ; S l’aire effective ; $Z_0 = 377 \Omega$. Dans les équations (4.1)–(4.3), toutes les amplitudes sont normalisées telles que $A^2 = dn/dt$ où n est le nombre de photons.

La résolution analytique de ce système d’équations peut être réalisée sous réserve de faire certaines hypothèses³. Il est alors possible de montrer que la dynamique du gain de l’OPO avec balayage de la pompe est très semblable à celle d’un milieu laser. Le temps de recouvrement du gain est alors approximativement égal à $\delta t_{ps}/2$, et la densité d’énergie de saturation à $\delta t_{ps} \omega_s / (\kappa^2 Z_0)$. Les détails de ces calculs peuvent être trouvés dans la publication P27 ou dans la thèse de J.-M. Melkonian [58]. En poussant cette analogie OPO–laser, il est possible d’appliquer la théorie du verrouillage de modes de Kuizenga et Siegman à ce type d’OPO [115]. En considérant dans le calcul un absorbant saturable de réponse instantanée, ce qui est équivalent à une lentille de Kerr, il est possible de donner une estimation de la durée d’impulsion en régime stationnaire (voir publication P27) :

$$\Delta T \simeq \frac{0,45}{\Delta \nu} \sqrt{C}, \quad (4.5)$$

où $\Delta \nu = 0,66 / [L_c (v_s^{-1} - v_c^{-1})]$ est la bande passante totale d’amplification loin de la dégénérescence, limitée par le désaccord de phase entre le signal et le complémentaire, et $C = p/q_{\text{sat}}$ où q_{sat} sont les pertes saturées et p les pertes totales de la cavité⁴. Dans l’équation (4.5), on a supposé une pleine saturation de l’absorbant, c.-à-d. $q_{\text{sat}} \ll q_0 < 1$ où q_0 sont les pertes non saturées. Pour un OPO avec un coupleur de sortie de 5 %, et des pertes saturées de 1 %, \sqrt{C} vaut 2,5. Il est donc possible d’obtenir des impulsions quasiment limitées par la transformée de Fourier de la bande d’amplification. Pour un cristal de GaAs de 1 cm pompé à $1,064 \mu\text{m}$ et un signal à $2 \mu\text{m}$, la bande passante est 0,6 THz, ce qui donne des impulsions

3. Ces hypothèses sont : un régime stationnaire, un fort champ signal intra-cavité (approximation du champ fort, également connue sous la dénomination anglaise de *mean-field approximation*), des vitesses de groupe signal et complémentaire identiques, une interaction à l’accord de phase et une impulsion signal courte devant δt_{ps} .

4. $p = \ln(1/R) \simeq 1 - R$ si ces faibles pertes sont ramenées à un réflectivité équivalente

de quelques picosecondes. Le résultat est à peu près le même dans 30 mm de PPLN pompé à 532 nm et fonctionnant à 975 nm.

Il est important de noter que la durée de l'impulsion prédite par l'équation précédente n'est qu'un *ordre de grandeur*. En effet, elle dépend normalement du taux de pompage et des pertes, deux paramètres qui n'ont pas été pris en compte. Mais surtout, puisqu'il s'agit de verrouillage de modes passif, la durée d'impulsion dépend de l'interaction entre l'absorbant saturable et le milieu à gain, c'est-à-dire de la dynamique et de l'amplitude de la saturation dans chacun de ces deux milieux. À défaut d'une expérience, une modélisation numérique est donc indispensable pour prédire correctement la durée d'impulsion. C'est ce qui est proposé dans la section suivante.

4.2.3 Modélisation numérique : cas du pompage synchrone

La modélisation consiste à résoudre numériquement les équations couplées non linéaires, en introduisant la différence de vitesses de groupe entre les ondes pompe, signal et complémentaire. Les autres termes de dispersion sont négligés⁵. L'absorbant saturable est modélisé par une fonction de saturation « classique » du type :

$$q(x) = \frac{q_0}{1 + x/x_{\text{sat}}} \quad (4.6)$$

où x désigne l'intensité de l'impulsion dans le cas d'une lentille de Kerr, ou son énergie dans le cas d'un temps de réponse non nul. Le cristal retenu pour les simulations, en raison de sa forte dispersion, est du GaAs retourné périodiquement de 1 cm de long. Il est pompé à $1,06 \mu\text{m}$ dans une cavité simplement résonnante à l'onde signal à $2,0 \mu\text{m}$. Contrairement à ce qui se passe en régime nanoseconde, où les puissances crêtes à $1 \mu\text{m}$ sont importantes, l'absorption à deux photons du GaAs n'est pas un problème ici⁶.

Pour accélérer le temps de calcul, nous avons dû choisir un OPO avec un faible temps de construction, c'est-à-dire avec des pertes relativement importantes (donc un seuil théorique élevé), et un pompage très au dessus du seuil. Pour la même raison, le temps d'aller-retour de la cavité est limité à 300 ps, soit une cavité de 9 cm seulement. Le champ signal est, au départ, un bruit d'intensité aléatoire. Quelques centaines de tours de cavité sont alors nécessaires pour atteindre un régime stationnaire, selon le taux de pompage et les pertes. Tout d'abord, l'OPO est pompé de façon synchrone en l'absence d'absorbant saturable. Son seuil théorique est de 75 W. La pompe est un train d'impulsions gaussiennes espacées d'un aller-retour de cavité, de puissance crête 450 W (6 fois au dessus du seuil) et de durée 20 ps, soit une énergie de 9 nJ.

La figure 4.2(a) montre l'émission en régime stationnaire. Nous voyons que le signal présente de fortes oscillations. Elles sont dues à deux phénomènes se produisant lorsque l'OPO est pompé très au dessus du seuil, ce qui est le cas ici. Le premier est la reconversion du signal et du complémentaire, ce qui crée une nouvelle impulsion de pompe, décalée dans le temps, qui régénère à son tour une impulsion signal. Le deuxième phénomène se produit pour des puissances de pompe encore supérieures, telles que la pompe fournit du gain pendant un temps plus long que δt_{ps} , permettant à plusieurs impulsions de naître du bruit les unes à la suite des autres. Nous avons d'ailleurs constaté qu'à deux fois le seuil, il n'y avait plus qu'une seule impulsion signal. Une autre façon de comprendre ces oscillations est de se rappeler que l'OPO a maintenant un temps de réponse non nul, égal à $\delta t_{ps}/2$. Il s'agit donc d'oscillations de relaxation,

5. Dans le cas du GaAs, une impulsion s'élargit d'un facteur $\sqrt{2}$ à la traversée du cristal si sa durée est inférieure à $\sqrt{4 \ln 2 k_s'' L_c} = 170$ fs. Cette valeur est bien en dessous de la durée d'impulsion attendue. Loin de la dégénérescence, et pour des impulsions de l'ordre de la picoseconde, cette dispersion est donc négligeable par rapport à la dispersion de vitesse de groupe.

6. En effet, l'OPO est pompé de façon synchrone, et la puissance de pompe n'a pas besoin d'être très élevée. En pratique elle ne dépassera pas une centaine de watts sur un waist de $60 \mu\text{m}$, soit une densité de puissance de 2 MW/cm^2 . Le coefficient d'absorption à deux photons étant d'environ $0,5 \times 10^{-8} \text{ cm/W}$, cela signifie que moins de 1% de la pompe est absorbée. Par conséquent l'absorption à deux photons à $1,06 \mu\text{m}$ peut être négligée.

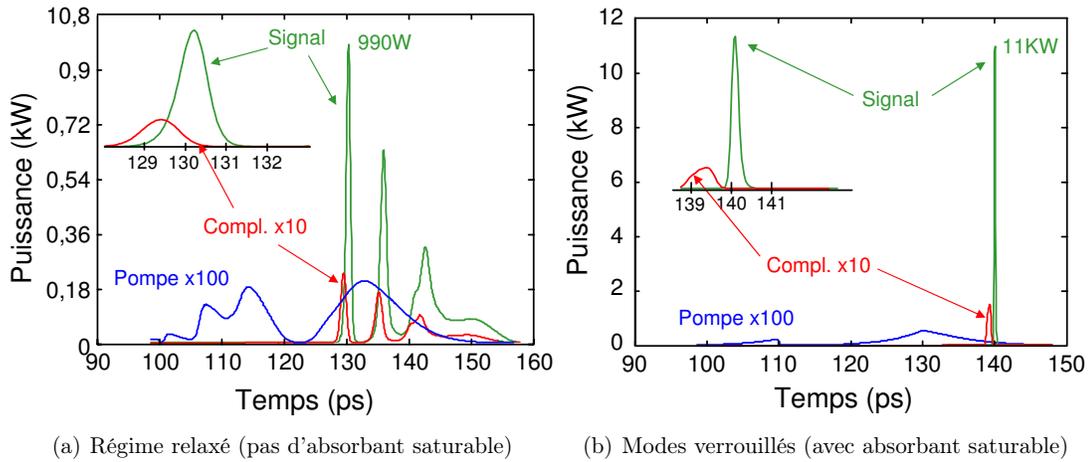


FIGURE 4.2 – Allures temporelles du signal, complémentaire, et de la pompe dépeuplée dans un OPO GaAs à modes verrouillés passivement. L'absorbant saturable répond instantanément à la puissance avec une puissance de saturation de 25 kW. La durée de l'impulsion de pompe est de 20 ps et son énergie est de 9 nJ. les pertes de la cavité sont de 3 % (d'après [58]).

analogues à celle d'un laser. La différence majeure est que la période de ces oscillations est liée à δt_{ps} (et à la puissance de pompe), et est donc beaucoup plus courte que le temps de vie des photons dans la cavité. De même, le temps d'amortissement est très court. Ce phénomène avait été prédit par d'autres travaux et observé expérimentalement [114, 116, 117]. La durée de la première impulsion signal est 1 ps et sa puissance intra-cavité 990 W. Le rendement de conversion photonique vers le signal est de 70 %.

Un absorbant saturable de réponse instantanée et de puissance de saturation 25 kW est ensuite inséré dans la cavité. L'émission est alors constituée d'un pic signal unique, de durée 25 fs et de puissance crête 11 kW, visible sur la figure 4.2(b). Le rendement de conversion photonique est de 60 %. Le signal est donc 80 fois plus court que la pompe, et 25 fois plus intense, avec un très bon rendement. Un résultat très similaire est obtenu avec un absorbant saturable de temps de réponse 2 ps et d'intensité de saturation 12 kW.

Ces résultats illustrent bien l'effet de « compression » dû à l'action conjointe des différences de temps de groupe, de la saturation et de l'absorbant saturable. En effet, la durée de l'impulsion signal dans les OPO synchrones est rarement inférieure à 10 ou 20 fois la durée de l'impulsion pompe pour des rendements similaires [114].

4.2.4 Modélisation numérique : pompage continu

L'OPO GaAs simplement résonnant est ensuite pompé en continu. Pour accélérer le temps de calcul, les pertes ont été augmentées à 9 % et l'OPO est pompé 6 fois au dessus du seuil. En l'absence d'absorbant saturable, le régime stationnaire est une oscillation continue avec 390 W intra-cavité dans le signal. Avec un absorbant saturable instantané, le régime continu n'est plus possible et des impulsions apparaissent, visibles sur la figure 4.3(a). La durée des impulsions signal est d'environ 300 fs, et leur puissance crête d'une dizaine de kilowatts. Comme nous l'avions annoncé précédemment, un pompage synchrone n'est donc pas nécessaire pour verrouiller les modes de cet OPO. Toutefois, l'OPO émet plusieurs impulsions par tour de cavité (~ 20). Ce phénomène se produit dès que l'impulsion de pompe est plus longue que la différence de temps de groupe δt_{ps} , qui vaut 18 ps ici. Du gain est alors disponible pour que plusieurs impulsions séparées naissent. Entre deux impulsions se crée un intervalle où le gain est absent car la pompe y a été dépeuplée. Cet intervalle est bien sûr de l'ordre de grandeur de δt_{ps} , ce qu'atteste le pic à

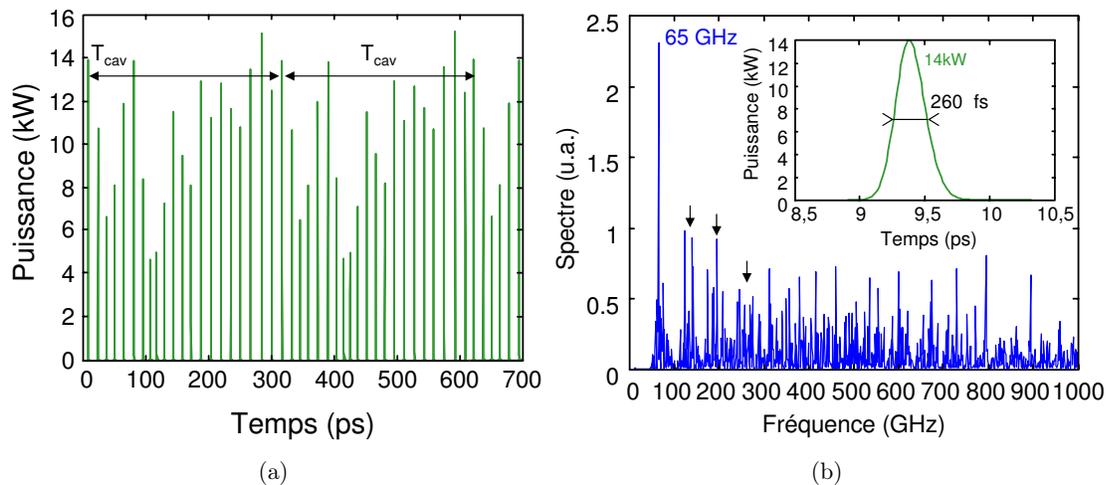


FIGURE 4.3 – (a) Signal sur deux tours de cavité de temps d’aller-retour T_{cav} . (b) Spectre du signal sur un tour de cavité (la composante à fréquence nulle a été effacée). Les multiples de la fréquence fondamentales ont été indiqués par des flèches. Encadré : vue agrandie de la première impulsion signal de (a) (d’après [58]).

60 GHz = 1/15 ps sur le spectre de la figure 4.3(b), et la présence de ses harmoniques. Après plusieurs tours de cavité, chacune des impulsions présentes dans la cavité, indépendamment de ses voisines, finit par former en sortie de l’OPO un train d’impulsions verrouillées en phase. Ce train a une période égale au temps d’aller-retour de la cavité, comme on peut le voir sur la figure 4.3(a). En plus de procurer à l’émission une fréquence de répétition élevée, ce phénomène à l’avantage de permettre un très bon recouvrement temporel entre les impulsions signal et la pompe continue, ce qui contribue à améliorer le rendement.

Nous avons vérifié qu’en l’absence de différence de temps de groupe, l’émission est continue, qu’il y ait un absorbant saturable ou non. Un certain stockage du gain est donc nécessaire pour enclencher le verrouillage des modes. À la lumière de ces résultats théoriques, il semble que l’OPO avec balayage de la pompe permet de générer des impulsions sub-picosecondes, soit avec des impulsions de pompe de plusieurs dizaines de picosecondes, soit en pompage quasi-continu. Le point fort de cette technique est le fort rendement de conversion qui peut être atteint par rapport au verrouillage actif. En utilisant du GaAs périodiquement retourné, cet OPO pourrait émettre autour de 2 μm . Pour une démonstration expérimentale, il serait en revanche plus commode d’utiliser du PPSLT:MgO (30 mm par exemple), pompé à 532 nm par un laser Nd:YAG quasi-continu doublé en fréquence. Dans ce cas, le milieu à effet Kerr optique pourrait être le cristal lui-même, ou un cristal de KTP placé au foyer d’un télescope [118]. Ces matériaux possèdent en effet un coefficient non linéaire d’ordre trois assez élevé, comparé au saphir par exemple [119].

4.2.5 OPO à balayage de la pompe avec structure à lumière lente

Afin de tirer parti au mieux du concept de l’OPO à verrouillage passif de modes dans le cas du pompage par un laser continu, nous avons proposé dans une seconde publication (voir article P28) d’utiliser une structure à lumière lente à la longueur d’onde de pompe afin de maximiser δt_{ps} , et même d’avoir un seul train d’impulsions séparées de T_{cav} . Le principe de l’OPO à lumière lente est présenté sur la figure 4.4(a) où des images « instantanées » de la pompe, du signal et du complémentaire sont représentées pour trois instants pendant un tour de cavité de durée T_{cav} . Le rapport des vitesses de groupe signal et pompe est supposé égal à 4 dans cet exemple. Comme on peut le voir, l’impulsion signal qui circule dans

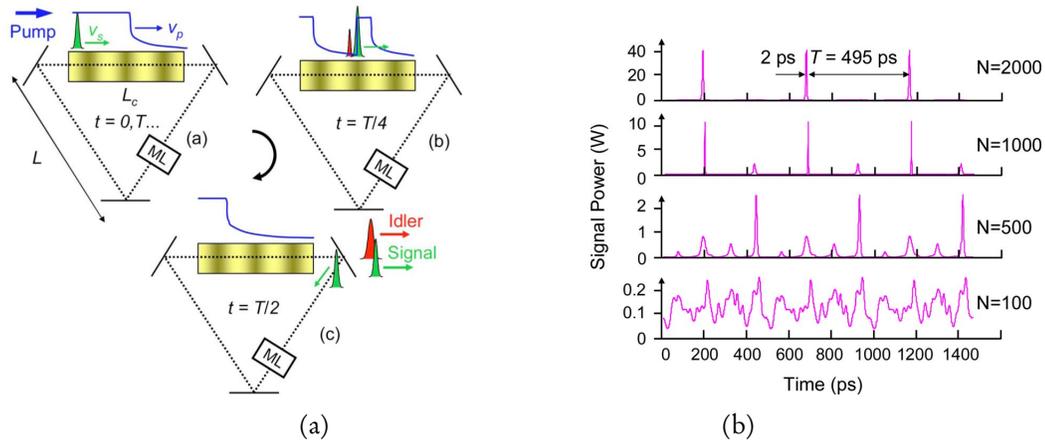


FIGURE 4.4 – (a) Principe de l'OPO à verrouillage passif de modes et à balayage de la pompe utilisant une structure à lumière lente à la longueur d'onde de pompe. (b) Modélisation du développement des impulsions par verrouillage passif de modes dans l'OPO en fonction du nombre de tours de cavité pour un pompage continu (d'après la publication P28).

la cavité entre dans le cristal non linéaire à $t = 0$. À $t = T_{\text{cav}}/2$, elle atteint l'autre extrémité du cristal tandis que la pompe n'a traversé qu'un quart de sa longueur. Ensuite, à $t = T_{\text{cav}}$ (ce qui est possible car le signal se propage dans l'air), et après avoir été raccourcie par le dispositif de verrouillage passif de modes (ML), l'impulsion signal arrive à nouveau à l'entrée du cristal non linéaire tandis que la pompe a seulement atteint le milieu du cristal. Ainsi, le signal et le complémentaire balayent deux fois la pompe à chaque tour de cavité pour une bonne extraction de l'énergie.

De manière fortuite, la même structure peut être utilisée pour réaliser à la fois le ralentissement de l'onde pompe et l'accord de phase par modification de la dispersion chromatique. La structure proposée et analysée dans la publication P28 est un simple réseau de Bragg inscrit dans le matériau non linéaire. En effet, le réseau de Bragg est la structure à lumière lente la plus basique et son utilisation pour réaliser l'accord de phase a été proposé dès 1970 [120]⁷. Nous avons proposé d'utiliser GaAs comme matériau non linéaire mais d'autres cristaux peuvent être utilisés. Les conditions pour satisfaire l'accord de phase tout en ralentissant la vitesse de groupe de la pompe sont analysées aux moyens de formules analytiques présentées dans la publication P28. Une fois la structure dimensionnée⁸, une modélisation numérique de l'OPO est réalisée en résolvant les équations non linéaires couplées et en considérant un absorbant saturable pour réaliser le verrouillage passif de modes⁹. Les résultats de cette modélisation sont présentés sur la figure 4.4(b) où nous avons tracé l'allure temporelle du signal après N tours de cavité en démarrant du bruit. À $N = 100$, l'émission ressemble encore à du bruit aléatoire surimposé à un piédestal continu. À $N = 500$, des pics isolés apparaissent là où l'absorbant saturable devient blanchi — il s'agit du « second » seuil du verrouillage passif de modes [121]. Ensuite, les pics voisins séparés de moins de 100 ps entrent en compétition pour les mêmes photons de pompe. À la fin de ce processus de compétition, un seul train d'impulsion subsiste, indiquant un verrouillage de modes parfait. Cette phase transitoire dure environ 2000 tours de cavité ($2 \mu\text{s}$) dans le cas de notre modélisation. La durée des impulsions est ici d'environ 2 ps. Cette durée relativement longue est due à la différence de temps de groupe entre le signal et le

7. Encore une fois par Bloembergen et ses collaborateurs.

8. Dans le cas présent, il s'agit d'un guide en GaAs de longueur 2 cm comportant un réseau de Bragg caractérisé par une modulation de l'indice effectif de 3,5%. Avec cette structure, le facteur de réduction de la vitesse de groupe de la pompe est de 4,5 et les longueurs d'onde considérées sont $\lambda_p = 1,55 \mu\text{m}$, $\lambda_s = 2,85 \mu\text{m}$ et $\lambda_c = 3,44 \mu\text{m}$. Le temps de propagation de la pompe dans le guide GaAs est d'environ 900 ps tandis qu'il est d'environ 220 ps pour le signal et le complémentaire.

9. Il s'agit ici d'un absorbant saturable avec une absorption maximal de 5%, un temps de réponse de 10 ps et une puissance de saturation de 250 mW.

complémentaire qui est estimée à 1,4 ps et également au temps de réponse de l'absorbant saturable. Ce dernier point pourrait être amélioré avec un autre dispositif de verrouillage de modes, comme une lentille à effet Kerr ou du graphène.

4.2.6 Conclusion

Nous avons proposé et étudié théoriquement le concept d'OPO à balayage de pompe à verrouillage passif de modes. Tout d'abord, nous avons analysé comment cette approche permet de générer efficacement des impulsions brèves à partir d'impulsions de pompe significativement plus longues. Ensuite, nous avons étudié le cas du pompage continu et avons montré que ce concept devrait permettre de générer des impulsions courtes à partir d'un pompage continu tout en préservant une bonne efficacité de conversion, ce qui apporterait une rupture par rapport aux travaux existants sur le verrouillage actifs de modes dans les OPO continus [112, 113, 122].

Nos travaux peuvent être mis en perspective avec les travaux récents réalisés par Ulvila et coll. sur la génération de peignes de fréquences en insérant, dans la cavité d'un OPO continu, un second cristal non linéaire, hors accord de phase, assurant la même fonction qu'un milieu Kerr en exploitant des effets non linéaires quadratiques en cascade [123]. Ces travaux ont permis de générer un peigne de fréquences régulièrement espacées en sortie d'OPO sans néanmoins conduire à la production de trains d'impulsion courtes. De plus, l'effet de balayage de la pompe n'y était pas exploité.

La mise en œuvre expérimentale du concept proposé d'OPO à balayage de la pompe reste donc encore à réaliser. Des tests préliminaires ont été effectués en insérant des absorbants saturables à base de graphène dans la cavité de l'OPO synchrone picoseconde à base de LiNbO_3 à quasi-accord de phase aperiodique¹⁰ (voir section 4.4). Les facteurs de compression observés par rapport à la cavité sans absorbant saturable sont néanmoins restés modestes (au maximum un facteur trois) et n'étaient pas significatifs par rapport à l'effet de compression également observé en désaccordant le synchronisme entre la cavité OPO et le laser de pompe (voir conférence C20). Pour mettre en évidence plus clairement l'effet bénéfique de l'absorbant saturable, il semble donc nécessaire de concevoir une expérience spécifiquement dédiée (optimisation de δt_{ps} , compensation de la dispersion chromatique de la cavité) et de passer à un pompage continu qui permettrait de mettre en évidence de manière plus spectaculaire le verrouillage passif de modes.

4.3 Miroir non linéaire

4.3.1 Introduction

Comme indiqué en introduction de ce chapitre (cf. Section 4.1), l'idée de départ était d'utiliser l'OPO comme miroir non linéaire, à l'intérieur de la cavité du laser de pompe, afin de rétroagir sur le milieu amplificateur du laser de pompe pour obtenir le verrouillage de modes tout en bénéficiant du stockage d'énergie dans le milieu laser.

Des premières études ont été réalisées dans ce sens lors de la thèse de J.-M. Melkonian [58]. Pour cela une expérience a été montée avec un OPO doublement résonnant placé dans la cavité d'un laser Nd:YAG pompé par flash. Cependant, comme exposé dans le manuscrit de thèse de J.-M. Melkonian, il est rapidement apparu qu'un tel système où laser et OPO sont fortement couplés possède une dynamique très complexe et difficilement modélisable et exploitable.

Nous avons alors décidé de nous tourner vers un dispositif plus simple où la fonction de porte optique ultra-rapide est assurée par un cristal non linéaire de génération de second harmonique en configuration double-passage. Cette approche, dite du miroir non linéaire de Stankov [124], avait déjà été appliquée

10. Également appelé par abus de langage PPLN « chirpé ».

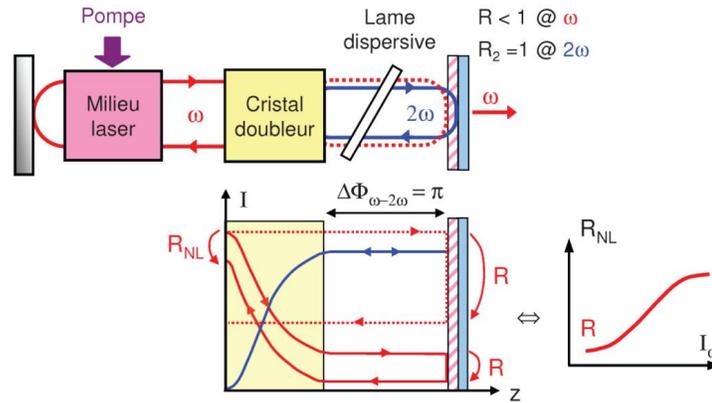


FIGURE 4.5 – Principe du miroir non linéaire d'ordre deux (d'après [130]).

avec succès au verrouillage de modes dans les lasers solides de forte puissance à $1\ \mu\text{m}$ et $1,3\ \mu\text{m}$ [125–128], ainsi qu'au laser Ti:saphir [129].

L'originalité de notre approche a été de transposer ce concept à l'infrarouge moyen en l'appliquant au laser Cr:ZnSe qui permet de générer un rayonnement accordable autour de $2\text{--}3\ \mu\text{m}$ (Publication P16). Outre son utilisation directe, un tel laser présente un fort intérêt pour le pompage synchrone d'OPO émettant en bande III. En effet, comme cela a déjà été discuté dans le chapitre 3, la plupart des cristaux non linéaires adaptés à la bande III ne sont pas compatibles avec un pompage à $1\ \mu\text{m}$ ou $1,5\ \mu\text{m}$. Ainsi, pour la démonstration du premier OPO ZnGeP₂ picoseconde (cf. Section 4.4), nous avons dû mettre en œuvre une architecture d'OPO en tandem où un laser à $1\ \mu\text{m}$ pompe de manière synchrone un OPO PPLN autour de $2,5\ \mu\text{m}$ qui pompe, lui-même, un OPO ZGP. Disposer d'un laser à verrouillage de modes émettant directement au-delà de $2\ \mu\text{m}$ serait donc très intéressant pour simplifier les architectures de source.

4.3.2 Principe du miroir non linéaire d'ordre deux

Le principe du miroir non linéaire d'ordre deux est schématisé sur la figure 4.5. La cavité laser oscille à ω avec un coupleur de sortie partiellement réfléchissant à ω , $R < 1$, et hautement réfléchissant à 2ω , $R_2 = 1$. Un cristal doubleur de fréquence est inséré dans la cavité près du coupleur. Il est réglé à l'accord de phase de façon à maximiser la conversion $\omega + \omega \rightarrow 2\omega$, la phase relative entre l'onde à ω et l'onde à 2ω valant $\varphi = \pi/2$. La distance optique entre le cristal et le coupleur est telle que les ondes à ω et 2ω se déphasent de π , afin de maximiser la reconversion $2\omega \rightarrow \omega + \omega$ au retour, la phase relative valant alors $\varphi = -\pi/2$. Comme l'onde à 2ω subit beaucoup moins de pertes que l'onde à ω , la puissance qui revient vers le laser est plus élevée en présence du cristal non linéaire. La réflectivité de sortie équivalente vue par le laser est donc $R_{NL} \geq R$. Comme schématisé sur la figure 4.5, la réflectivité équivalente R_{NL} augmente avec l'intensité à ω , car l'efficacité des processus de doublage et de reconversion augmente avec l'intensité. Autrement dit, l'ensemble {cristal non linéaire + miroir dichroïque} forme un miroir non linéaire, dont la fonction de transfert est celle d'une porte optique.

La fonction de porte optique est la fonction de base servant à favoriser le régime impulsionnel, constitué d'impulsions courtes et intenses, par rapport au régime continu, de faible intensité. Pour que ce système fonctionne correctement, l'efficacité de doublage du cristal, et la réflectivité à ω du miroir dichroïque sont deux paramètres critiques. Leur détermination nécessite une modélisation dynamique du système complet, ce qui a été effectuée dans la thèse de J.-B. Dherbecourt [130]. Le déphasage entre les

ondes au retour est également très important, mais il peut facilement être ajusté par translation d'une lame dispersive prismatique.

4.3.3 Laser $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ à verrouillage de modes

Découvert en 1996 [131], le ZnSe dopé Cr^{2+} fait partie d'une famille de matériaux lasers à base de semi-conducteurs II-VI dopés chrome. Les propriétés de ce milieu laser sont assez exceptionnelles. Tout d'abord, il présente un gain laser autour de $2,5\ \mu\text{m}$, dans une région qui compte peu ou pas d'alternatives. Ensuite, sa bande d'émission est très large, puisqu'elle s'étend de 2 à $3\ \mu\text{m}$. Elle est même comparable à celle du Ti:Saphir, ce qui permet de produire des impulsions très courtes. L'efficacité de ce laser est renforcé par une faible énergie de phonon qui permet le fonctionnement à température ambiante, une faible absorption par l'état excité, et une large bande d'absorption ($1,5\text{--}2\ \mu\text{m}$) permettant le pompage par diverses sources de pompe [132, 133]. Pour la génération d'impulsions courtes, le $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ présente également l'avantage de posséder une forte non-linéarité d'ordre trois, ce qui est favorable pour le verrouillage de modes par effet Kerr optique. Son principal défaut est une forte variation de l'indice avec la température, qui est 6 fois celle du Nd:YAG ramenée à l'indice de réfraction. Il a donc tendance à former une lentille thermique à forte puissance, bien que cet effet soit partiellement compensé par sa bonne conductivité thermique, qui est 1,2 fois celle du Nd:YAG.

Le laser Cr:ZnSe est donc un candidat idéal pour la génération d'impulsions courtes à $2\text{--}3\ \mu\text{m}$, et de manière accordable. Parmi les travaux déjà publiés sur ce sujet, les premiers concernent le verrouillage actif des modes avec la génération d'impulsions picoseconde [134]. Afin d'atteindre des impulsions plus courtes, la plupart des travaux suivants ont porté sur le verrouillage passif de modes [135]. Sans chercher à être exhaustif, on peut mentionner le verrouillage de modes par lentille de Kerr [136], à l'aide d'un miroir semi-conducteur à absorbant saturable (ou SESAM) [137] et, plus récemment, au moyen au moyen d'un absorbant saturable à base de graphène [138]. Jusqu'à présent, les impulsions les plus brèves ont été produites au moyen d'un SESAM avec une durée minimale rapportée de 80 fs [139].

Dans le domaine des impulsions picosecondes, utiles pour de nombreuses applications de spectroscopie résolue en temps qui nécessitent des impulsions brèves avec un spectre moins large que les impulsions femtosecondes¹¹, le miroir non linéaire d'ordre deux présente divers avantages :

- il n'utilise que des composants standards ;
- il est naturellement adapté aux fortes puissances car il ne met pas en œuvre d'absorption¹² ;
- il est transposable à n'importe quelle longueur d'onde, ce qui permet de conserver une grande accordabilité en comparaison des SESAM¹³.

C'est donc *a priori* un très bon candidat pour le verrouillage des modes du laser Cr:ZnSe. Toutefois, comme pour tout miroir non linéaire, il doit être dimensionné spécifiquement pour le laser dans lequel il est inséré, afin d'obtenir un régime stable d'impulsions courtes. Il est donc nécessaire de mener une étude complète, théorique et expérimentale, du miroir non linéaire appliqué au Cr:ZnSe.

4.3.4 Modélisation

Les détails du modèle et des méthodes numériques utilisées sont décrits dans le manuscrit de thèse de J.-B. Dherbecourt [130]. Le principe et les étapes essentielles du calcul numérique sont représentés de

11. Par exemple, la caractérisation des non-linéarités optiques dans les structures résonnantes, le diagnostic optique dans les installations de combustion ou la mesure résolue en temps de la réponse spectrale de photodétecteurs.

12. Sauf l'absorption résiduelle des composants.

13. Ce point est à modérer avec l'émergence actuelle des absorbants saturables très large bande à base de graphène dont l'application à Cr:ZnSe est postérieure à nos travaux.

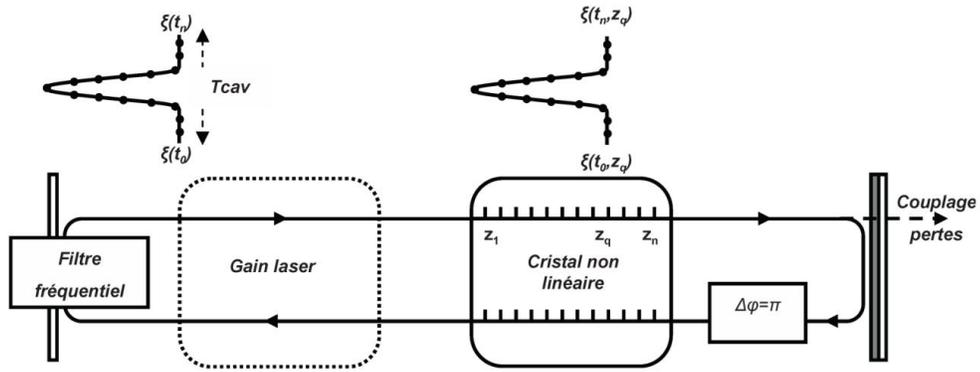


FIGURE 4.6 – Principe du modèle du verrouillage de modes d'un laser par miroir non linéaire (d'après [130]).

manière schématique sur la figure 4.6. Le gain en amplitude dans le milieu laser pour un tour complet de cavité est

$$g(\omega) = \exp[\Delta N \sigma_g l_g f(\omega)], \quad (4.7)$$

où ΔN est l'inversion de population moyenne du milieu laser, σ_g est la section efficace d'émission laser, l_g est la longueur du milieu laser, et $f(\omega)$ est la forme de la raie laser, supposée de profil lorentzien et de largeur $\Delta\omega = \pi/T_2$, où T_2 est le temps de décohérence de la transition. À chaque tour de cavité, l'inversion de population est mise à jour pour tenir compte de la saturation du milieu à gain. Ceci se fait en résolvant l'équation des populations classique [121] :

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \frac{1}{T_1} \left(\Delta N_0 - \Delta N - 2 \Delta N \frac{\langle I \rangle}{I_{\text{sat}}} \right), \quad (4.8)$$

avec T_1 est le temps de vie effectif du niveau excité, ΔN_0 est la valeur qu'atteint ΔN en l'absence d'oscillation, $I_{\text{sat}} = 1/T_1 \sigma_g$ est l'intensité de saturation, et $\langle I \rangle$ est l'intensité laser dans la cavité, moyennée sur la fenêtre temporelle. Le fait de prendre une intensité moyenne revient à négliger l'épaisseur du cristal, ainsi que les effets de façonnage de l'impulsion par la saturation, ce qui est possible pour des lasers à gain modéré comme le nôtre. Ceci est également justifié par le fait que le temps de vie de ce laser (5 μs) est très long devant le temps d'aller-retour de la cavité (4 ns) ou la durée d'impulsion attendue (< 100 ps).

L'interaction dans le cristal non linéaire est décrite par une résolution numérique des équations non linéaires couplées. Le calcul prend notamment en compte la bande passante du cristal par le biais de la différence de vitesses de groupe entre l'onde fondamentale et le second harmonique. De cette manière, nous sommes en mesure de visualiser le façonnage des impulsions par le cristal doubleur.

Un filtre fréquentiel de type Fabry-Perot est appliqué à la transformée de Fourier du signal à chaque tour de cavité. L'utilité de ce filtre est principalement numérique, afin d'éviter les problèmes d'*aliasing*. D'un point de vue pratique, ce filtrage spectral simule les éléments filtrants de la cavité.

La figure 4.7 présente l'évolution de la puissance crête et la durée d'une impulsion lorsque la réflectivité du coupleur à ω vaut 93 %. Dans ce cas, le laser est à modes verrouillés en régime quasi-continu. Le temps de construction du verrouillage de modes est d'environ 50 μs . Ce temps de construction n'a cependant pas de véritable sens pratique et dépend fortement de l'amplitude du bruit de fluorescence injecté en initialisation du calcul. La durée de l'impulsion diminue alors très rapidement pour atteindre une durée de 25 ps en régime stationnaire. Parallèlement la puissance crête en sortie de cavité passe d'environ 200 mW à près de 12 W. La figure 4.7(b) montre la forme de l'impulsion calculée en régime permanent. Sous l'effet de la différence des vitesses de groupe entre l'onde fondamentale et le second harmonique, la forme de l'impulsion est fortement asymétrique.

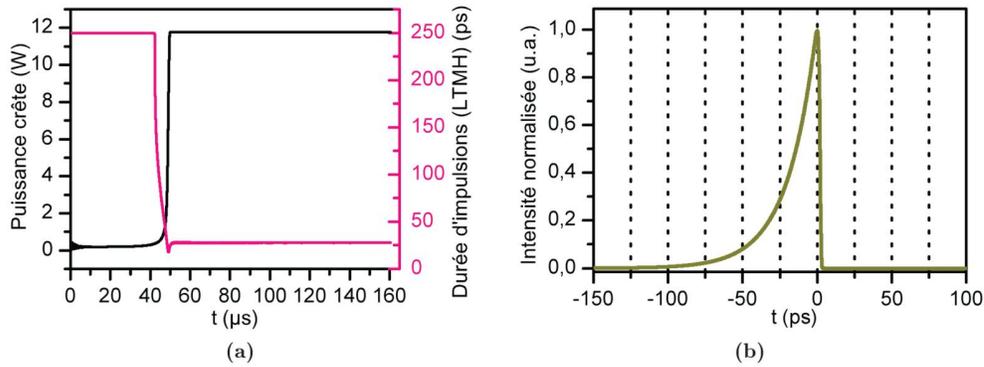


FIGURE 4.7 – Évolution du verrouillage de modes dans le laser $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ avec un miroir non linéaire d'ordre deux. Les paramètres de la simulation sont ceux des tableaux 3.4 et 3.5 du manuscrit de thèse de J.-B. Dherbecourt [130], avec $R_\omega = 93\%$ et un taux de pompage $r = 5,7$. (a) Évolutions de la durée d'impulsion à mi-hauteur et de la puissance crête en sortie de cavité. (b) Forme de l'impulsion calculée (d'après [130]).

Si la valeur de la réflectivité du coupleur passe de 0,93 à 0,9, alors la fonction de réflectivité non linéaire du laser est modifiée sans modification du gain. Il s'avère alors que le laser se déclenche passivement au bout d'un nombre restreint de tours de cavité. Ce cas est présenté sur la figure 4.8. Lorsque le laser est déclenché passivement, la puissance crête varie fortement dans le temps, contrairement au cas où le laser est en régime quasi-continu [cf. Figure 4.8(b)]. La période des impulsions déclenchées est d'environ $1,45 \mu\text{s}$, ce qui est du même ordre de grandeur que le temps de vie de l'état excité dans $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ ($T_1 = 5 \mu\text{s}$), et la durée des impulsions déclenchées est de l'ordre de 600 ns. L'évolution de l'inversion de population en fonction du temps [cf. Figure 4.8(a)] confirme que le régime dynamique du laser $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ est bien celui d'un laser déclenché où l'inversion de population est modulée périodiquement. Néanmoins, les modes du laser sont toujours verrouillés en phase puisque la durée des impulsions oscille de manière régulière entre 8 ps et 30 ps [cf. Figure 4.8(c)]. Le laser se trouve donc dans un régime dynamique hybride déclenché-verrouillage de modes qui apparaît classiquement pour les lasers ayant un temps de vie relativement long.

La simulation du verrouillage de mode d'un laser $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ par miroir non linéaire fait donc apparaître le rôle central joué par la saturation relative du laser et du miroir non linéaire. En effet, le fait de modifier, même légèrement, la réponse du miroir non linéaire en fonction de l'intensité incidente peut faire passer le laser d'un régime de pur verrouillage de modes à un régime déclenché hybride.

Le verrouillage de modes de notre laser $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ est donc possible d'après nos simulations. Le calcul prédit des impulsions de l'ordre de quelques dizaines de picosecondes, et un profil d'impulsion fortement asymétrique du fait de la différence des vitesses de groupe dans le PPLN entre le fondamental et le second harmonique.

4.3.5 Réalisation expérimentale

La démonstration du verrouillage de modes d'une source $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ s'est faite selon une démarche principalement guidée par le déblocage de verrous expérimentaux rencontrés avant la réalisation du montage final représenté sur la figure 4.9. Nous nous contentons ici de présenter les résultats obtenus avec cette configuration finale sachant que le lecteur curieux d'en savoir plus pourra consulter les manuscrits de thèse de J.-M. Melkonian [58] et J.-B. Dherbecourt [130].

La cavité laser est constituée de quatre miroirs concaves qui forment trois bras dont deux bras focalisés selon un arrangement en Z . Les deux bras focalisés sont nécessaires pour obtenir à la fois un gain élevé dans le cristal de $\text{Cr}:\text{ZnSe}$, et une forte efficacité de conversion dans le cristal non linéaire. Le cristal de $\text{Cr}:\text{ZnSe}$, de longueur 5 mm, est traité antireflet aux longueurs d'onde de pompe et laser, c.-à-d. à

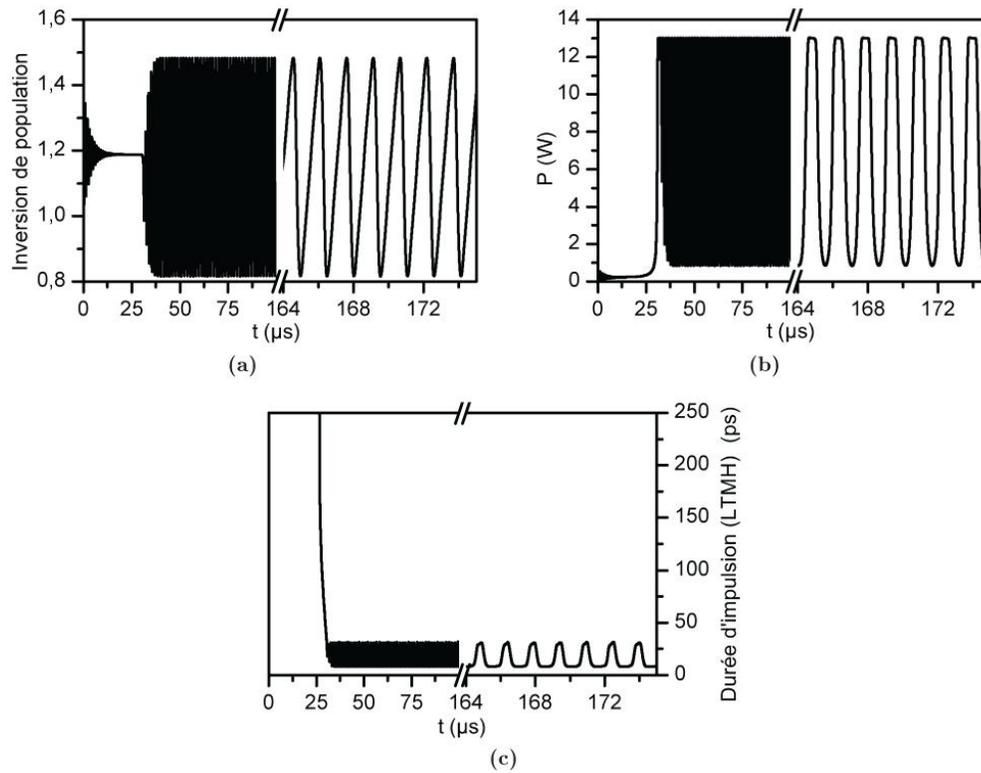


FIGURE 4.8 – Évolution du déclenchement passif dans le laser $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ avec un miroir non linéaire d'ordre deux. Les paramètres de la simulation sont ceux des tableaux 3.4 et 3.5 du manuscrit de thèse de J.-B. Dherbecourt [130], avec $R_{\omega} = 90\%$ et un taux de pompage $r = 4,7$. (a) Inversion de population normalisée. (b) Puissance crête. (c) Durée des impulsions (d'après [130]).

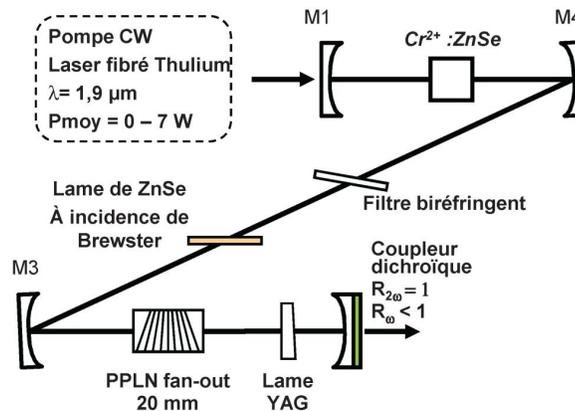


FIGURE 4.9 – Schéma du montage utilisé pour le verrouillage en phase des modes longitudinaux d'un laser $\text{Cr}:\text{ZnSe}$ par miroir non linéaire (d'après [130]).

1,9 μm et 2,5 μm . Son absorption linéaire à la longueur d'onde de pompe est de 4 cm^{-1} . Il est pompé longitudinalement par un laser à fibre dopé thulium délivrant jusqu'à 7 W en entrée de cristal. Les deux bras focalisés de la cavité accueillent le cristal laser et le miroir non linéaire. Les miroirs M_1 , M_2 , et M_3 sont hautement réfléchissants à la longueur d'onde laser et transparents à la longueur d'onde pompe. M_1 a pour rayon de courbure 50 mm, tandis que M_2 , M_3 et le coupleur ont pour courbure 100 mm. La cavité est dimensionnée de sorte que le rayon à $1/e^2$ soit de 65 μm dans le cristal laser et de 100 μm dans le cristal doubleur. Une lame de ZnSe à incidence de Brewster est placée dans le bras collimaté de la cavité afin d'assurer une polarisation rectiligne, de même qu'un filtre fréquentiel est utilisé pour contraindre la longueur d'onde d'émission du laser. Le filtre fréquentiel est une lame de quartz biréfringente (filtre de Lyot) dimensionnée de sorte que sa bande passante spectrale soit équivalente à l'acceptance spectrale théorique du PPLN, soit environ $= 1 \text{ THz}$ à 2,5 μm . En tournant la lame de quartz dans son propre plan, le laser peut être accordé entre 2,35 μm et 2,6 μm . Le miroir non linéaire est composé de trois éléments : un cristal doubleur, une lame dispersive pour assurer le déphasage entre le fondamental et le second harmonique au retour, et un miroir dichroïque. Le cristal non linéaire est un cristal de PPLN dopé MgO de longueur 20 mm dont le réseau de quasi-accord de phase présente un motif en éventail (*fan-out*) dont la période varie linéairement entre 35 et 35,7 μm selon la section transversale de 10 mm du cristal. Pour une température fixée à 74 °C, la longueur d'onde vérifiant la condition de quasi-accord de phase pour la SHG peut être facilement accordée sur la plage 2,44–2,56 μm par simple translation du cristal non linéaire. La lame de phase est une lame de YAG prismatique de 12,7 mm de diamètre, traitée antireflet et présentant un angle de 1°. Cet angle de prisme permet d'ajuster linéairement le déphasage relatif entre le fondamental et le second harmonique sur une amplitude de plus de 6π par simple translation de la lame sans induire de désalignement de la cavité laser.

La réflectivité R_ω est un paramètre fondamental qui va définir la réflectivité non linéaire du miroir non linéaire. Comme nous l'avons vu, un contraste de réflectivité trop important entre R_ω et $R_{2\omega}$ est favorable au déclenchement passif du laser. Nous avons donc opté pour un jeu de miroirs diélectriques de forte réflectivité à ω : $R_{c1} = 96,5\%$, $R_{c2} = 92,5\%$, et $R_{c3} = 85\%$; tandis que les trois miroirs présentent une haute réflectivité à 2ω .

Nous nous sommes intéressés à l'évolution du verrouillage de modes en fonction des différents paramètres du miroir non linéaire, à savoir le désaccord de phase Δk et la phase non linéaire au retour $\Delta\varphi$. Dans un premier temps, nous avons voulu vérifier la périodicité du réglage du miroir non linéaire avec la position transversale de la lame prismatique de YAG. Pour cela, nous nous sommes placés en un point de fonctionnement pour lequel le laser Cr:ZnSe est dans un régime de verrouillage de modes stable puis nous avons translaté la lame prismatique de YAG afin de faire varier $\Delta\varphi$. Nous observons alors qu'il existe plusieurs positionnements transverses de la lame de phase espacés périodiquement d'environ 2 mm, pour lesquels le laser est à modes verrouillés. Cette observation est cohérente avec la variation périodique attendue de $\Delta\varphi$. Dans un second temps, nous faisons la même expérience en translatant cette fois-ci le cristal non linéaire à partir d'un réglage où le verrouillage de modes est stable. Le positionnement transversal du PPLN *fan-out* présente alors une acceptation de l'ordre de 1 mm, en dehors de laquelle le laser est continu, ce qui correspond approximativement à l'acceptation de doublage mesurée en simple passage. D'après ces deux tests, il est possible de conclure que le verrouillage de modes du laser résulte d'un effet de réflectivité non linéaire, pour lequel il existe un optimum de réglage du couple $\{\Delta k, \Delta\varphi\}$.

La plupart des caractérisations expérimentales sont effectuées en modulant la puissance de pompe par un chopper afin de réduire la puissance moyenne et donc la lentille thermique dans le cristal laser. La figure 4.10 représente des oscillogrammes du train d'impulsions enregistrés à différentes échelles de temps. Les mesures sont effectuées à l'aide d'un détecteur HgCdZnTe rapide, dont le temps de montée est de l'ordre de la nanoseconde. Ces enregistrements indiquent que le laser émet des impulsions à une cadence de 220 MHz, ce qui correspond au taux de répétition de la cavité, nous sommes donc bien en

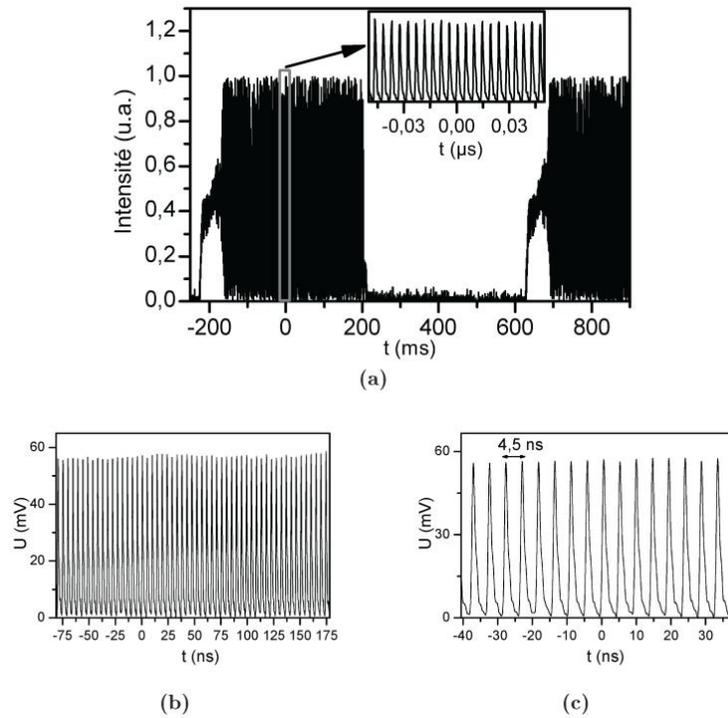


FIGURE 4.10 – Train d’impulsions à différentes échelles. Le taux de répétition des impulsions est de 220 MHz. (a) Train d’impulsions laser. La pompe est modulée par un chopper de cycle régulier d’environ 400 ms. (b) Train d’impulsions sur 250 ns. Les fluctuations du train de verrouillage de modes sont dues à un sous-échantillonnage de l’oscilloscope (c) Zoom de (b) sur 80 ns (d’après [130]).

présence d’un laser à modes verrouillés en phase.

L’évaluation de la durée des impulsions est réalisée au moyen d’un autocorrélateur optique — basé sur un interféromètre de Michelson et une détection à deux photons — analogue celui utilisé pour étudier les corrélations de photons dans le chapitre 5 (hormis le détecteur qui est ici une simple photodiode InGaAs de longueur d’onde de coupure $\lambda_c = 1,8 \mu\text{m}$). Pour réaliser la mesure, nous avons dû désaligner légèrement l’interféromètre de sorte à éviter que des retours ne viennent perturber l’émission du laser pendant la durée de la mesure. La trace d’autocorrélation mesurée dans ces conditions est représentée sur la figure 4.11(a).

L’interférogramme relevé n’est pas complètement contrasté, en partie du fait du léger désalignement imposé sur les bras de l’interféromètre. Par ailleurs, la trace d’autocorrélation n’est pas parfaitement symétrique, ce qui est dû à la dérive en puissance du laser pendant le temps de l’acquisition. Nous sommes néanmoins en mesure d’évaluer la durée des impulsions émises par le laser. La durée à mi-hauteur de l’enveloppe d’autocorrélation en intensité est ainsi estimée à 85 ps^{14} .

L’un des résultats expérimentaux importants de ce travail est la réalisation d’un verrouillage de modes largement accordable dans l’infrarouge moyen. Cette large accordabilité est permise à la fois par la large bande de gain du Cr:ZnSe, et par la possibilité d’accorder en longueur d’onde le miroir non linéaire par l’utilisation d’un cristal *fan-out*. La sélection en longueur d’onde est réalisée par le filtre biréfringent inséré dans la cavité. Comme illustré par la figure 4.11(b), l’accordabilité du fonctionnement à verrouillage de

14. Les impulsions émises par le laser à modes verrouillés ont, par conséquent, une durée inférieure à cette valeur. Néanmoins, comme nous l’avons vu au paragraphe 4.3.4, nous nous attendons à avoir un profil d’impulsion très asymétrique. Il est donc difficile de supposer un profil d’impulsion pour remonter à une mesure de la largeur à mi-hauteur à partir de la trace d’autocorrélation.

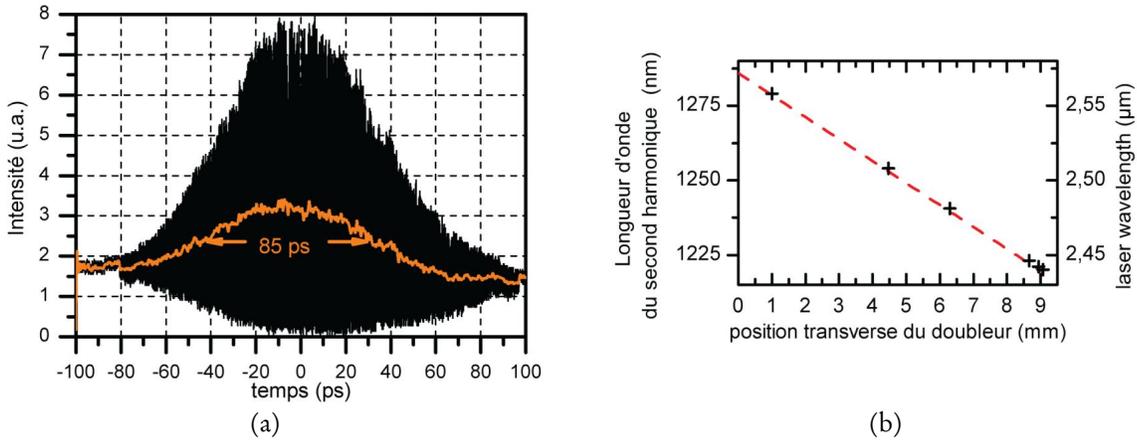


FIGURE 4.11 – (a) Trace d'autocorrélation (orange) enregistrée par détection à deux photons en sortie d'un interféromètre de Michelson. (b) Accordabilité du laser Cr:ZnSe à modes verrouillés en phase par miroir non linéaire en fonction de la position transverse du cristal *fan-out* (d'après [130]).

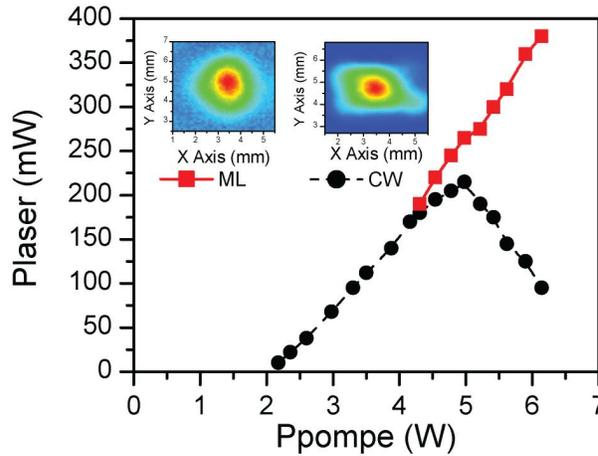


FIGURE 4.12 – Caractéristique en puissance du laser Cr:ZnSe à modes verrouillés comparée à la caractéristique en continu. Le coupleur de sortie est $R_{c2} = 92,5\%$. La puissance en régime impulsionnel est relevée en l'absence de modulation par le chopper pendant le laps de temps (en général de l'ordre de quelques minutes) pendant lequel l'émission laser est impulsionnelle avant de retomber en régime continu (d'après [130]).

modos a pu être démontrée entre 2,43 μm et 2,55 μm. La puissance émise sur cette plage est quasiment constante, sauf sur les bords où la transmission du filtre de Lyot commence à baisser. Une accordabilité encore plus large est donc envisageable en optimisant le dispositif.

La plupart des mesures et caractérisation du verrouillage de modes ont été réalisées lorsque le miroir non linéaire est monté avec le coupleur de sortir $R_{c2} = 92,5\%$. En pratique, le verrouillage de modes a pu être obtenu avec les deux autres coupleurs à notre disposition, mais le régime impulsionnel le plus stable a été obtenu avec le coupleur R_{c2} .

La figure 4.12 représente la puissance de sortie du laser Cr:ZnSe en fonction de la puissance de pompe incidente pour le coupleur $R_{c2} = 92,5\%$. Pour faire cette mesure, nous n'utilisons pas le chopper. Le laser est démarré en régime impulsionnel. La puissance moyenne dérive alors lentement en diminuant, du fait de l'installation de la lentille thermique dans le cristal laser, puis le laser passe en régime continu au bout de quelques minutes. La puissance de sortie en régime impulsionnel est donc mesurée avant que la lentille thermique ne déstabilise l'émission du laser.

La caractéristique en régime continu est enregistrée en se plaçant intentionnellement hors accord de phase dans le cristal de SHG. On remarque sur la figure 4.12 que la puissance de sortie sature puis diminue lorsque la puissance de pompe dépasse les 5 W. Cette saturation de la puissance est due aux instabilités de mode spatial induites par la lentille thermique dans la cavité. C'est typiquement pour ces niveaux de puissance que le verrouillage en phase des modes du laser a pu être obtenu. Cette propriété est la principale limite rencontrée durant les expériences de verrouillage de modes.

En ce qui concerne le profil spatial du mode laser émis par le laser Cr:ZnSe, il y a une nette différence entre le régime impulsionnel pour lequel le profil spatial est circulaire, et le régime continu pour lequel le profil spatial est dégradé. Cette observation confirme que l'instabilité du verrouillage de modes est à mettre en relation avec la dégradation progressive du profil spatial du faisceau laser du fait de l'installation de la lentille thermique dans le cristal.

4.3.6 Conclusion

Après un important travail préparatoire, une expérience de démonstration du verrouillage de modes d'un laser Cr:ZnSe par miroir non linéaire d'ordre deux a pu être démontrée. Pour cela, nous avons dû étudier la faisabilité du verrouillage de modes par le biais de simulations numériques.

Le verrouillage de modes a ainsi pu être obtenu, et une caractérisation complète de la source Cr:ZnSe impulsionnelle a révélé des propriétés tout à fait prometteuses. Grâce à l'utilisation d'un cristal de PPLN *fan-out*, une large accordabilité de l'ensemble du système {laser + miroir non linéaire} a été démontrée.

Malgré les précautions prises, les effets thermiques dans le cristal de Cr:ZnSe se sont révélés être la principale limitation du verrouillage de modes en continu, et les développements futurs devront se concentrer principalement sur un redimensionnement de la cavité afin de réduire l'impact de la thermique.

4.4 OPO picoseconde à pompage synchrone

4.4.1 Contexte

Parallèlement aux travaux sur le miroir non linéaire décrits ci-avant et toujours dans le cadre de la thèse de J.-B. Dherbecourt, j'ai initié à l'ONERA de nouvelles activités sur les OPO picoseconde à pompage synchrone (*Synchronously Pumped*-OPO, SP-OPO) fonctionnant dans l'infrarouge.

Le pompage synchrone est une méthode efficace pour convertir le rayonnement fixe d'un laser à verrouillage de modes vers un rayonnement accordable. Pour cela, il est nécessaire que la cavité de l'OPO soit synchronisée avec la cavité pompe, de sorte qu'à chaque tour de cavité, l'impulsion oscillante arrive en même temps que l'impulsion pompe à l'entrée du milieu amplificateur. Ce principe est rappelé de manière schématique sur la figure 4.13.

Le premier objectif de ces activités était de démontrer une source OPO synchrone originale émettant dans la bande spectrale 4–6 μm à partir de cristaux de ZGP (Publication P20). Pour parvenir à ce résultat, nous avons d'abord développé une source de pompe adaptée : un OPO synchrone de forte puissance moyenne à base de PPLN, accordable dans la gamme spectrale 1,85–2,55 μm . Afin de rendre cette source compatible avec le pompage de l'OPO ZGP, nous avons contraint son spectre au moyen d'un réseau de diffraction inséré intra-cavité en configuration Littrow. Cette approche a permis d'atteindre les spécifications requises pour le pompage du SP-OPO ZGP dont la mise en œuvre et les performances sont présentées dans la section 4.4.3.

L'insertion du réseau de diffraction dans la cavité du SP-OPO PPLN a également conduit à un comportement initialement inattendu : Alors que l'insertion du réseau de diffraction dans la cavité du SP-OPO PPLN a effectivement permis de contraindre le spectre émis dans une bande étroite (quelques

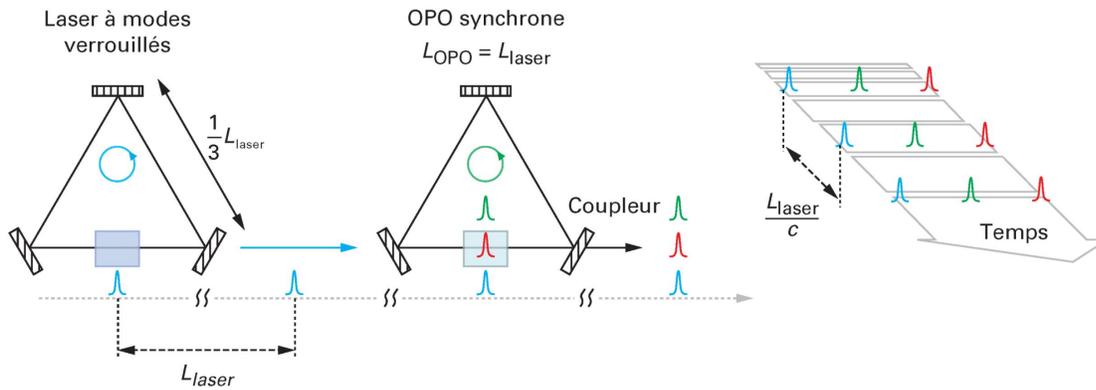


FIGURE 4.13 – Principe du pompage synchrone d'un oscillateur paramétrique en régime picoseconde (ou femtoseconde). Les cavités sont représentées dans le domaine spatial. La distance entre deux impulsions de pompe consécutives correspond donc à la longueur optique de la cavité laser. La cavité OPO est synchronisée à la cavité laser de sorte que le temps de parcours de l'impulsion signal oscillante arrive à l'entrée du cristal non linéaire en même temps que chaque impulsion de pompe. La fréquence de répétition des impulsions OPO est alors égale à celle des impulsions laser. Les longueurs sont exprimées en longueurs optiques (d'après publication O1).

nanomètres), la tolérance vis-à-vis de la longueur de cavité (position axiale du coupleur de sortie) conduisant à une synchronisation optimale s'est trouvée également augmentée. Ce phénomène, déjà observé par Hanna et coll. sans être expliqué [140], semble paradoxal si l'on considère que l'OPO n'a plus la possibilité de modifier son spectre — et donc son temps de groupe — pour compenser la désynchronisation. Afin de comprendre cet effet, nous avons mené une étude détaillée de l'influence de la variation de la longueur de cavité dans le SP-OPO contenant un réseau de diffraction. Cette analyse, présentée dans la section 4.4.2, nous a permis d'expliquer les résultats par une adaptation géométrique du mode spatial dans la cavité et a donné lieu à la publication P8.

Il est ressorti de ces études que le SP-OPO affiné spectralement par réseau de diffraction est un dispositif bien adapté pour générer un rayonnement picoseconde accordable avec une largeur de raie limitée par transformée de Fourier. Comme évoqué précédemment, ce type de source est bien adapté pour les applications de spectroscopie résolue en temps où le régime picoseconde offre un bon compromis durée d'impulsion-largeur spectrale. Cependant, l'accordabilité rapide de la source sur une large plage est délicate dès que l'on s'éloigne de certains points de fonctionnement très particuliers où la bande de gain paramétrique est très large¹⁵. En effet, un accord rapide de la longueur d'onde nécessite alors d'harmoniser les variations de la longueur d'onde centrale transmise par le filtre et de la condition d'accord de phase dans le cristal non linéaire. Afin de s'affranchir de cette limitation, nous avons initié de nouveaux développements de SP-OPO basés sur l'utilisation de cristaux à quasi-accord de phase aperiodique permettant d'obtenir une bande de gain large quelle que soit la gamme de longueur d'onde. Ces travaux, présentés dans la section 4.4.4, ont été démarrés pendant le travail de doctorat de C. Laporte et poursuivis pendant celui de D. Descloux. Ils ont d'abord concerné l'étude du SP-OPO sans filtre spectral intra-cavité, ce qui a permis de mettre en évidence des effets spectro-temporels spécifiques à ce type cristaux non linéaires et a donné lieu à la publication P3. Le travaux actuels portent sur la réalisation de sources rapidement accordables en associant un filtre spectral intra-cavité au cristal non linéaire à quasi-accord de phase aperiodique.

15. Ces points de fonctionnement très particuliers dépendent fortement du matériau utilisé ; ils correspondent au cas où les vitesses de groupe des ondes signal et complémentaire sont identiques (en particulier, proche de la dégénérescence lorsque les ondes signal et complémentaire sont identiquement polarisées) qui conduisent à une acceptation de la condition d'accord de phase extrêmement large.

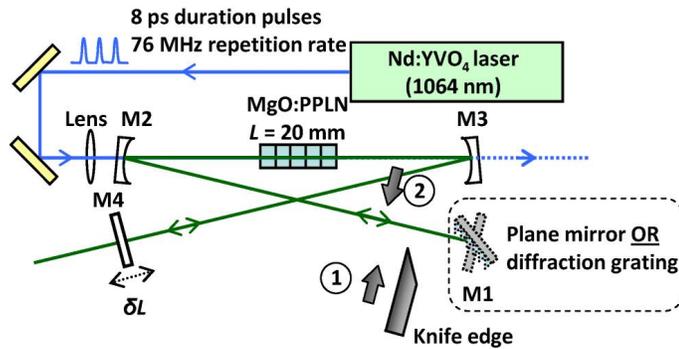


FIGURE 4.14 – Schéma de la cavité de l'OPO à pompage synchrone affiné spectralement par un réseau de diffraction monté intra-cavité en configuration Littrow (d'après publication P8).

4.4.2 Affinement spectral par réseau de diffraction et analyse de la tolérance de synchronisation

Comme présenté dans le paragraphe 4.4.1 précédent, nous avons étudié en détail le relâchement important de la tolérance d'ajustement de la longueur de la cavité du SP-OPO dans le cas où un réseau de diffraction est inséré intra-cavité. Comme mentionné, ce phénomène avait déjà été relevé dans la littérature sans être pour autant expliqué [140]. Cette étude, qui nous a permis d'acquérir une bonne compréhension des effets mis en jeu dans ce type d'OPO, a fait l'objet de la publication P8. Nous présentons ici uniquement les principaux résultats et conclusions de ce travail.

La figure 4.14 présente la configuration du SP-OPO. Il s'agit d'une architecture simplement résonnante à l'onde signal. Deux jeux de miroirs et deux cristaux non linéaires ont été utilisés afin de réaliser des caractérisations pour un OPO fonctionnant proche de la dégénérescence vers $2\ \mu\text{m}$ ¹⁶ et pour un OPO fonctionnant loin de la dégénérescence vers $1,5\ \mu\text{m}$ ¹⁷. Comme attendu [cf. Figure 4.15(a)], l'insertion d'un réseau de diffraction conduit à une réduction importante de la raie spectrale émise par l'OPO à $2\ \mu\text{m}$ et permet d'imposer la longueur d'onde émise. Dans le cas de l'OPO à $1,5\ \mu\text{m}$, le réseau de diffraction a, en revanche, un effet très limité sur la largeur de raie émise [cf. Figure 4.15(b)]. En effet, la largeur spectrale est déjà très proche de la limite de Fourier pour cet OPO du fait de l'acceptance beaucoup plus limitée de la condition de quasi-accord de phase.

Pour étudier l'effet du réseau de diffraction sur la tolérance d'ajustement de la longueur de cavité OPO, nous avons translaté le coupleur de la cavité selon l'axe de la cavité au moyen d'une platine micrométrique. La figure 4.16 présente l'évolution de l'efficacité de conversion des deux OPO dans le cas où un réseau de diffraction est inséré et dans le cas où un miroir plan large bande est utilisé à la place.

Dans le cas de la cavité classique avec miroir plan, la cavité OPO admet une certaine tolérance vis-à-vis de la synchronisation. En effet, dans une certaine limite¹⁸, lorsque le dispositif est écarté de la synchronisation exacte, le décalage temporel entre l'impulsion oscillante et l'impulsion pompe peut en partie être compensé par l'interaction non linéaire dans le cristal de l'OPO. Ceci se traduit d'abord par une diminution de la puissance de sortie, et éventuellement par une adaptation spectro-temporelle de l'OPO. Dans le cas des OPO picoseconde, la variation de la puissance émise en fonction de la désynchronisation présente une allure asymétrique typique. Ce phénomène, qui a fait l'objet de plusieurs études, est induit

16. Accordable dans la plage $1,8\text{--}2,5\ \mu\text{m}$.

17. Plus précisément, la longueur d'onde signal est proche de $\lambda_s = 1,47\ \mu\text{m}$ et la longueur d'onde complémentaire correspondante est proche de $\lambda_c = 3,85\ \mu\text{m}$.

18. Aussi bien pour l'OPO à $2\ \mu\text{m}$ qu'à $1,5\ \mu\text{m}$, cette tolérance correspond ici typiquement à un décalage de 1 ps entre le temps d'aller-retour des impulsions signal et la période de répétition du train d'impulsions de pompe.

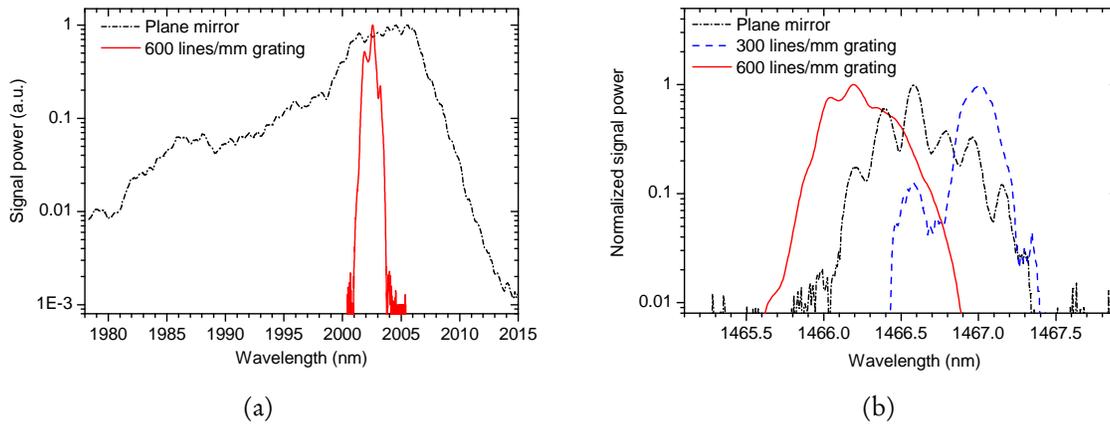


FIGURE 4.15 – Spectre émis par l'OPO à pompage synchrone : (a) SP-OPO à 2 μm avec un miroir plan et avec un réseau de diffraction (600 traits/mm) dans le cas d'un pompage à deux fois le seuil (puissance de pompe de 20 W) ; (b) SP-OPO à 1,5 μm avec un miroir et avec un réseau de diffraction (300 ou 600 traits/mm) dans le cas d'un pompage à trois fois le seuil (puissance de pompe de 4,8, 10,2 et 12,9 W, respectivement), d'après la publication P8.

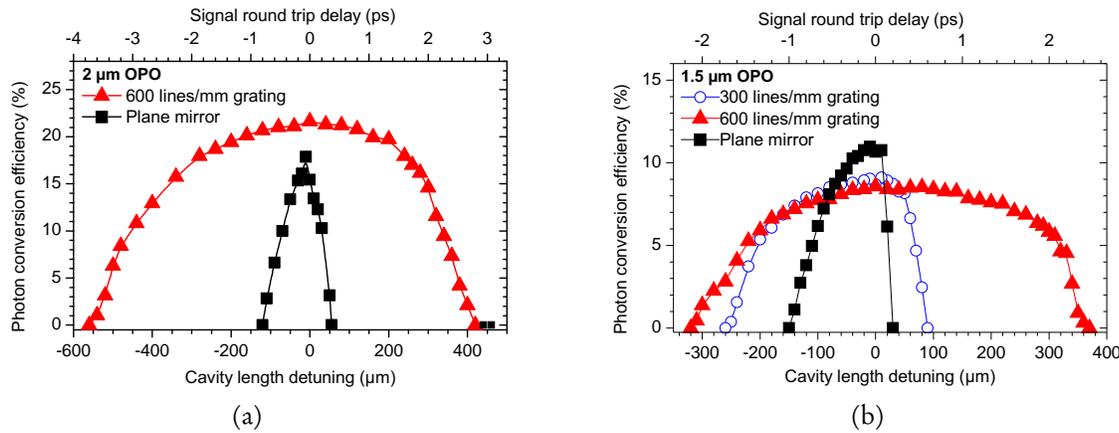


FIGURE 4.16 – Puissance émise par l'OPO à pompage synchrone en fonction du désaccord de longueur de cavité δL : (a) SP-OPO à 2 μm avec un miroir plan et avec un réseau de diffraction (600 traits/mm) dans le cas d'un pompage à deux fois le seuil (puissance de pompe de 20 W) ; (b) SP-OPO à 1,5 μm avec un miroir et avec un réseau de diffraction (300 ou 600 traits/mm) dans le cas d'un pompage à trois fois le seuil (puissance de pompe de 4,8, 10,2 et 12,9 W, respectivement), d'après la publication P8.

par la différence de vitesses de groupe entre les impulsions signal et pompe. En effet, le signal, à 1,5 μm ou à 2 μm , voyage plus vite que la pompe¹⁹.

Cette asymétrie est également observée au niveau de la durée d'impulsion. Pour les δL positifs, un effet de réduction de la durée d'impulsion est observé²⁰. Pour les δL négatifs, l'effet inverse est observé avec un allongement de la durée d'impulsion (voir publication P8).

Lorsque qu'un réseau est inséré dans la cavité de l'OPO, on observe une modification remarquable de l'influence de δL sur la puissance émise. En effet, comme cela est visible sur la figure 4.16, il y a

19. Dans notre cas, les impulsions à 1,5 μm et 2 μm mettent respectivement 439 et 437 ps pour se propager dans le cristal de PPLN de 20 mm tandis que les impulsions de pompe mettent 444 ps. Cela induit un retard entre la pompe et le signal à 1,5 μm de 5 ps et un retard entre la pompe et le signal à 2 μm de 7 ps. Ces deux retards sont comparables à la durée des impulsions de pompe qui est de 8 ps.

20. Il s'agit de l'effet de compression d'impulsion déjà évoqué dans la section 4.2 concernant les OPO à verrouillage de modes à balayage de la pompe. Dans notre cas, cet effet de compression conduit à une réduction d'environ un facteur deux de la durée d'impulsion.

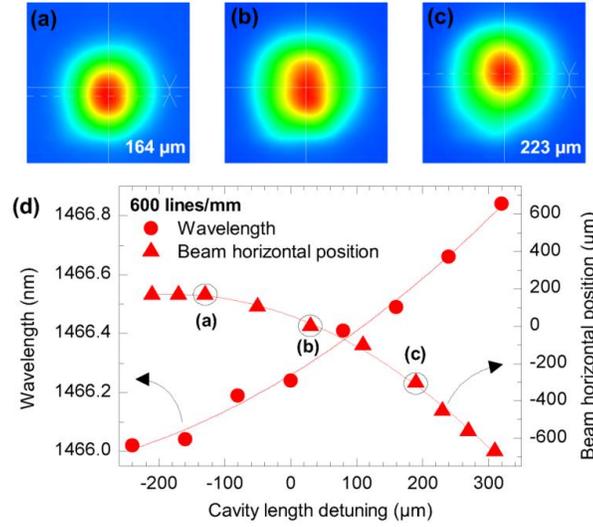


FIGURE 4.17 – (a)–(c) : Profil spatial du faisceau signal de l’OPO à 1,5 μm pour différentes valeurs du désaccord de longueur de cavité δL , indiqués dans (d). (d) : Longueur d’onde signal et position horizontale du faisceau en fonction de δL pour le SP-OPO à 1,5 μm avec affinement spectral par réseau de diffraction (600 traits/mm), d’après publication P8.

une augmentation significative de la tolérance au désaccord de longueur de cavité avec une variation plus douce de la puissance en fonction de δL . Par ailleurs, pour les configurations avec réseau intra-cavité, la durée des impulsions signal reste maintenant quasiment constante sur l’ensemble de la plage de désaccords δL (voir publication P8). En revanche, aussi bien pour l’OPO à 2 μm que l’OPO à 1,5 μm, on observe un décalage transverse du faisceau émis, selon la direction perpendiculaire aux traits du réseau de diffraction, lorsque l’on fait varier δL . Ce décalage est associé à une modification corrélée de la longueur d’onde. Ces deux variations, illustrées par la figure 4.17 dans le cas de l’OPO à 1,5 μm, sont reproductibles lorsque l’expérience est recommencée et un comportement analogue est observé avec l’OPO à 2 μm. Dans le cas de la cavité avec miroir plan, aucun décalage de faisceau n’est observé.

Dans la publication P8, nous démontrons que ces effets spécifiques sont liés à l’adaptation géométrique du mode de cavité afin de compenser l’écart à la synchronisation induit par δL . Cette adaptation est illustrée par la figure 4.18 où les miroirs sphériques de la cavité ont été remplacés par des lentilles pour simplifier l’analyse. La figure 4.18(a) illustre cette adaptation dans le cas hypothétique d’un arrangement de cavité parfaitement confocal : le décalage de faisceau, δy , se traduit par une variation de son point d’impact sur le réseau de diffraction induisant une variation, $\delta L'$, de la longueur de cavité donnée par

$$\delta L' = \delta y \tan \theta, \quad (4.9)$$

où θ est l’angle d’incidence sur le réseau de diffraction. Ainsi, pour maintenir la condition de pompage synchrone, le faisceau s’adapte pour avoir : $\delta L + \delta L' = 0$. Notons cependant que l’arrangement confocal considéré sur la figure 4.18(a) ne permet pas de réaliser un résonateur optique stable. En conséquence, la cavité OPO présente, en pratique, un écart à la confocalité qui est illustré sur figure 4.18(b). En conséquence, une translation de faisceau dans le bras contenant le miroir plan induit également une déviation dans le bras contenant le réseau de diffraction. Cela a pour conséquence d’induire une variation, $\delta\theta$, de l’angle d’incidence sur le réseau et donc d’induire une variation de la longueur d’onde sélectionnée comme observé sur la figure 4.17(d). Notons par ailleurs que ce nécessaire écart à la confocalité explique qu’aucun décalage n’est observé dans le cas où les deux bras collimatés contiennent des miroirs plans car il est alors impossible de conserver une incidence normale simultanément sur les deux miroirs si le faisceau s’éloigne de l’axe de la cavité.

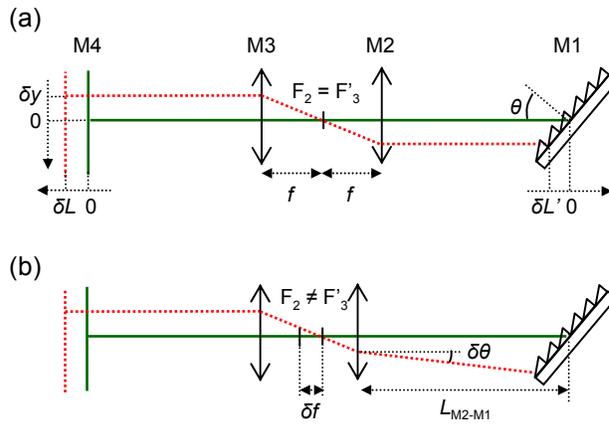


FIGURE 4.18 – Diagramme schématique de l’adaptation géométrique du mode de cavité pour (a) un arrangement confocal hypothétique et (b) un écart à la confocalité (d’après publication P8).

Cette analyse détaillée des SP-OPO picoseconde spectralement affinés au moyen d’un réseau de diffraction intra-cavité a donc permis d’acquérir une compréhension en profondeur de ce type de dispositif et d’expliquer un phénomène qui était resté inexpliqué. Ces enseignements nous ont été utiles pour la conception des SP-OPO rapidement accordables utilisant des cristaux à quasi-accord de phase aperiodyque (cf. section 4.4.4). Avant d’aborder ces nouvelles activités, nous présentons dans la section suivante comment le SP-OPO à 2 μm spectralement affiné a été exploité pour réaliser le premier OPO à pompage synchrone à base de ZnGeP_2 .

4.4.3 OPO ZnGeP_2 à pompage synchrone

Grâce à l’insertion du réseau de diffraction dans la cavité du SP-OPO PPLN à 2 μm , nous disposons d’une source picoseconde largement accordable, de forte puissance moyenne, et spectralement fine. Ces propriétés en font un outil tout à fait adapté au pompage d’autres systèmes de conversion de fréquence pour aller plus loin dans l’infrarouge. Dans cette section, nous présentons la réalisation expérimentale d’un OPO synchrone construit à partir d’un cristal de ZnGeP_2 (publication P20).

Comme mentionné dans la section 3.5, ZGP est un matériau stratégique pour les applications aux longueurs d’onde infrarouges qui ne peuvent pas être couvertes par les matériaux oxydes conventionnels. Ce matériau présente divers avantages : une forte non-linéarité (75 pm/V), une bonne résistance à l’endommagement laser et une plage de transparence théorique s’étendant de 0,7 à 12 μm [109]. Malgré son coefficient thermo-optique relativement élevé ($1,5 \times 10^{-4}/^\circ\text{C}$), son excellente conductivité thermique (36 W/m.K) lui permet d’être utilisé à haute cadence.

Toutefois, à cause d’un phénomène d’absorption résiduelle dans le proche infrarouge, attribué à des défauts natifs, les cristaux disponibles de ZGP ne commencent à bien transmettre qu’à partir de $\sim 2 \mu\text{m}$, avec un plateau de transmission maximale sur la plage de longueurs d’onde 3–8 μm [141, 142]. Il est donc impossible de pomper le ZGP avec des sources dopées néodyme classiques émettant à 1 μm .

Les principaux efforts de recherche sur le ZGP se sont concentrés sur les sources OPO nanoseconde de forte puissance avec un record actuel de plus de 40 W moyen en bande II [143]. Toujours en régime nanoseconde, on peut mentionner que l’accordabilité a été démontrée entre 3,8 μm et 12,4 μm [144]. Dans le domaine des impulsions ultra-brèves, le ZGP a été utilisé dans des montages de génération et d’amplification paramétrique [145, 146], mais, jusqu’à nos travaux, le pompage synchrone du ZGP n’avait encore jamais été examiné en dépit de la possibilité d’émettre des impulsions brèves avec une efficacité de

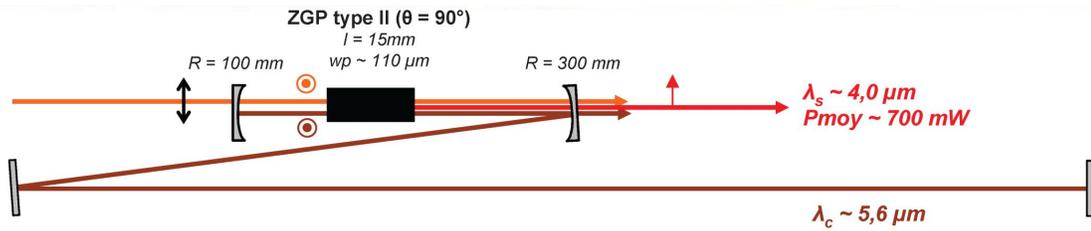


FIGURE 4.19 – Schéma de la cavité de l'OPO ZnGeP_2 picoseconde à pompage synchrone (d'après [130]).

conversion et une accordabilité élevées.

Le schéma du montage est représenté sur la figure 4.19. L'OPO ZGP est directement pompé par le complémentaire du SP-OPO PPLN accordable entre 2,25 μm et 2,5 μm . Lors de nos expérimentations, nous avons testé deux cristaux de ZGP taillés à $\theta = 90^\circ$, correspondant à un accord de phase de type II non critique en angle, de 15 mm et 20 mm de longueur. Les cristaux sont traités antireflets aux longueurs d'onde d'intérêt, qui sont ici $\lambda_p \simeq 2,3 \mu\text{m}$ pour la pompe, $\lambda_c = 5,5\text{--}6 \mu\text{m}$ pour le complémentaire, et $\lambda_s = 4,0\text{--}4,8 \mu\text{m}$ pour le signal. Cette configuration d'accord de phase non critique, identique à celle mise en œuvre par Vodopyanov et Schunemann en régime nanoseconde [147], permet de minimiser le seuil d'oscillation du fait de l'absence de double-réfraction qui permet une forte focalisation. L'accord en longueur d'onde de l'OPO ZGP est alors réalisé en faisant varier la longueur d'onde de pompe, ce qui est rendu possible par le réseau de diffraction placé dans la cavité de l'OPO PPLN²¹.

La cavité est montée dans une configuration principalement déterminée par les rayons de courbure des miroirs disponibles au moment de l'expérience. Le premier miroir sphérique a un rayon de courbure de 100 mm et le second a un rayon de courbure de 300 mm. L'ensemble des miroirs sont traités pour être hautement réfléchissants sur la plage 5,5–6 μm et transparents sur plage 4,0–4,8 μm ainsi qu'à la longueur d'onde de pompe. La cavité ZGP est donc simplement résonnante à l'onde complémentaire dont le spectre est centré autour de 5,6 μm . Les rayons de courbure des miroirs sont tels que le rayon au waist, calculé dans le cristal de ZGP, est d'environ 110 μm . Dans notre configuration, le couplage du complémentaire vers l'extérieur de la cavité est très faible, tous les miroirs étant hautement réfléchissants à cette longueur d'onde.

L'ensemble des caractérisations de l'OPO est effectué en aval du second miroir sphérique à travers lequel est extraite l'onde signal. La puissance de sortie de l'OPO est mesurée derrière un filtre infrarouge traité qui sépare le signal de la pompe résiduelle. Comme le montre la figure 4.20(a), le seuil d'oscillation est d'environ 1 W pour le cristal de 20 mm de long, et 1,5 W pour le cristal de 15 mm, ce qui est proche du rapport théoriquement attendu. La puissance signal extraite de la cavité est d'environ 700 mW pour une puissance de pompe de 3 W avec un dépeuplement de la pompe incidente d'environ 30 %.

Comme présenté sur la figure 4.20(b), une variation de la longueur d'onde émise par le SP-OPO PPLN entre 2,25 μm et 2,5 μm induit une variation de la longueur d'onde signal du SP-OPO ZGP entre 3,8 μm et 4,5 μm tandis que la longueur d'onde complémentaire demeure quasiment constante entre 5,65 μm et 5,7 μm . La mesure de la largeur spectrale du signal est limitée ici par la résolution de notre spectromètre ($\Delta\lambda_{\text{spectro}} \simeq 10 \text{ nm}$). Enfin, la puissance extraite de l'OPO ZGP suit les variations de

21. Précisons en outre que l'acceptance du ZGP sur le spectre de la pompe est également très grande, $\Delta\lambda_p \simeq 50 \text{ nm}$ à $\lambda_p = 2,3 \mu\text{m}$, ce qui signifie que toute la largeur du spectre de la pompe participe à la conversion. Théoriquement, avec une telle acceptance spectrale, il serait même envisageable de pomper l'OPO ZGP avec un l'OPO PPLN large bande, c'est-à-dire sans affinement spectral par réseau de diffraction. Néanmoins, la répartition de la puissance sur une large plage de longueur d'onde réduirait la densité spectrale de puissance et augmenterait par conséquent le seuil d'oscillation de l'OPO ZGP. Cette problématique du développement de sources OPO adaptées au pompage d'OPO ZGP a fait l'objet de travaux détaillés en régime nanoseconde [148].

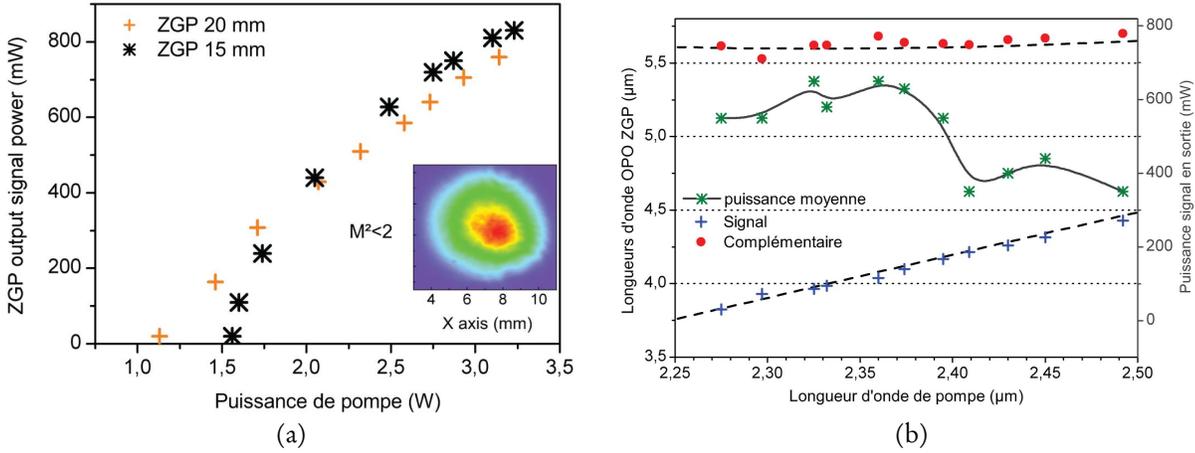


FIGURE 4.20 – (a) Caractéristique en puissance du SP-OPO ZGP pour $\lambda_p = 2,35 \mu\text{m}$ et $\lambda_s = 4 \mu\text{m}$. Encart : profil spatial du faisceau signal en sortie de cavité relevé à la caméra pyroélectrique (d'après publication P20). (b) Accordabilité du SP-OPO ZGP (cristal de 15 mm) et puissance signal typiquement extraite en fonction de la longueur d'onde pour une puissance pompe de 3 W. La courbe en pointillée est la courbe d'accordabilité théorique d'après [149] (d'après [130]).

puissance complémentaire maximale extraite de la cavité SP-OPO PPLN [cf. Figure 4.20(b)].

En conclusion, nous avons démontré expérimentalement le pompage synchrone d'un OPO ZGP. Il apparaît que la plupart des performances de notre dispositif sont en fait limitées par les performances de la pompe. En particulier, la qualité des faisceaux, la puissance maximale atteignable, et la plage d'accordabilité peuvent en principe être largement améliorées en travaillant directement les performances de la pompe. Malgré ces quelques limitations, nous avons mis en évidence que le pompage synchrone du ZGP constituait un dispositif de génération paramétrique hautement efficace en régime picoseconde dans l'infrarouge moyen.

4.4.4 Utilisation de cristaux à quasi-accord de phase a périodique : vers un OPO rapidement accordable

Comme mentionné à la fin de la section 4.4.2, j'ai lancé de nouveaux développements — en collaboration avec Cyril Drag du laboratoire Aimé-Cotton — visant à exploiter les potentialités offertes par le quasi-accord de phase en vue de réaliser des OPO picoseconde rapidement accordables.

Afin de bénéficier d'une large bande de gain paramétrique en dehors des cas particuliers où les vitesses de groupe signal et complémentaire sont très proches, nous nous sommes orientés vers l'utilisation de cristaux à quasi-accord de phase a périodique [150, 151]. Dans le cas de LiNbO_3 , cette modification de la condition d'accord de phase est réalisée en modifiant le pas de retournement des domaines ferroélectriques selon l'axe de propagation des faisceaux. Ainsi, à chaque position z dans le cristal correspond une valeur de pas $\Lambda(z)$ et donc un couple spécifique $(\omega_s(z), \omega_c(z))$ satisfaisant la condition d'accord de phase. De cette façon, la plage de longueurs d'onde amplifiées ou générées par le milieu non linéaire se trouve d'autant plus élargie que le pas de l'APPLN (*Aperiodically Poled Lithium Niobate*) varie en fonction de la position selon l'axe z .

Le motif de quasi-accord de phase le plus simple, illustré par la figure 4.21, consiste à appliquer un *chirp* à la période de QPM. On peut montrer que la bande passante d'amplification paramétrique est alors donnée par :

$$\Delta\omega_{\text{chirp}} = |\kappa' \delta v_{sc}| L_{\text{chirp}}, \quad (4.10)$$

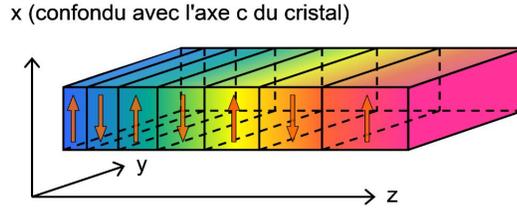


FIGURE 4.21 – Schéma d'un cristal à retournement apériodique des domaines ferroélectriques. Le pas Λ varie selon l'axe z , ce qui induit une variation du couple de longueurs d'onde signal et complémentaire satisfaisant la relation de quasi-accord de phase.

où δv_{sc} est le paramètre de désaccord de vitesse de groupe défini par :

$$\frac{1}{\delta v_{sc}} \equiv \frac{1}{v_s} - \frac{1}{v_c}, \quad (4.11)$$

avec v_s la vitesse de groupe du signal et v_c celle du complémentaire. Le paramètre κ' correspond ici au taux de *chirp* linéaire, défini comme le taux de variation du vecteur réciproque du réseau de QPM, $K_g(z) = 2\pi/\Lambda(z)$, selon la direction axial, au centre du réseau :

$$\kappa' = - \left. \frac{dK_g(z)}{dz} \right|_{z=0} \quad (4.12)$$

Cependant, toute chose étant égale par ailleurs, cette variation de pas se fait au détriment de la distance sur laquelle l'amplification paramétrique a lieu et l'efficacité du processus paramétrique s'en trouve alors réduite. En effet, le produit gain \times bande passante se conserve comme cela a été démontré théoriquement par Charbonneau-Lefort et coll. [152]²². Pour conserver un gain suffisant, tout en augmentant la bande passante significativement, il est donc nécessaire d'utiliser les cristaux les plus long possibles. Ainsi, pour des longueurs de cristaux correspondant à notre cas pratique ($L_{unif.} = 20$ mm et $L_{chirp} = 60$ mm), on s'attend à pouvoir maintenir un gain constant pour $\Delta\omega_{chirp} \simeq 3 \Delta\omega_{unif.}$.

Un autre paramètre important à prendre en considération est l'apodisation du réseau de QPM apériodique. En effet, dans le cas d'un simple chirp linéaire comme celui présenté sur la figure 4.21, la longueur finie du cristal induit des discontinuités de l'amplification aux extrémités de celui-ci. Du fait de ces transitions abruptes de la fonction de modulation de la susceptibilité non linéaire, la transformée de Fourier de cette fonction contient des termes de hautes fréquences venant moduler le spectre de cette fonction, ce qui génère l'apparition de rebonds dans la bande de gain. Afin d'atténuer ces rebonds, il est nécessaire de réduire le coefficient d'interaction non linéaire en début et en fin de cristal. Pour cela, la méthode la plus usuellement utilisée est de faire varier de manière importante le pas du motif de QPM en début et fin de cristal afin de permettre un passage adiabatique [153]. La figure 4.22 illustre un tel effet où on peut remarquer la forte réduction des oscillations dans la bande gain grâce à l'utilisation d'une fonction d'apodisation adaptée.

Partant de ces règles de dimensionnement, nous avons conçu et fait réalisé un cristal d'APPLN de 60 mm contenant cinq pistes de quasi-accord de phase avec un chirp croissant. Les courbes de gain paramétriques correspondantes (mesurées expérimentalement et simulées) sont présentées sur la figure 4.23.

22. Plus précisément, c'est la produit du logarithme du gain par la bande passante qui se conserve. On peut même relier ce produit au cas d'un réseau de QPM de période uniforme selon la relation :

$$\ln G_{chirp} \times \Delta\omega_{chirp}/L_{chirp} = \frac{\pi}{4} \ln G_{unif.} \times \Delta\omega_{unif.}/L_{unif.}, \quad (4.13)$$

où G_m est le gain paramétrique du réseau de QPM, $\Delta\omega_m$ est la bande passante d'amplification et L_m est la longueur du réseau de QPM. L'indice $m = chirp$ correspond au réseau de QPM chirpé et $m = unif.$ au réseau de QPM uniforme [152].

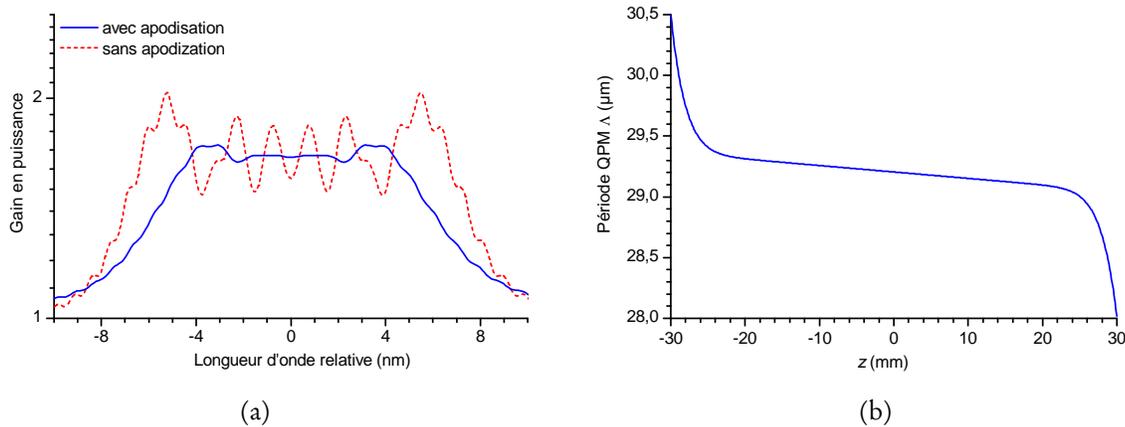


FIGURE 4.22 – (a) Réduction des ondulations du spectre de gain paramétrique d'un cristal d'APPLN avec une fonction d'apodisation adaptée ; (b) Période de QPM, $\Lambda(z)$, en fonction de la position axiale z permettant de réaliser l'apodisation présentée en (a).

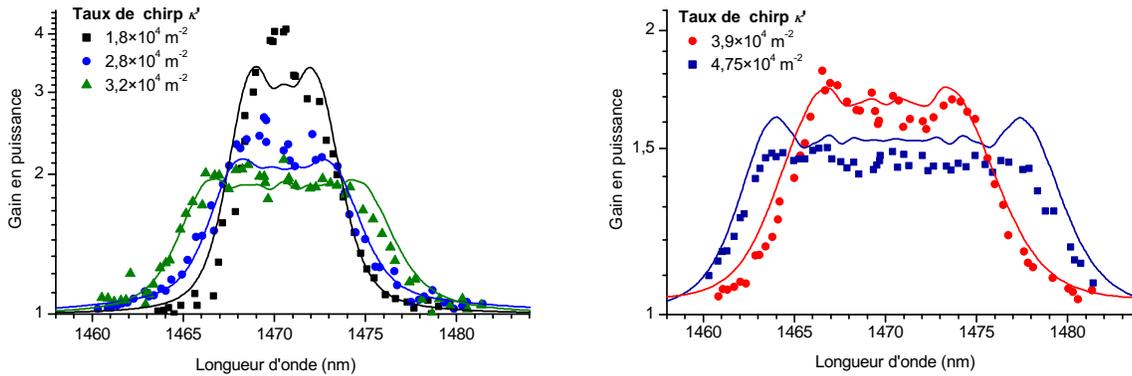


FIGURE 4.23 – Spectres de gain paramétrique expérimentaux et calculés pour les différentes pistes du cristal d'APPLN de longueur 60 mm.

On peut noter que le produit $\ln G_{\text{chirp}} \times \Delta\omega_{\text{chirp}}$ est conservé comme escompté. Le taux de chirp le plus faible a été choisi de sorte à correspondre à un gain central équivalent à celui du cristal QPM uniforme de longueur 20 mm précédemment utilisé (cf. Section 4.4.2).

Afin d'étudier plus en détail les propriétés nouvelles dues à l'utilisation d'un cristal d'APPLN, nous avons d'abord réalisé diverses caractérisations dans le cas d'un résonateur OPO sans filtre spectral intracavité, donc constitué uniquement de miroirs diélectriques large bande. Comme attendu le seuil d'oscillation avec le réseau le moins chirpé est très proche du seuil avec le cristal à QPM uniforme. Pour les autres, on observe l'augmentation linéaire attendue de la puissance de seuil en fonction du taux de chirp. Nous avons étudié plus particulièrement les propriétés spectrales de l'OPO basé sur le cristal d'APPLN. Nous avons notamment mesuré, pour la première fois, le spectre émis tir à tir par un OPO synchrone et mis en évidence des effets spectro-dynamiques qui n'avaient jamais été rapportés. Comme illustré par la figure 4.24(a), cela a été rendu possible par l'utilisation de la méthode dite de transformation de Fourier dispersive (utilisation d'une fibre optique hautement dispersive permettant de transférer le spectre des impulsions courtes dans le domaine temporel en appliquant une dérive de fréquence contrôlée) qui n'avait jamais été employée précédemment pour caractériser un OPO (publication P3). Comme présenté sur la figure 4.24(b), ces mesures ont permis de confirmer que — dans des conditions de pompage « normales » (jusqu'à 5 fois le seuil) — le spectre émis par l'OPO à pompage synchrone était reproductible tir à tir.

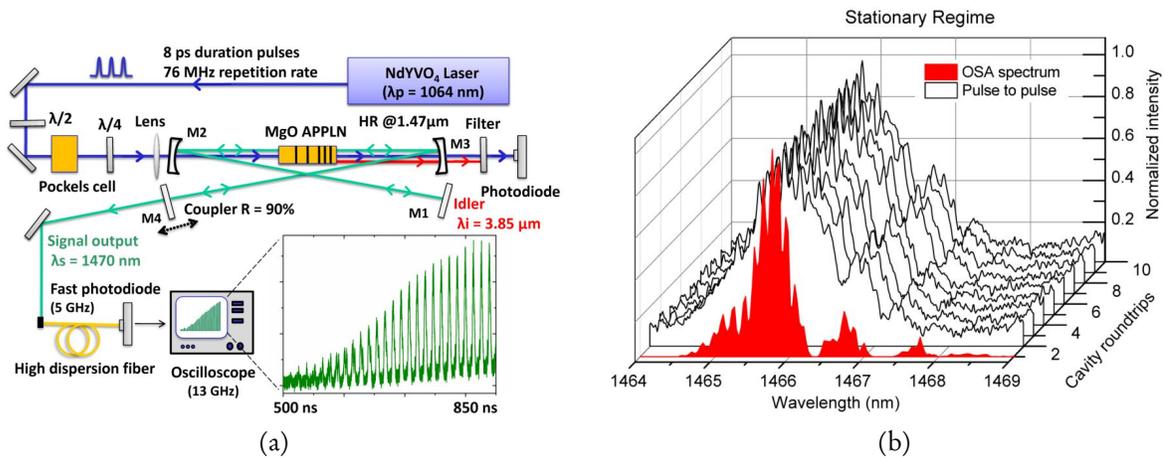


FIGURE 4.24 – (a) Diagramme schématique de l’OPO APPLN et du dispositif expérimental de caractérisation du spectre tir à tir (encart : exemple de trace enregistrée à l’oscilloscope pendant la construction de l’oscillation). (b) Spectres tir à tir émis par l’OPO en régime stationnaire pour un pompage à trois fois le seuil et comparaison avec le spectre moyen enregistré avec un analyseur de spectre optique (d’après la publication P3).

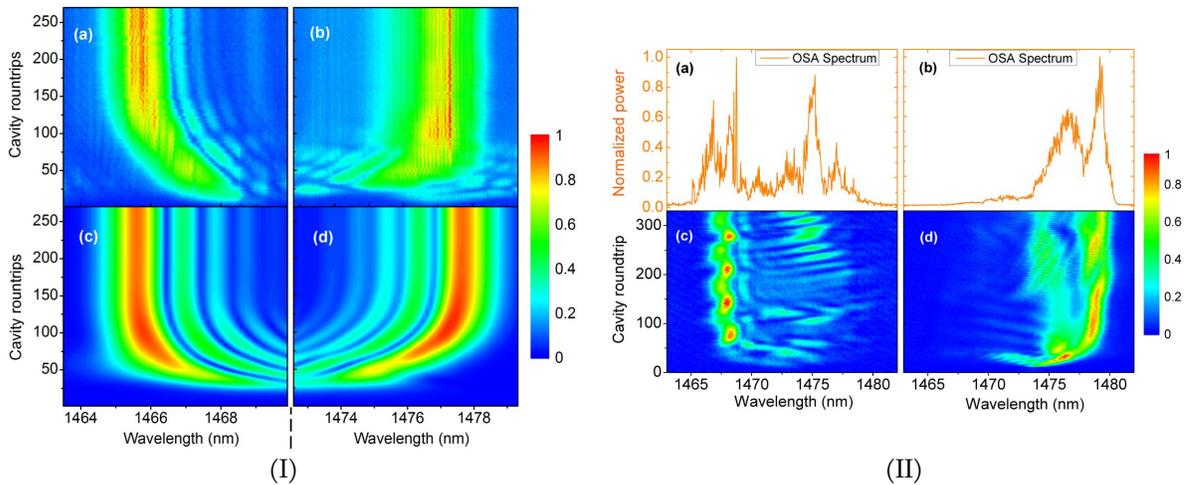


FIGURE 4.25 – (I) Spectrogrammes du spectre signal en fonction du nombre de tour de cavité pendant la construction de l’oscillation pour un pompage à trois fois le seuil pour les deux signes du taux de chirp [(a) et (c) : expérience et simulation pour $\kappa' > 0$; (b) et (d) : expérience et simulation pour $\kappa' < 0$]. (II) Spectrogrammes et spectres moyens enregistrés pour les deux signes du taux de chirp dans le cas d’un pompage à sept fois le seuil (d’après la publication P3).

Nous avons également étudié la dynamique de construction du spectre en utilisant une cellule de Pockels pour rapidement commuter la puissance de pompe en entrée d’OPO. Comme montré sur la figure 4.25(I), ces études ont permis de mettre en évidence un effet de décalage rapide de la longueur d’onde pendant la construction de l’oscillation dont le sens dépend du signe du chirp du réseau de QPM²³. Dans le cas d’une puissance de pompe plus importante (7 fois le seuil de l’OPO), nous avons observé des dynamiques spectrales non triviales, visibles sur la figure 4.25(II). Des modélisations préliminaires ont permis de reproduire certains de ces effets mais des études complémentaires sont encore en cours pour analyser et expliquer de manière plus approfondie ces différents effets.

Les activités actuelles portent sur l’association de ce milieu non linéaire à large bande de gain avec un filtre spectral rapide inséré dans la cavité OPO afin que celui-ci délivre des rampes de longueurs d’onde.

23. En pratique, le changement de signe est réalisé en retournant le cristal.

Cette approche devrait, par exemple, permettre d'accorder l'OPO sur une bande de plus de 2,5 THz de manière rapide alors qu'avec un OPO conventionnel, il faudrait modifier la température du cristal sur une plage de 100 °C. Récemment, des premiers résultats d'accordabilité rapide viennent d'être démontrés — en utilisant un déflecteur galvanométrique pour faire varier l'angle d'incidence sur le réseau de diffraction — avec des vitesses d'accord en longueur d'onde de 10^5 nm/s (conférence C8). La prochaine étape est de valider ce concept dans le contexte d'une expérience d'absorption de gaz.

4.5 Conclusion

Les activités présentées dans ce chapitre ont concerné différents aspects, tous en lien avec la thématique des sources et fonctions optiques non linéaires ultra-rapides.

Des résultats originaux ont été obtenus avec la démonstration du verrouillage de modes d'un laser $\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ par miroir non linéaire d'ordre deux.

Une part importante a concerné les OPO à verrouillage de modes. D'un point de vue théorique, le concept d'OPO à balayage de pompe à verrouillage passif de modes a été proposé et étudié. D'un point de vue expérimental, les efforts se sont concentrés sur le verrouillage actif de modes par pompage synchrone. Ces travaux ont permis de démontrer le premier OPO à pompage synchrone à base de ZnGeP_2 .

Mes activités de recherche actuelles concernent le développement de sources rapidement accordables exploitant le quasi-accord de phase aperiodique. Plusieurs concepts sont actuellement à l'étude et devraient prochainement donner des résultats qui pourront être valorisés.

En parallèle de ces activités, j'ai également commencé à m'impliquer, en soutien de Michael Scherman, dans le développement de nouveaux bancs de diagnostics optiques de la combustion basés sur des lasers femtoseconde ultrabrefs et des étages paramétriques de conversion de fréquence. Un banc original fonctionnant en régime hybride ps/fs a été développé et un article à ce sujet a très récemment été publié (Publication P1). Les futurs développements de ce banc devraient permettre de pourvoir réaliser des mesures haute cadence de température dans une flamme de combustion.

5 Étude des corrélations de photons par absorption à deux photons

5.1 Contexte

Ces travaux ont été démarrés en 2006, sous l'impulsion d'Emmanuel Rosencher. Suite à la lecture d'un article de Roth et coll. [154], où l'autocorrélation d'impulsions brèves de faibles puissances était réalisée en régime de comptage de photons avec un détecteur à deux photons à base de semi-conducteur, il avait saisi le potentiel de ces détecteurs pour caractériser les corrélations de photons de source de faible puissance. En effet, le phénomène d'absorption à deux photons peut être visualisé de la façon schématisée sur la figure 5.1 : un électron de la bande de valence d'un semi-conducteur absorbe un photon, transite sur un niveau virtuel au milieu de la bande interdite pendant une durée donnée par l'inégalité de Heisenberg (fs) puis absorbe un deuxième photon qui le fait transiter vers la bande de conduction, donnant lieu à un courant électrique. On conçoit bien que l'absorption à deux photons permet ainsi de mesurer la simultanéité de présence de deux photons au niveau du détecteur si l'écart de leur temps d'arrivée est inférieur au temps de Heisenberg.

L'ensemble des travaux sur cette thématique a été réalisé dans le cadre de la thèse de Fabien Boitier et les nombreux résultats obtenus lui doivent beaucoup [155]. Cette thèse a été réalisée en collaboration avec Claude Fabre du Laboratoire Kastler Brossel qui a dirigé la thèse. Il est également important de souligner la forte implication et le rôle moteur d'Emmanuel Rosencher à chacune des étapes du projet. J'ai, pour ma part, codirigé la thèse de Fabien Boitier et assuré son encadrement au jour le jour. Je me suis particulièrement impliqué dans la définition des dispositifs expérimentaux et dans le développement du

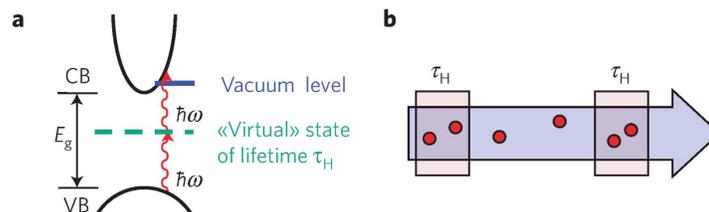


FIGURE 5.1 – (a) Vision schématique de l'absorption à deux photons dans un semiconducteur à gap direct (GaAs). Elle peut s'interpréter comme la transition d'un électron de la bande de valence (VB) vers la bande de conduction (CB) via un niveau « virtuel ». Dans un phototube, les électrons dans la bande de conduction sont émis de la zone de charge d'espace vers le vide lorsqu'ils atteignent le niveau d'extraction (ou « vacuum ») puis sont amplifiés via les dynodes pour produire un photocourant. (b) Seuls les photons arrivant pendant un intervalle de temps plus court que le temps de vie du niveau « virtuel », par l'inégalité de Heisenberg, peuvent induire une transition à deux photons (d'après la publication P23).

modèle quantique multimode de l'interférométrie par comptage à deux photons appliquée à une source paramétrique.

Ces travaux ont conduit à la mise au point d'une nouvelle technique expérimentale de métrologie dite d'interférométrie par comptage à deux photons. Comme mentionné précédemment, l'idée est d'utiliser l'absorption à deux photons dans les semi-conducteurs pour caractériser les propriétés de cohérence d'ordre deux de la lumière. Jusqu'ici ces propriétés de cohérence étaient étudiées, soit par des techniques de Hanbury-Brown et Twiss (limitées temporellement à la réponse des détecteurs, soit à quelques nanosecondes), soit par des techniques de sommes de fréquences (limitées en sensibilité). Pour pallier ces limitations, nous avons monté une expérience de Hanbury-Brown–Twiss à deux photons, utilisant un phototube de GaAs. Au moyen de ce montage original, il a été possible, dans un premier temps, de réaliser une expérience de détermination de corrélation de photons d'un corps noir. La théorie prévoit en effet un effet de bunching (groupage) des photons issus d'un corps noir mais ceci n'avait jusqu'alors jamais été vérifié sur un vrai corps noir car la sensibilité et la dynamique des détecteurs ne permettaient pas faire cette expérience. Nous avons pu, grâce à ce montage, valider cette théorie pour la première fois (publication P23). Dans un second temps, le dispositif d'interférométrie par comptage à deux photons a été appliqué à l'étude de faisceaux de photons jumeaux. Ces travaux ont permis de comprendre en profondeur les propriétés de la lumière générée par ces sources. Ils ont notamment permis de mettre en évidence — pour la première fois de manière quantitative — l'effet de *photon extrabunching* propre à la lumière paramétrique (publication P15). Une partie des activités expérimentales a été menée en collaboration avec le groupe MANOLIA du laboratoire Charles Fabry. Ces travaux ont également donné lieu à des développements théoriques illustrant de manière originale les phénomènes observés (publication P12).

À titre personnel, le démarrage de cette thématique a présenté une opportunité unique de parfaire ma connaissance des sources paramétriques optiques par l'étude approfondie de leurs propriétés quantiques et ainsi en avoir une vision globale, des fondements jusqu'aux applications. De plus, comme nous le verrons ci-après, l'instrumentation mise en œuvre et les techniques expérimentales associées sont analogues à celles des travaux sur les impulsions brèves (cf. Chapitre 4) et présentent donc une grande complémentarité.

5.2 Interférométrie par comptage à deux photons et application à la mesure de l'effet de *photon bunching* du rayonnement d'un corps noir

5.2.1 Introduction

L'étude des corrélations de photons commença en 1956 avec l'expérience de Hanbury Brown et Twiss [156, 157]. Dans cette expérience, un faisceau lumineux issu d'une lampe à décharge au mercure (à l'équilibre thermodynamique) est envoyé sur une lame partiellement réfléchissante [voir Figure 5.2(a)]. Deux détecteurs placés derrière chacune des faces de cette lame mesurent l'intensité lumineuse des deux sous-faisceaux au fil du temps puis le produit des photo-courants générés est enregistré. Pour mettre en évidence les corrélations qui existent entre les deux sous-champs lumineux créés par la lame, les auteurs ont alors comparé la valeur moyenne du produit des intensités lorsque les détecteurs sont placés à égales distances de la lame et lorsque ces distances sont différentes [voir Figure 5.2(b)]. Ils ont observé que si les détecteurs sont placés à la même distance de la lame, cette valeur moyenne est plus élevée. Interprété à l'aide des lois de l'électromagnétisme classique, en d'autres mots en termes de fluctuations de champs classiques décrit par l'optique ondulatoire, le phénomène n'est pas autrement surprenant et peut s'expliquer comme la résultante des interférences entre les champs électromagnétiques incohérents produits par une grande assemblée de dipôles émetteurs indépendants. Les auteurs ont toutefois pris le parti de souligner le rôle joué par la dualité onde-corpuscule en utilisant, dès le titre de leur article, le terme de photon. De ce point de vue, leur expérience devient dès lors une mesure de coïncidence des instants d'arrivée des photons émis

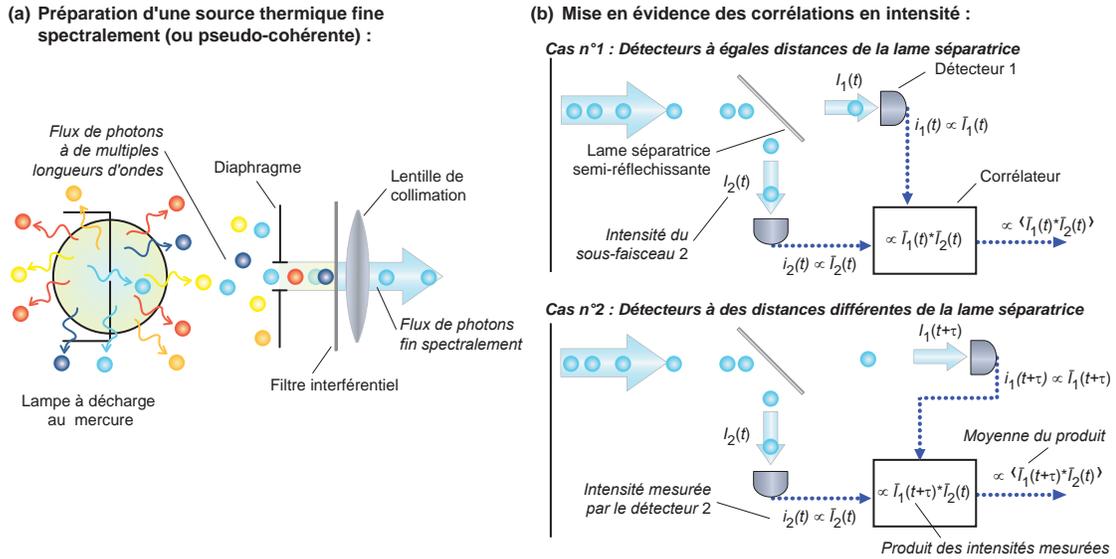


FIGURE 5.2 – Schéma de principe de la première expérience ayant permis la mise en évidence du phénomène de bunching de photons [156] (d'après [155]). (a) Préparation d'un faisceau fin spectralement à partir d'une lampe à décharge au mercure dont on sélectionne une fine bande spectrale à l'aide d'un filtre interférentiel. (b) Le faisceau est alors envoyé sur une lame séparatrice semi-réfléchissante. Il en résulte deux sous-faisceaux dirigés chacun vers un détecteur différent. La comparaison de la moyenne du produit des signaux mesurés par chaque détecteur permet alors de mettre en évidence l'existence de corrélations en intensité. La valeur moyenne du produit est plus importante dans le cas n°1, où les détecteurs sont équidistants de la lame, que dans le cas n°2, où le détecteur 1 est plus éloigné.

par une source thermique et montre, pour la première fois, leur tendance à arriver par groupes. Ce phénomène désormais bien connu sous la dénomination de *bunching* de photons, a tout d'abord prêté à une vive controverse qui s'est finalement close dès le début des années 60 avec les travaux de Glauber sur le formalisme de l'optique quantique [158, 159]. Depuis, cette technique permettant la mesure du bunching de photons, communément appelée interféromètre de Hanbury Brown et Twiss (HBT), s'est largement démocratisée.

Le dispositif HBT permet en fait de mesurer le degré de cohérence du second ordre, autrement appelé fonction de corrélation d'ordre deux ou fonction d'autocorrélation en intensité :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle I(t) I(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}, \quad (5.1)$$

où $I(t)$ est l'intensité du champ, τ est la différence de chemin optique entre les deux détecteurs et où $\langle \rangle$ indique une moyenne statistique. Ce paramètre est une métrique très largement utilisée pour caractériser la nature des sources optiques, en particulier pour démontrer si la lumière émise présente des propriétés purement quantiques. En effet, on peut montrer que le degré de cohérence d'ordre deux $g^{(2)}(\tau)$ est toujours supérieur ou égal à 1 pour des sources optiques classiques. Le viol de cette inégalité permet donc de démontrer la nature quantique de la lumière. Dans le cas des sources thermiques stationnaires¹, tels que les corps noirs, qui sont, bien entendu, des sources classiques, on peut montrer que $g^{(2)}(\tau)$ est relié à $g^{(1)}(\tau)$, le degré de cohérence d'ordre 1, selon la relation suivante [160] :

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + \left| g^{(1)}(\tau) \right|^2, \quad (5.2)$$

1. Dans la littérature, ce type de source est également appelée source « chaotique » par un abus de langage découlant de la description de la phase aléatoire d'une source à l'équilibre thermodynamique. Cette dernière n'est toutefois pas chaotique mais suit généralement une distribution de probabilité gaussienne ou lorentzienne.

avec

$$g^{(1)}(\tau) = \frac{\langle E(t) E^*(t + \tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle}, \quad (5.3)$$

où $E(t)$ est le champ électrique complexe et l'intensité est définie par $I(t) = |E(t)|^2$. Le module de la fonction $g^{(1)}(\tau)$ est donc égal à la visibilité des franges d'interférences obtenues par interférométrie traditionnelle (à un photon). Pour une source thermique, $g^{(1)}(\tau)$ vaut donc 1 à différence de marche nulle ($\tau = 0$) et décroît rapidement vers zéro pour des retards supérieurs au temps de cohérence de la source ($\tau > \tau_c$). Concernant les corrélations de photons, la théorie prévoit donc que $g^{(2)}(0) = 2$ et que $g^{(2)}(\tau) \rightarrow 1$ lorsque $\tau \rightarrow \infty$. La probabilité de détecter un second photon à l'instant $t + \tau$ sachant qu'un premier a été détecté à l'instant t est donc plus forte pour $\tau = 0$ que pour τ arbitraire. On peut également souligner que le temps de corrélation des photons émis par une telle source incohérente est le même que le temps de corrélation de la phase de la lumière (temps de cohérence)².

L'expérience HBT a d'abord été réalisée dans le domaine des fréquences radio, en utilisant des radio-télescopes. Hanbury Brown et Twiss ont ensuite étendu le champ de leur expérience au domaine optique, avec le dispositif décrit ci-avant, où ils ont mesuré à l'aide de compteur de photons la valeur de $g^{(2)} = 1,93$ pour la raie à 546,1 nm du mercure dans une lampe à décharge suivie d'un filtre interférentiel³ [161]. La limite de cette technique réside dans le temps de réponse τ_r des détecteurs. En effet, il a été montré dès 1968 que, pour une source thermique classique, la valeur de $g^{(2)}(0) - 1$ mesurée est proportionnelle à τ_c/τ_r [162]. La mesure n'est donc pertinente que si le temps de cohérence est au moins de l'ordre de grandeur du temps de réponse des détecteurs, soit de l'ordre de la nanoseconde. Le dispositif de l'époque n'a donc pas permis d'étudier des sources larges spectralement et les expériences réalisées reposaient sur le comportement de pseudo-corps noirs réalisés au moyen de disques diffusants en rotation [163] ou des sources affinées à l'aide de filtres [156, 162]. Sans revenir sur l'ensemble des techniques développées pour s'affranchir de cette limite de résolution temporelle, l'idée a été de déplacer le problème du temps de réponse, c'est-à-dire de l'électronique, à un problème mécanique, celui d'une platine de translation, en recombinaison les faisceaux sur un détecteur directement sensible au produit des intensités [154, 164–167]. Quelle que soit la technique considérée, absorption à deux photons ou somme de fréquences, les processus de « somme de photons » sont très brefs⁴. Cette approche est à la base des autocorrélateurs qui sont utilisés de manière routinière pour caractériser la durée des impulsions brèves produites par les lasers à verrouillage de modes⁵. La caractérisation de sources incohérentes très large bande restait néanmoins inaccessible avec ces dispositifs et la démonstration de l'effet de photon bunching dans le rayonnement d'un véritable corps noir restait à démontrer.

2. Ce lien n'a rien de surprenant lorsque l'on considère l'interprétation ondulatoire de cet effet comme étant la résultante des interférences entre les champs électromagnétiques incohérents produits par une grande assemblée de dipôles émetteurs indépendants.

3. Il faut souligner ici que la valeur de 1,93 n'a pas été obtenue directement à partir de la mesure et a nécessité la prise en compte des différentes caractéristiques des détecteurs et du faisceau lumineux. Expérimentalement, l'exaltation du signal observé en sortie de l'autocorrélateur était très faible et le temps d'acquisition d'un unique point était de 90 min.

4. Par exemple, la résolution temporelle de l'absorption à deux photons dans les semi-conducteurs est limitée par le temps de vie de l'état virtuel, donné par l'inégalité de Heisenberg [168] :

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar/2$$

où ΔE est l'écart en énergie, la moitié de l'énergie de la bande interdite, et Δt est la durée de l'interaction. Dans le cas d'un détecteur en GaAs ($E_g/2 \simeq 0,7$ eV), comme celui utilisé pour nos expériences, le temps de vie de l'état virtuel est donc de l'ordre de 0,5 fs.

5. Plus récemment, et parallèlement à nos travaux, on peut également souligner l'utilisation d'autocorrélateurs pour caractériser les ondes scélérates optiques émises par des fibres non linéaires, permettant de mettre en évidence des événements avec des fluctuations d'intensités extrêmes pouvant aussi s'apparenter à du photon bunching [169].

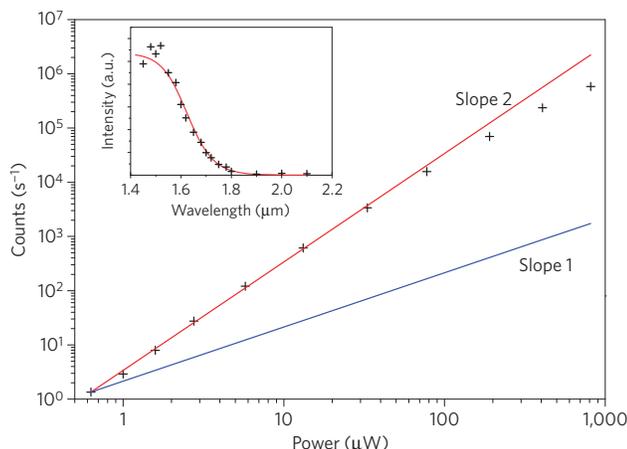


FIGURE 5.3 – Nombre de photoélectrons mesurés en fonction de la puissance incidente d'une diode laser fibrée à 1,55 μm (encart : bande passante de détection à deux photons) (d'après la publication P23).

Rapidement après le démarrage de la thèse de Fabien Boitier, nous avons identifié l'opportunité de pouvoir réaliser cette première démonstration expérimentale grâce à l'émergence de détecteurs semi-conducteurs suffisamment sensibles pour réaliser des expériences de comptage à deux photons avec de très faibles flux. À cette fin, nous avons d'abord étudié les performances et caractéristiques de plusieurs détecteurs à deux photons⁶. Ces activités nous ont permis de valider le choix d'utiliser un photomultiplicateur Hamamatsu H7421-50 équipé d'une photocathode en GaAs refroidie par effet Peltier pour nos expériences. Il s'agit du même modèle de détecteur que celui utilisé par Roth et coll. pour étudier l'autocorrélation d'une source femtoseconde de faible puissance [154]. La bande interdite de l'arséniure de gallium est d'environ 1,4 eV à température ambiante, ce qui permet l'absorption à deux photons entre 890 et 1750 nm. La réponse autour de 1,5 μm est purement quadratique en fonction de l'intensité incidente (voir Figure 5.3)⁷. Enfin, le nombre de coups sombres, certifié par le constructeur et vérifié expérimentalement, s'élève à 28 cps.s⁻¹.

Afin de pouvoir interpréter les résultats des expériences de comptage à deux photons, nous nous sommes également plongés dans l'étude théorique et la modélisation du comptage à deux photons. Le principe de notre démarche a été de s'inspirer des travaux antérieurs sur les détecteurs à un photon — en particulier, les travaux de Mollow sur le cas d'un détecteur non idéal [170] — et de chercher à les transposer au cas de l'absorption à deux photons. Cela nous a permis de proposer différentes approches pour décrire le processus d'absorption à deux photons au moyen d'opérateurs quantiques, notamment dans les deux cas limites d'une efficacité parfaite ou très faible. Ces travaux théoriques sont détaillés dans le manuscrit de thèse de Fabien Boitier et ne sont pas repris ici afin de se concentrer sur les aspects liés aux corrélations de photons plus en lien avec les autres thématiques présentées dans ce document.

6. On peut également préciser que nous avons également mis en œuvre l'absorption à deux photons dans un semi-conducteur pour réaliser une détection en régime de comptage de photons d'un rayonnement à 1,5 μm en le mélangeant avec un rayonnement de pompe autour de 1,9 μm. Cette expérience a permis de réaliser la détection avec un détecteur en GaAs, ne permettant pas la détection directe d'un tel rayonnement, mais ayant un taux de coups sombres bien plus faible que les photodiodes à avalanche directement sensible à 1,5 μm (publication P24). Cette première démonstration de principe a ouvert la voie aux activités réalisées à l'ONERA dans le cadre de la thèse de Benjamin Vest au sein de l'équipe animée par Riad Haïdar, mieux positionnée pour poursuivre ces travaux impliquant détecteurs et nanostructures.

7. La réponse quadratique a été vérifiée sur une plage de puissance incidente couvrant près de trois ordres de grandeur — soit six ordres de grandeur en photocourant — de 0,2 μW (équivalent à environ 10¹² photons.s⁻¹) à 100 μW (10¹⁵ photons.s⁻¹) en utilisant une diode laser à 1,5 μm atténuée. La limite basse est imposée par la sensibilité du détecteur et, au delà de 100 μW, on observe un effet de saturation de la réponse dû au recouvrement des temps morts du détecteur.

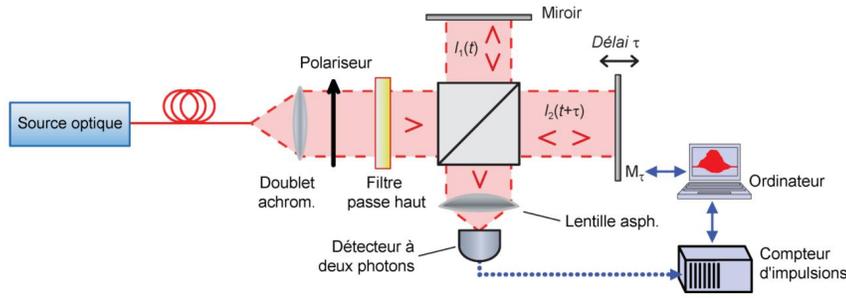


FIGURE 5.4 – Montage expérimental de l'interféromètre de Michelson à deux photons permettant la mesure de corrélation. Le faisceau issu d'une source fibrée est envoyé collimaté dans l'interféromètre de Michelson et le faisceau en sortie est focalisé sur le détecteur à deux photons (d'après [155]).

Cette description quantique permet de montrer que le taux de comptage à deux photons est lié à la valeur moyenne de l'opérateur [160, 171] :

$$\hat{E}^{-}(t) \hat{E}^{-}(t) \hat{E}^{+}(t) \hat{E}^{+}(t),$$

où $\hat{E}^{+}(t)$ et $\hat{E}^{-}(t)$ sont, respectivement, l'opérateur champ électrique et son conjugué Hermitien. Cette dernière expression apparaît alors très proche de celle de la fonction de corrélation d'ordre deux obtenue dans le cadre d'une approche quantique [158, 159] :

$$g^{(2)}(\tau) = \frac{\langle \hat{E}^{-}(t+\tau) \hat{E}^{-}(t) \hat{E}^{+}(t) \hat{E}^{+}(t+\tau) \rangle}{\langle \hat{E}^{-}(t) \hat{E}^{+}(t) \rangle^2}. \quad (5.4)$$

Ce potentiel du processus d'absorption à deux photons pour l'étude des corrélations de photons a été perçu dès le début de l'optique quantique. Toutefois, les processus à deux photons dans les semi-conducteurs où les transitions se font entre bandes d'énergie étaient restés cantonnés à la caractérisation des impulsions ultra-brèves [154, 172] et n'avaient pas été exploités pour la caractérisation des effets statistiques des corrélations de la lumière. Nos premiers travaux ont donc permis de démontrer, pour la première fois, la capacité de la détection à deux photons dans les semi-conducteurs pour de telles mesures.

5.2.2 Dispositif expérimental et caractérisations préliminaires

Le schéma de principe de l'expérience d'autocorrélation à deux photons est relativement simple. Il s'agit de faire passer un faisceau lumineux à travers un interféromètre de Michelson dont la voie de sortie est focalisée sur le détecteur à deux photons. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 5.4. L'interféromètre est composé d'un cube séparateur de faisceau 50/50 qui dirige le faisceau vers deux miroirs dorés plans. Le miroir M est fixe tandis que le miroir M_{τ} est placé sur une platine de translation reliée à un vérin motorisé. Les faisceaux recombinés sont ensuite focalisés à l'aide d'une lentille asphérique sur le détecteur.

La résolution temporelle des mesures est conditionnée par deux aspects :

- D'une part, les paramètres de la mesure (vitesse de translation du miroir, temps d'intégration du compteur) vont imposer la résolution de l'interféromètre de Michelson. Dans notre cas, les franges d'interférences peuvent être observées avec une résolution de 0,06 fs avec les paramètres retenus pour réaliser les mesures ($V_{\text{miroir}} = 0,2 \text{ mm.s}^{-1}$; $T_{\text{intégration}} = 100 \text{ ms}$).
- D'autre part, la précision de la mesure de corrélation de photons est, quant à elle, fixée par le temps de vie du niveau virtuel dans le cristal semi-conducteur de GaAs, de l'ordre de la femtoseconde.

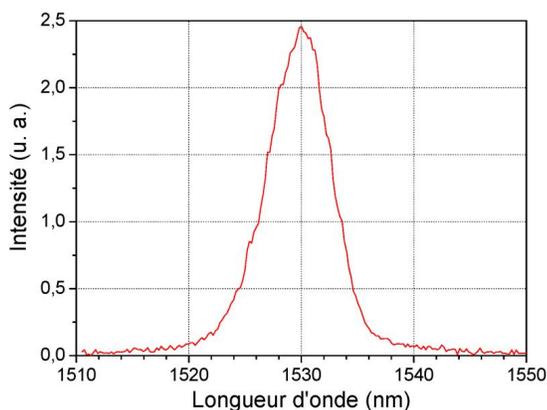


FIGURE 5.5 – Spectre de la source ASE dopée erbium Photonetics BT 1200 (d'après [155]).

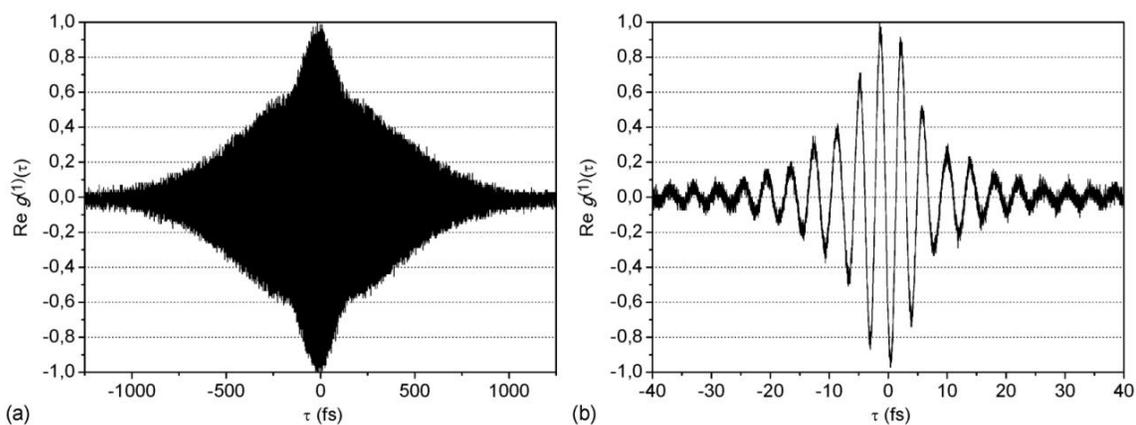


FIGURE 5.6 – Partie réelle des fonctions de corrélation du premier ordre $g^{(1)}(\tau)$ mesurées pour (a) une source ASE et (b) une lampe halogène (d'après [155]).

Différentes sources classiques ont été caractérisées à l'aide de cet interféromètre, une source laser DFB à 1,55 μm ainsi que deux sources incohérentes. La première source incohérente est une source ASE fibrée dont le spectre apparaît à la figure 5.5 tandis que la seconde est une lampe halogène dont le spectre s'approche de celui d'un corps noir à 3000 K (± 100 K). Afin d'avoir un ordre de grandeur des temps de cohérence attendus, nous avons d'abord réalisé des interférogrammes traditionnels en équipant le dispositif d'un détecteur InGaAs directement sensible à un photon. Ces interférogrammes, visibles sur la figure 5.6, permettent de mettre en évidence des temps de cohérence, de l'ordre de la picoseconde pour la source ASE et de quelques dizaines de femtosecondes pour la lampe halogène. Nous avons ensuite utilisé le détecteur à deux photons pour réaliser les mesures d'interférométrie par comptage à deux photons et ainsi caractériser le degré de cohérence d'ordre deux de ces sources.

5.2.3 Résultats et discussion

La figure 5.7 présente les interférogrammes d'autocorrélation obtenus par comptage à deux photons avec la source ASE et la lampe halogène. On peut remarquer dans l'encart, l'asymétrie des franges d'interférence qui soulignent la non-linéarité du processus de détection. De manière analogue à l'autocorrélation interférentielle d'une impulsion brève [173], l'interférogramme à deux photons peut s'écrire sous la forme

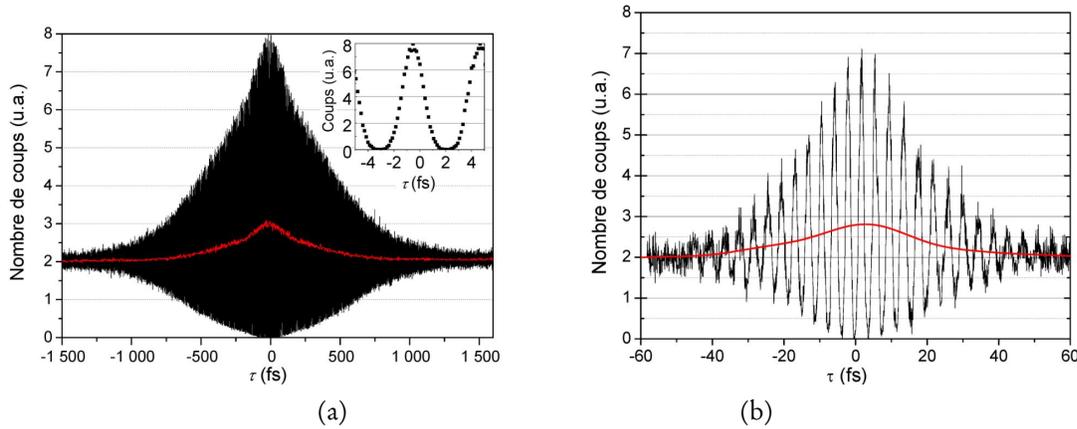


FIGURE 5.7 – (a) Interférogramme d'autocorrélation d'une source ASE à 200 mW en fonction du retard introduit par le déplacement du miroir. L'encart montre un agrandissement de l'interférogramme sur les franges centrales soulignant ainsi le premier type de résolution de l'interféromètre. Leurs asymétries soulignent la non-linéarité du processus. (b) Interférogramme d'auto-corrélation d'une lampe halogène dont le spectre s'approche de celui du corps noir (d'après [155]).

suivante :

$$S_2(\tau) = \frac{i(\tau)}{i_1 + i_2} = 1 + 2G_2(\tau) + 4\text{Re}(F_1(\tau)e^{-i\omega\tau}) + \text{Re}(F_2(\tau)e^{-2i\omega\tau}), \quad (5.5)$$

où $i(\tau)$ est le signal photoélectrique de l'interféromètre à deux photons et i_1 et i_2 sont les signaux photoélectriques à deux photons de chacun des bras de l'interféromètre pris séparément. La composante basse fréquence, $1 + 2G_2(\tau)$, correspond aux courbes rouges sur la figure 5.7; elle est directement liée aux interférences en intensité. Dans le cas de la source laser monomode, ce terme est constant sur l'ensemble de la différence de marche accessible avec $G_2(\tau) = G_2(0) = 1$. Les termes oscillants, $F_1(\tau)$ et $F_2(\tau)$, sont également liés aux phénomènes d'interférences en champ; ils vont permettre d'accéder à des informations sur la phase mais aussi sur le spectre des sources. À première vue, les figures 5.7(a) et 5.7(b) présentent de nombreuses analogies avec l'autocorrélation interférométrique d'un train d'impulsions brèves, alors que le rayonnement caractérisé ici est issu d'une source considérée usuellement comme « continue ». Le lecteur familier de ce type de caractérisation notera toutefois une différence significative : le rapport $S_2(0)/S_2(\infty)$ est ici de 8:2 contre 8:1 dans le cas d'une impulsion courte. Cette différence est liée à la nature stationnaire du rayonnement incident : quelle que soit la différence de marche, les deux bras de l'interféromètre contribuent simultanément au photo-signal contrairement au cas d'une impulsion qui ne se superpose plus avec elle-même sur le détecteur pour les retards importants.

En supposant le signal complètement décorréolé pour un retard infini, c-à-d $g^{(2)}(\infty) = 1$, on peut montrer que la fonction $G_2(\tau)$ est directement liée au degré de cohérence d'ordre deux selon :

$$G_2(\tau) = \frac{g^{(2)}(\tau)}{g^{(2)}(0)} \quad \text{ou encore} \quad g^{(2)}(\tau) = \frac{G_2(\tau)}{G_2(\infty)}. \quad (5.6)$$

En utilisant la relation (5.6) ci-dessus, on peut donc déduire $g^{(2)}(\tau)$ à partir de l'interférogramme de comptage à deux photons. La figure 5.8 présente les valeurs du degré de cohérence d'ordre deux ainsi extraites pour les trois types de sources. La valeur de $g^{(2)}(0)$ est $1 \pm 0,1$ pour le laser, $1,97 \pm 0,1$ pour la source ASE et $1,8 \pm 0,1$ pour la lampe halogène. Le phénomène de bunching de photons a ainsi été mis en évidence pour des sources réellement chaotiques — non-filtrées — et les valeurs observées sont très proches de celles prévues par la théorie. De plus, l'allure des courbes est en accord avec les prévisions

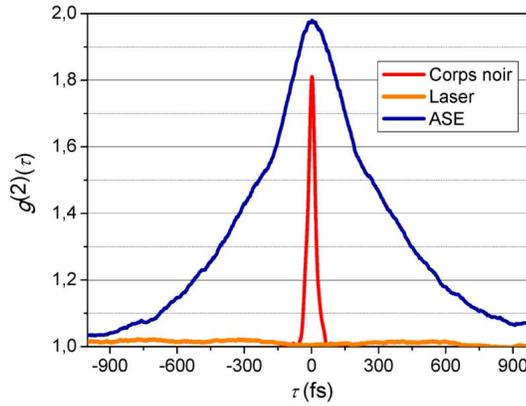


FIGURE 5.8 – Degré de cohérence d'ordre deux $g^{(2)}(\tau)$ mesuré pour un laser, une source ASE et une lampe halogène (d'après [155]).

théoriques des résultats obtenus pour une source gaussienne :

$$g^{(2)}(\tau) = 1 + e^{-\pi(\tau/\tau_c)^2}, \quad (5.7)$$

avec τ_c le temps de cohérence de la source, égal à 534 fs pour l'ASE et à 37 fs pour l'halogène. Ce phénomène de bunching souligne le fait que pour une source chaotique les photons ont tendance à être détectés par paquet sur le détecteur, ce qui n'est pas le cas pour un laser. Notons que la figure 5.8 présente la première démonstration expérimentale directe du phénomène de bunching de photons issus d'un corps noir, c-à-d à l'équilibre thermodynamique de l'émission spontanée et stimulée [174, 175]. Ces résultats ont fait l'objet de la publication P23 et ont donné lieu à plusieurs conférences invitées.

Comme suggéré ci-avant, les termes oscillants, $F_1(\tau)$ et $F_2(\tau)$, de l'interférogramme peuvent être exploités pour compléter les caractérisations de la lumière incidente. Dans le cas d'une source cohérente monomode (laser DFB), on montre facilement que $F_1^{\text{coh.}}(\tau) = 1$ et $F_2^{\text{coh.}}(\tau) = 1$. Ce résultat est directement lié au fait que pour une source parfaitement cohérente : $|g^{(1)}(\tau)| = g^{(2)}(\tau) = 1, \forall \tau$. Pour la lumière chaotique (source ASE et lampe halogène), on peut montrer que

$$F_1^{\text{chao.}}(\tau) e^{-i\omega\tau} = g^{(1)}(\tau) \quad (5.8)$$

et

$$F_2^{\text{chao.}}(\tau) e^{-2i\omega\tau} = \left\{ g^{(1)}(\tau) \right\}^2. \quad (5.9)$$

Il est donc possible de déduire également le degré de cohérence d'ordre un à partir de l'interférogramme à deux photons et ainsi de pouvoir se servir de ce même interférogramme pour réaliser une mesure du spectre de la source de manière analogue à un spectromètre à transformée de Fourier.

Suite à cette première exploitation fructueuse de l'interférométrie par comptage à deux photons, nous sommes revenus à notre objectif initial ; à savoir, l'étude des corrélations de photons dans la lumière issue d'un générateur paramétrique optique tel que décrit dans la section 5.3 ci-après.

5.3 Correlation du second ordre de photons issus d'un générateur paramétrique optique

5.3.1 Contexte

Le mécanisme de fluorescence paramétrique permet de « casser » un photon en deux photons de plus faible énergie. Aux nombreuses interrogations qu'a soulevées ce phénomène, il en est plusieurs qui

sont directement reliées à l'étude des corrélations de photons avec comme question de fond celle de la simultanéité de leurs créations. En 1985, faisant écho à une expérience de 1970 réalisée par Burnham et Weinberg [176], Friberg et coll. ont étudié les corrélations temporelles de photons issus d'une source paramétrique avec un montage HBT et des détecteurs leur permettant d'atteindre une résolution d'une centaine de picosecondes [177] [cf. Figure 5.9(b)]. Les auteurs ont réussi à montrer que le temps de corrélation des photons paramétriques était inférieur à la résolution temporelle de leurs détecteurs.

En 1986, Abram et coll. ont proposé un nouveau type d'interféromètre où les mesures de corrélation sont réalisées à l'aide d'un cristal non linéaire [164]. Le dispositif expérimental est alors analogue à un interféromètre de type Mach Zehnder suivi d'un étage de somme de fréquences [cf. Figure 5.9(c)]. Cette nouvelle architecture a permis de ne plus être limité par le temps de réponse des détecteurs mais par la précision mécanique des translations. En effet, la somme de fréquences nécessite la présence quasi-simultanée de deux photons au même endroit dans le cristal non linéaire pour être efficace. Il suffit alors d'induire un retard sur une des voies pour explorer les corrélations entre les photons issus de chacune des voies. La résolution temporelle atteinte est ainsi de plusieurs ordres de grandeurs inférieure aux précédentes expériences. Enfin, l'acceptance du cristal non linéaire a été choisie de façon à ce que toutes les fréquences du signal paramétrique soient susceptibles d'être doublées ou sommées. Les auteurs ont pu montrer qu'il existait bien un temps de cohérence lié à la largeur spectrale de la source sans pouvoir l'attribuer clairement aux corrélations induites au cours du processus paramétrique. Néanmoins, et c'est probablement le point le plus remarquable de leurs travaux, ils ont aussi étudié le spectre du signal issu du cristal doubleur en fonction du retard entre les bras de l'interféromètre. Lorsque ce retard tend à s'annuler, des composantes spectrales étroites et reproduisant le spectre de la pompe se distinguent nettement d'une faible contribution large spectralement, reflétant ainsi la tendance des photons jumeaux à s'accoupler lors du processus de somme de fréquences.

Un an après l'observation d'Abram et coll., une autre technique de mesure des corrélations de photons issus d'une source paramétrique a été développée par Hong, Ou et Mandel [178]. Il s'agissait d'un nouvel interféromètre, basé sur un effet quantique nouveau et spectaculaire, capable de mesurer les corrélations de photons jusqu'à la femtoseconde. Le succès de leur dispositif dans la communauté de l'optique quantique témoigne encore de la puissance de leur technique de mesure. Ce type d'interféromètre permet de caractériser avec une excellente résolution les corrélations des paires de photons jumeaux — ou encore celles des photons uniques dans des modes spatiaux, temporels et spectraux bien définis — mais reste dans le premier cas limité au très faible flux, au maximum d'un photon par mode.

Après une parenthèse d'une quinzaine d'année, l'expérience d'Abram et coll. a été revisitée dans les années 2000 par Dayan et coll. qui profitèrent des progrès en matière de détecteurs mais surtout en matière de cristaux non linéaires [165, 179, 180]. Deux aspects importants du dispositif expérimental ont été modifiés. Premièrement, ils compensèrent la dispersion chromatique des différents éléments du montage optique et, deuxièmement, ils utilisèrent un cristal de somme de fréquences, identique au cristal de génération paramétrique. Cette seconde modification a des conséquences cruciales sur la bande passante de détection. En effet, l'utilisation de cristaux appariés conduit à sélectionner uniquement les photons complémentaires en énergie⁸, c'est-à-dire ceux appartenant à une même paire. Les auteurs ont notamment analysé l'impact du flux de photons jumeaux incident sur la réponse, illustrant ainsi l'importance des corrélations entre les photons d'une même paire. Plus récemment, plusieurs équipes — qui ont publié leurs résultats durant les travaux de thèse de Fabien Boitier — ont amélioré les performances de l'expérience, ce qui a permis d'atteindre de très bonnes résolutions temporelles, jusqu'à la femtoseconde [166, 167, 181, 182]. Ils ont également montré que l'introduction d'éléments dispersifs le long du faisceau élargissait ce pic de corrélation en diminuant rapidement son intensité. Toutefois, l'utilisation de

8. Cette sélection est due aux acceptances spectrales identiques des conditions d'accord de phase des processus de génération paramétrique, dans le premier cristal, et de somme de fréquences, dans le second cristal.

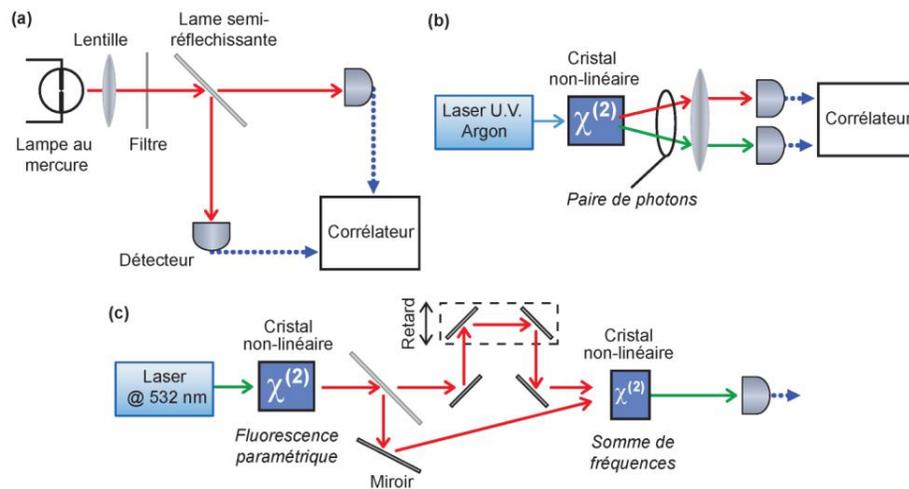


FIGURE 5.9 – Quelques montages expérimentaux utilisés pour la mesure de corrélation de photons. (a) Expérience originale de Hanbury Brown & Twiss [156]. Les corrélations en intensité du faisceau lumineux incident sont caractérisées à l'aide de deux détecteurs. (b) Schéma expérimental des premières expériences de corrélations réalisées sur les sources paramétriques de photons jumeaux [176, 177]. Tirant parti de la non-colinéarité de la direction de propagation des photons d'une même paire au cours de leur génération, les corrélations ont, là encore, été mises en évidence à l'aide de deux détecteurs. (c) Principe du premier autocorrélateur « haute résolution » basé sur la recombinaison par somme de fréquences et utilisé pour caractériser une source de photons jumeaux, à la base de nombreux travaux récents [164–166]. (d'après [155]).

cristaux non linéaires restreint le champ d'application de ces expériences du fait des conditions d'accord de phase qu'ils imposent. La faible acceptation spectrale du cristal de somme de fréquences⁹, qui est la pierre angulaire de ces travaux pour « post-sélectionner » les paires de photons jumeaux⁹, a cependant pour conséquence de rendre le dispositif « aveugle » aux autres types de coïncidences de photons. Cette limitation empêche de caractériser de manière globale les corrélations de photons au sein de la lumière issue du générateur paramétrique optique, en particulier de réaliser l'étude des coïncidences accidentelles — celles des photons issus de paires différentes — vis à vis des coïncidences exactes — celles des photons appartenant à une même paire.

Avec notre dispositif, l'utilisation de l'absorption à deux photons dans un semi-conducteur a permis de s'affranchir de cette limite en augmentant très largement la bande passante de détection. En tirant parti du fait que

- les transitions à deux photons ne sont pas résonnantes mais incluent toutes celles possibles entre la bande de valence et celle de conduction du semi-conducteur et
- aucune condition d'accord de phase n'est requise par le processus d'absorption à deux photons, l'étude des corrélations n'est donc plus confinée aux photons d'énergies complémentaires et, incluant toutes les combinaisons de photons possibles, permet une pleine caractérisation des propriétés de corrélation de la source.

5.3.2 Analyse préliminaire des effets escomptés

Pour illustrer le propos, la figure 5.10 propose une vision corpusculaire schématique des différents types de coïncidences de photons issus d'une source de photons jumeaux¹⁰. Le faisceau global est consti-

9. Et ainsi permettre de mettre en évidence des effets qui leurs sont propres, même pour des flux relativement importants [179].

10. Cette approche intentionnellement naïve permet d'introduire de manière imagée le vocabulaire spécifique (coïncidences exactes, accidentelles, etc.) utilisé dans la suite. Cette première vision schématique des différents types de coïncidences facilite

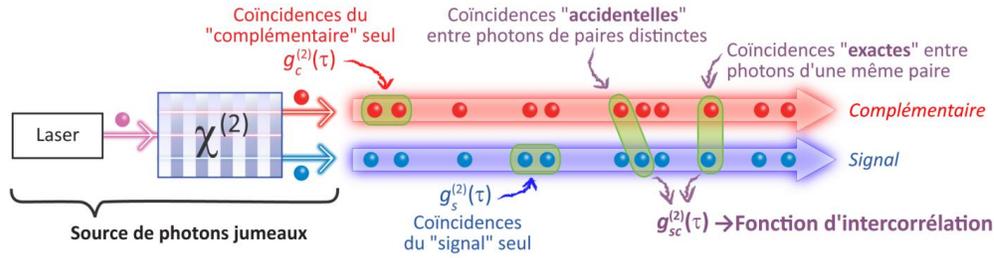


FIGURE 5.10 – Vision corpusculaire schématique des corrélations de photons issus d’une source de photons jumeaux.

tué de deux sous-faisceaux, signal et complémentaire, dont les photons respectifs, qui sont représentés placés l’un au-dessus de l’autre, sont jumeaux — ils constituent une paire de photons créés quasiment aux mêmes instants. De plus, avec la plupart des sources, chaque sous-faisceau, considéré indépendamment de l’autre, a les propriétés d’une source chaotique¹¹. Dans cette approche, la mesure des corrélations des photons du faisceau global va présenter différents types de coïncidences :

1. Les coïncidences dues à l’effet HBT classique observables sur chaque sous-faisceau — indépendamment de l’autre. Elles montrent le bunching de photons issus de sources chaotiques. Les corrélations de ce type sont caractérisées par deux fonctions de corrélation d’ordre deux distinctes : $g_{ss}^{(2)}(\tau)$ pour le signal et $g_{cc}^{(2)}(\tau)$ pour le complémentaire. Chacune de ces fonctions est de la forme de l’équation (5.2), c.-à-d. celle de la fonction de corrélation d’ordre deux d’une source chaotique usuelle.
2. Les coïncidences « accidentelles » entre les photons signal et complémentaire appartenant à des paires différentes. Elles représentent les corrélations entre les deux faisceaux qui ne sont pas dues aux paires de photons jumeaux, c’est-à-dire les corrélations entre deux sources chaotiques indépendantes qui ne sont donc pas corrélées. Ce faisant, la contribution des coïncidences accidentelles doit être indépendante du temps.
3. Les coïncidences « exactes » entre les photons signal et complémentaire appartenant à une même paire. Ce sont celles qui ont été mises en évidence par les différentes équipes étudiant les corrélations à l’aide des techniques de sommes de fréquences [164, 166, 167, 179, 182]. Ces coïncidences exactes apportent alors une contribution supplémentaire et doivent conduire à l’augmentation du degré de cohérence d’ordre deux du faisceau global $g^{(2)}(\tau)$ aux faibles retards [160, 185].

La quantification de cet effet d’*extrabunching* — attendu dans le cas où la lumière est constituée de paires de photons jumeaux — nécessite de mesurer le degré de cohérence d’ordre deux du faisceau global faisant intervenir les trois types de coïncidences mentionnés ci-avant, ce qui n’avait jamais été réalisé expérimentalement. En première approximation, on peut évaluer la valeur attendue de $g^{(2)}(0)$ au moyen d’un modèle quantique simple où l’état quantique produit par une source de fluorescence paramétrique peut s’écrire [186] :

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{G}} \sum_{n=0}^{\infty} \left(1 - \frac{1}{G}\right)^{n/2} |n_s, n_c\rangle, \quad (5.10)$$

où G est le gain paramétrique en intensité dans le cristal non linéaire et avec des nombres égaux de photons dans les modes signal et complémentaire ($n_s = n_c = n$), supposés ici monochromatiques pour

grandement l’interprétation des expressions théoriques calculées au moyen de l’optique quantique multimode.

11. Ce comportement est celui d’une source de photons jumeaux basée sur la fluorescence paramétrique dans un cristal non linéaire [183, 184].

cette première approche. Le calcul de $g^{(2)}(0)$ au moyen de cette expression conduit à [155] :

$$g^{(2)}(0) = 3 + \frac{1}{G-1}. \quad (5.11)$$

On s'attend donc à avoir $g^{(2)}(0) \geq 3$ avec cette valeur limite de 3 dans le cas des forts gains paramétriques. Ainsi, même dans le cas de flux de photons importants en sortie d'OPG, on s'attend à observer une valeur en zéro du degré de cohérence d'ordre deux bien supérieure à celle d'une source chaotique où $g_{\text{chao.}}^{(2)}(0) = 2$.

On peut également souligner que la mesure des coïncidences de types (2) et (3) conduit à la mesure de la fonction d'intercorrélacion $g_{sc}^{(2)}(\tau)$, ce qui n'avait également jamais été réalisée puisque les mesures de corrélacions à l'aide des techniques de sommes de fréquences, qui ne donnent accès qu'au type (3), ne permettent pas de mesure quantitative¹².

Comme présenté ci-après, la technique d'interférométrie par comptage à deux photons s'est avérée particulièrement bien adaptée pour réaliser la caractérisation de ces différents types de coïncidences et quantifier $g^{(2)}(\tau)$ et $g_{sc}^{(2)}(\tau)$.

5.3.3 Dispositif expérimental et résultats

Dans un premier temps, nous nous sommes attachés à réaliser une source paramétrique (OPG) continue dégénérée à 1,56 μm et basée sur la fluorescence paramétrique produite dans un cristal de niobate de lithium périodiquement retourné (PPLN) en configuration guide d'onde. Les performances et les puissances obtenues (~ 50 nW), proches de celles de la littérature [187, 188], n'ont cependant pas permis la détection d'un signal à deux photons au moyen de notre dispositif. Pour pallier cette limitation, nous nous sommes tournés vers l'utilisation d'une source impulsionnelle picoseconde. Ce choix a été motivé par différents critères. Tout d'abord, le régime impulsionnel picoseconde permet de disposer de laser de pompe délivrant une puissance crête très supérieure à celle des lasers continus et ainsi d'accroître considérablement le rendement de conversion. Ensuite, l'élargissement spectral dû à la dynamique de la pompe (constante de temps supérieure à la picoseconde) reste très faible devant la bande spectrale de la génération paramétrique en type 0 (constante de temps très inférieure à la picoseconde). De ce point de vue, la génération paramétrique peut être considérée comme continue à l'échelle de temps des impulsions de pompe. Cette hypothèse est confirmée par les résultats expérimentaux sur lesquels nous reviendrons plus loin. Enfin, du fait des hautes cadences de répétition atteintes par les lasers picoseconde à verrouillage de modes (plusieurs dizaines de MHz), les problèmes liés aux recouvrements des temps morts du détecteur n'ont pas besoin d'être pris en compte.

La source de paires de photons, réalisée en collaboration avec l'équipe MANOLIA du laboratoire Charles Fabry, est basée sur la génération paramétrique dans un cristal de PPLN de longueur 35 mm en accord de phase de type 0. Le cristal est pompé par un laser Ti:saphir à verrouillage de modes délivrant des impulsions de 10 ps à une cadence de 80 MHz. La puissance moyenne incidente sur le cristal de PPLN est de 2 W. La longueur d'onde centrale est de 780 nm et la largeur de raie est inférieure à 0,1 nm [189]. La puissance moyenne du faisceau de paires de photons, centré à 1,56 μm , est de 50 μW ¹³. Avant d'être envoyé dans l'interféromètre, le faisceau effectue un aller-retour dans une paire de prisme en SF14 espacés de 73 mm afin de compenser la dispersion chromatique du montage. Comme illustré par la figure 5.11,

12. Ceci est dû au fait que ces mesures sont réalisées sur « fond noir » et ne donnent accès à aucun signal de référence ou échelle de mesure.

13. Cela signifie que la puissance crête peut atteindre plusieurs dizaines de milliwatts, correspondant à un flux de photons crête Φ_{max} estimé à $1,2 \times 10^{18}$ photons. s^{-1} , soit environ 5×10^6 photons par impulsion. Sachant que la bande spectrale signal ou complémentaire Δ est de plusieurs dizaines de THz, il y a donc bien plus d'un photon par mode ($\Phi_{\text{max}}/\Delta \gg 1$) [165].

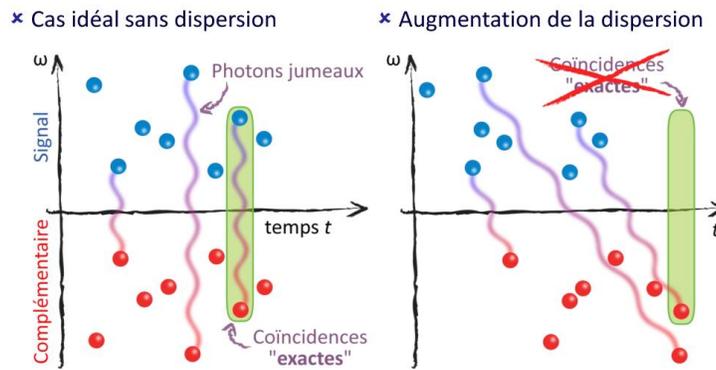


FIGURE 5.11 – Vison corpusculaire schématique de l'effet de la dispersion chromatique sur les coïncidences exactes des photons issus d'une même paire.

la compensation de la dispersion est primordiale pour conserver les coïncidences exactes des paires de photons jumeaux au niveau du détecteur à deux photons. En effet, une trop forte dispersion chromatique induit des effets de chirp qui conduisent à la décohérence des faisceaux signal et complémentaire qui présentent alors des propriétés analogues celles de faisceaux émis par des sources chaotiques¹⁴. En jouant sur le dispositif de compensation de la dispersion, il est ainsi possible « d'accorder » les propriétés de la source entre celles d'une source de paires de photons jumeaux fortement corrélées et celles d'une source incohérente constituée de deux faisceaux indépendants, de même spectre.

Deux dispositifs sont utilisés pour étudier les corrélations de photons issus de la source paramétrique. Le premier dispositif, présenté sur la figure 5.12(a), est le même interféromètre, de type Michelson, que celui utilisé au paragraphe 5.2.2 pour la mesure du bunching de photons du rayonnement du corps noir. Aucune distinction n'est réalisée entre les faisceaux signal et complémentaire. Ce dispositif permet donc de réaliser la mesure du degré de cohérence d'ordre deux du faisceau global $g^{(2)}(\tau)$. Le second dispositif, présenté sur figure 5.12(b), est quant à lui dérivé de l'architecture d'un interféromètre de type Mach-Zehnder où les lames séparatrice et de recombinaison ont été remplacées par des miroirs dichroïques permettant de séparer le signal et le complémentaire, un sur chaque voie, puis de les recombinaison sur le détecteur à deux photons [167]. Ce dispositif permet de s'affranchir des effets d'interférences d'ordre un ; seuls $g_{ss}^{(2)}(0)$, $g_{cc}^{(2)}(0)$ et la fonction d'intercorrélacion $g_{sc}^{(2)}(\tau)$ sont impliqués.

La figure 5.13 présente un exemple d'interférogramme obtenu au moyen du dispositif de type Michelson dans le cas d'un fonctionnement à la dégénérescence, centré à $1,56 \mu\text{m}$. On y distingue d'une part un piédestal dont le temps caractéristique est directement relié à la durée d'impulsion de l'OPG. En supposant un profil temporel gaussien, la durée de l'impulsion ainsi mesurée est de 4 ps, ce qui correspond à

14. On peut montrer que le degré de cohérence d'ordre deux global peut se décomposer en deux termes :

$$g^{(2)}(\tau) = g_I^{(2)}(\tau) + g_C^{(2)}(\tau), \quad (5.12)$$

où $g_C^{(2)}(\tau)$ est la composante « cohérente » due aux coïncidences exactes et $g_I^{(2)}(\tau)$ est la composante « incohérente » due aux coïncidences signal-signal et complémentaire-complémentaire et aux coïncidences signal-complémentaire accidentelles (publication P19). Alors que $g_I^{(2)}(\tau)$ est insensible à la dispersion chromatique de par sa nature stationnaire, $g_C^{(2)}(\tau)$ est altéré par la dispersion de manière analogue à une impulsion brève car les paires de photons jumeaux se comportent comme des « paquets d'onde ». Une conséquence importante est que la dispersion chromatique va « étalée » temporellement $g_C^{(2)}(\tau)$ de manière analogue à l'élargissement temporel subi par une impulsion brève traversant un milieu dispersif. Cet étalement va rapidement faire chuter la valeur crête de $g_C^{(2)}(\tau)$ par rapport à celle $g_I^{(2)}(\tau)$ et noyer la composante cohérente sous le bruit de mesure. Il est donc primordial de compenser la dispersion chromatique pour avoir accès aux coïncidences exactes de photons issus d'une même paire. A contrario, l'ajout intentionnel d'une forte dispersion chromatique permet de simuler les propriétés d'une source thermique incohérente ayant le même spectre que la source paramétrique étudiée.

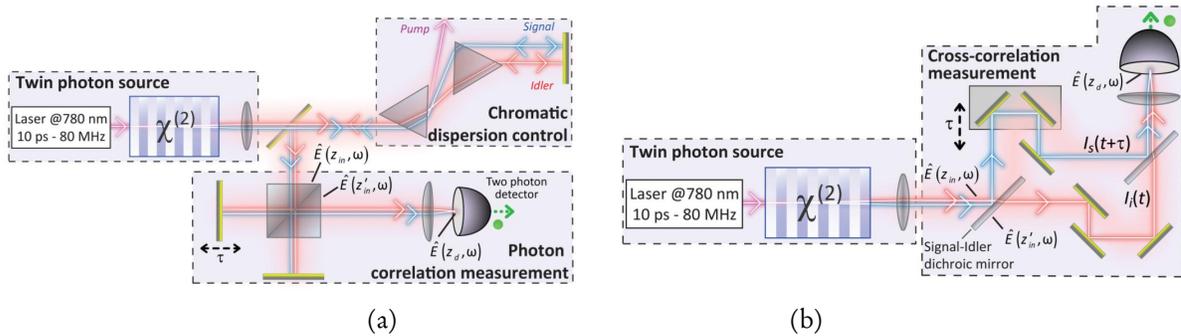


FIGURE 5.12 – (a) Dispositif de type Michelson ; (b) dispositif de type Mach-Zehnder (d'après la publication P12).

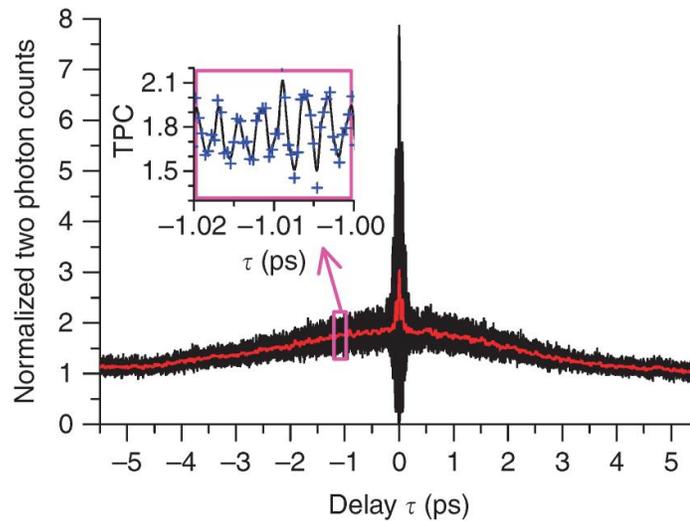


FIGURE 5.13 – Interférogramme à deux photons de l'impulsion picoseconde complète issue de la source de faisceaux jumeaux, réalisé avec le dispositif de type Michelson, lorsque les phénomènes de dispersion sont compensés et pour un fonctionnement à la dégénérescence (d'après la publication P15).

peu près à la durée prévue pour une impulsion gaussienne de pompe de 10 ps et un gain paramétrique en régime exponentiel. Les fortes oscillations concentrées au centre en un pic étroit résultent des interférences à deux photons et présentent bien un temps caractéristique de quelques dizaines de femtosecondes correspondant au temps de cohérence déduit du spectre émis par l'OPG. Ce résultat valide donc bien que la génération paramétrique peut être considérée comme continue à l'échelle de temps des impulsions de pompe.

Les figures 5.14(a)–5.14(c) présentent un agrandissement de cette partie centrale des interférogrammes à deux photons pour différentes conditions de compensation de la dispersion chromatique et d'accord de phase dans le cristal non linéaire. Les spectres correspondant sont présentés en encart sur la droite. Les encarts de gauche sont des zooms des interférogrammes pour les retards élevés. La normalisation des interférogrammes est réalisée de la même manière que pour les expériences sur le rayonnement du corps noir (cf. paragraphe 5.2.3).

Dans le cas des figures 5.14(a) et 5.14(b), une forte dispersion chromatique est intentionnellement appliquée pour un accord de phase conduisant, respectivement, à une émission à la dégénérescence et hors dégénérescence. Dans ces deux cas, aucune structure discernable n'est observée dans les encarts de gauche. La principale différence entre ces deux interférogrammes est l'apparition de cannelures, visibles sur la

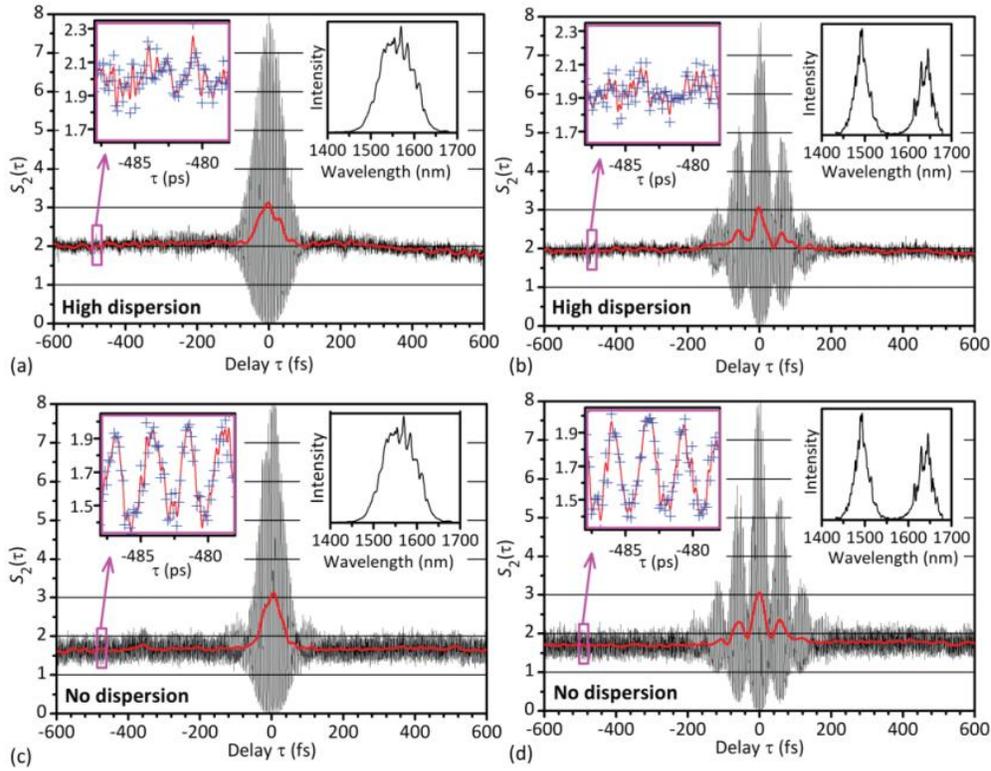


FIGURE 5.14 – Interférogrammes à deux photons de la source de faisceaux jumeaux, obtenus avec le dispositif de type Michelson. Pour chaque sous-figure, l’encart de gauche est un zoom de l’interférogramme pour les retards importants et l’encart de droite est le spectre de la source. Les quatre sous-figures présentent quatre cas différents : (a) fonctionnement à la dégénérescence sans compensation de la dispersion ; (b) fonctionnement hors dégénérescence sans compensation de la dispersion ; (c) fonctionnement à la dégénérescence avec compensation de la dispersion ; (d) fonctionnement hors dégénérescence avec compensation de la dispersion (d’après la publication P12).

figure 5.14(b), qui correspondent à une modulation de l’enveloppe des franges à la fréquence $(\omega_s - \omega_c)$ dans le cas non dégénéré¹⁵. Cette modulation est due au fait que le spectre est composé de deux lobes distincts qui donnent, par transformée de Fourier, une enveloppe cannelée¹⁶. Dans ces conditions où la dispersion chromatique n’est pas compensée, on peut noter que, dans le cas dégénéré, l’interférogramme par comptage à deux photons est équivalent à celui obtenu avec une source chaotique (cf. Figure 5.7).

Dans le cas des figures 5.14(c) et 5.14(d), les phénomènes de dispersion chromatique ont été soigneusement compensés. La modulation à $(\omega_s - \omega_c)$ est toujours présente et apparaît même encore plus clairement. La principale différence entre ces deux figures et les figures 5.14(a) et 5.14(b) est l’apparition d’oscillations rapides pour les longs retards [voir les encarts des figures 5.14(a)–5.14(d)]. Afin de pouvoir analyser cette composante oscillante, une analyse temps–fréquence des interférogrammes a été réalisée. Les figures 5.15(a) et 5.15(b) présentent les résultats sous forme de spectrogrammes¹⁷, dans le cas non dégénéré avec [cas de la figure 5.14(d)] et sans [cas de la figure 5.14(b)] compensation de la dispersion. Plusieurs composantes peuvent être observées sur les figures 5.15(a) et 5.15(b) où on distingue facilement le contenu spectral des fonctions $G_2(\tau)$ [et donc $g^{(2)}(\tau)$] à basses fréquences, $F_1(\tau)$ centrée en $\omega_p/2$ et $F_2(\tau)$ centrée en ω_p . En premier lieu, on peut remarquer que le contenu spectral de $g^{(2)}(\tau)$ est seulement

15. Également observable sur la composante $G_2(\tau)$ obtenue par filtrage passe-bas et présentée en rouge.

16. Une modulation analogue serait également observée par interférométrie classique à un photon.

17. C’est à dire en représentant l’intensité des différentes composantes spectrales de l’interférogramme en fonction du retard

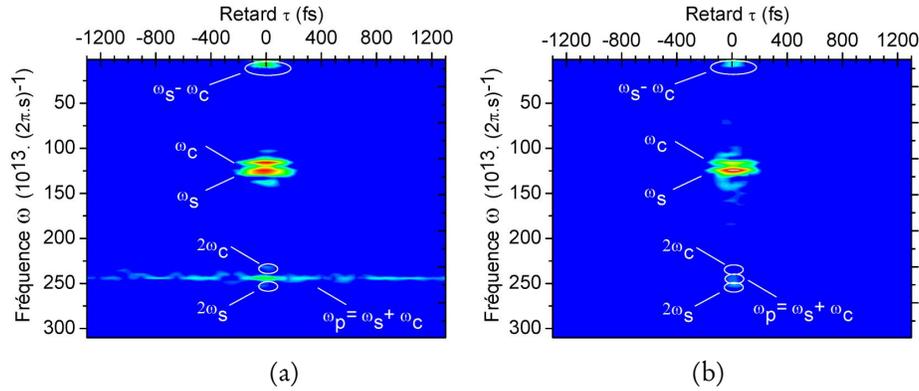


FIGURE 5.15 – Spectrogrammes, pour un fonctionnement de l’OPG hors dégénérescence, présentant les composantes fréquentielles des interférogrammes des figures 5.14(d) et 5.14(b), respectivement présentés en (a) : dispersion compensée; et (b) : dispersion non compensée (d’après [155]).

visible pour les retards faibles ($\tau < 200$ fs) et contient le terme modulé à $(\omega_s - \omega_c)$ qui est observable aussi bien dans le cas où la dispersion est compensée que dans celui où la dispersion est élevée. Comme pour $g^{(2)}(\tau)$, le contenu spectral de $F_1(\tau)$ est seulement visible pour les retards faibles. Il consiste en deux composantes spectrales centrées en ω_c et ω_s pour les cas considérés. Le contenu spectral de $F_2(\tau)$ est plus remarquable et diffère selon la compensation ou non de la dispersion chromatique. En effet, en plus des harmoniques ($2\omega_c$ et $2\omega_s$) également visibles pour les faibles retards, un terme additionnel est visible à la fréquence pompe ω_p . Dans le cas où la dispersion n’est pas compensée, ce terme se comporte comme les autres termes et disparaît pour des retards supérieurs au temps de cohérence de l’OPG. Dans le cas où la dispersion est compensée, ce dernier terme reste présent, même pour les retards importants. Ce terme oscillant à ω_p qui persiste au-delà du temps de cohérence de la lumière issue de l’OPG a déjà été mis en évidence par d’autres techniques [180, 190, 191]. Il puise son origine dans la cohérence particulière entre les photons d’une même paire qui portent ensemble la cohérence du rayonnement de pompe dont le spectre est beaucoup plus étroit que celui émis par l’OPG. Il est donc présent sur l’ensemble de la durée de l’impulsion puisque les impulsions de pompe sont limitées par transformée de Fourier (cf. Figure 5.13).

Le degré de cohérence d’ordre deux $g^{(2)}(\tau)$ est extrait des interférogrammes en appliquant la même méthodologie que présentée dans le paragraphe 5.2.3 pour l’étude des corrélations de photons dans le rayonnement du corps noir. La figure 5.16 présente $g^{(2)}(\tau)$ ainsi déduit des figures 5.14(a)–5.14(d). Pour les deux conditions d’accord de phase, on observe clairement que $g^{(2)}(0) \simeq 3$ dans le cas où la dispersion est compensée — cas d’une source de paires de photons jumeaux fortement corrélées — tandis que $g^{(2)}(0) \simeq 2$ en présence de dispersion — comme attendu pour une source chaotique. La distinction entre les deux types de sources est donc mis en évidence sans ambiguïté par l’expérience. Comme mentionné précédemment, cet effet d’extrabunching peut être lié intuitivement aux coïncidences exactes de photons issus de la même paire¹⁸.

En complément de ces expériences, nous avons mesuré directement la fonction d’intercorrélacion $g_{sc}^{(2)}(\tau)$ au moyen du dispositif dérivé de l’architecture de type Mach–Zehnder permettant de séparer les faisceaux signal et complémentaire selon deux trajets distincts avant de les recombinaison. Pour permettre cette séparation–recombinaison au moyen de lames dichroïques, on se place dans des conditions d’accord

18. Notons que cet effet d’extrabunching est également directement visible sur les interférogrammes, non pas en $\tau = 0$ où tous les interférogrammes sont normalisés à la même valeur ($S_2(0) = 8$ et $G_2(0) = 1$), mais peut être déduit de la valeur moyenne pour $\tau \gg \tau_c$. En effet, on relève $1 + 2G_2(\infty) \simeq 5/3$ lorsque la dispersion est compensée contre $1 + 2G_2(\infty) \simeq 2$ pour une source chaotique, ce qui permet de directement déduire $g^{(2)}(0)$ en utilisant la relation (5.6).

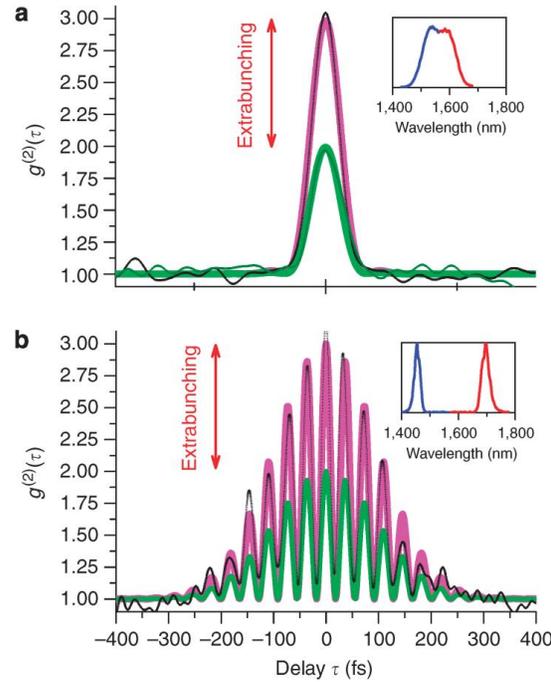


FIGURE 5.16 – Degré de cohérence d'ordre deux $g^{(2)}(\tau)$ dans le cas du dispositif de type Michelson. (a) $g^{(2)}$ pour un fonctionnement de l'OPG à la dégénérescence avec et sans compensation de la dispersion chromatique déduit des mesures expérimentales (symboles noirs) et comparaison avec le modèle quantique (courbe violette) ; lumière chaotique avec le même spectre lorsque la dispersion n'est pas compensée (expérience en vert foncé et calcul en vert). (b) Mêmes courbes que (a) pour un fonctionnement hors dégénérescence. Les encarts rappellent les spectres correspondant (d'après la publication P15).

de phase pour un fonctionnement de l'OPG hors de la dégénérescence avec des longueurs d'onde signal et complémentaire respectivement centrées à 1,45 et 1,69 μm . On peut montrer (voir publication P12) que la fonction d'intercorrélation se déduit directement du signal de mesure $S_2^{\text{MZ}}(\tau)$ avec la formule de normalisation suivante :

$$g_{sc}^{(2)}(\tau) = \frac{S_2^{\text{MZ}}(\tau) - 1}{S_2^{\text{MZ}}(\infty) - 1}. \quad (5.13)$$

Les figures 5.17(a) et 5.17(b) présentent $g_{sc}^{(2)}(\tau)$ ainsi déduit des mesures. On note que $g_{sc}^{(2)}(\tau)$ présente une allure gaussienne, analogue à celle de $g^{(2)}(\tau)$ dans le cas où la dispersion est compensée, avec $g_{sc}^{(2)}(0) = 2$ et une largeur similaire au temps de cohérence de l'OPG. Cela contraste avec le cas de faisceaux décorrélés où $g_{sc}^{(2)}(\tau) = 1$ quel que soit τ . Ce comportement est une autre signature claire des coïncidences exactes dues aux paires de photons jumeaux. Dans le cas présenté sur la figure 5.17(a), la dispersion est compensée au mieux tandis que, dans la figure 5.17(b), un élément dispersif est inséré sur le chemin optique de sorte à induire une dispersion de temps de groupe évaluée à 4900 fs^2 . Ces résultats démontrent quantitativement les corrélations existant entre les photons signal et complémentaire avec un temps de cohérence équivalent de 200 fs et confirment la dépendance escomptée avec la dispersion chromatique.

5.3.4 Discussion

Afin d'interpréter plus finement ces résultats, nous avons développé en parallèle deux modèles théoriques au cours de la thèse de Fabien Boitier.

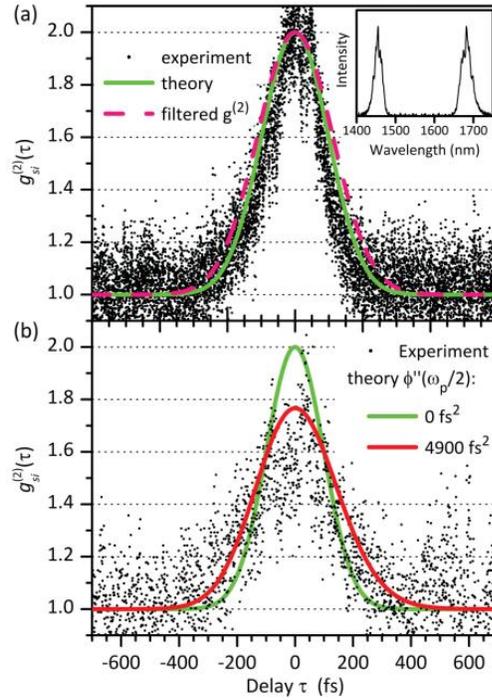


FIGURE 5.17 – Fonction d'intercorrélacion $g_{sc}^{(2)}(\tau)$ déduite des mesures réalisées avec le dispositif de type Mach-Zehnder présenté sur la figure 5.12 : (a) avec compensation de la dispersion et (b) avec un élément dispersif sur le chemin optique. La courbe pointillée rouge est déduite des résultats du dispositif de type Michelson (d'après la publication P12).

Le premier modèle est basé sur une description stochastique classique du rayonnement émis par l'OPG. Schématiquement, ce modèle revient à considérer une source équivalente à deux sources chaotiques « jumelles » avec une relation de phase reliant les champs élémentaires deux à deux par paires. Ce premier modèle, détaillé dans le manuscrit de thèse de Fabien Boitier [155] et dans la publication P12, permet de reproduire les observations expérimentales avec succès. Le mérite de ce modèle est de proposer une vision relativement intuitive basée sur une approche classique purement ondulatoire. Cependant, malgré son intérêt didactique, ce modèle n'est pas basé sur des fondements théoriques rigoureux et présente rapidement des limitations pour obtenir des expressions analytiques explicites des différentes fonctions de corrélation.

Nous avons donc fait le choix de développer un second modèle basé sur le formalisme de l'optique quantique, plus rigoureux et plus complet. De plus, malgré un premier abord qui semble plus complexe et calculatoire, il ressort que le formalisme quantique est spécialement bien adapté à la modélisation de la génération paramétrique optique et permet d'aboutir, *in fine*, à des expressions simples dont la démonstration aurait été très complexe avec une autre approche. Le détail des calculs est présenté dans la publication P12 et dans le manuscrit de thèse de Fabien Boitier [155]. Nous nous contenterons ici de donner les grandes lignes du calcul et de commenter les principaux résultats.

Le point de départ est le formalisme développé par Huttner et coll. qui est particulièrement bien adapté pour traiter la propagation de la lumière dans les milieux non linéaires et dispersifs [192]. La résolution des équations non linéaires, incluant la dépendance spatiale et l'écart à l'accord de phase, permet de relier l'opérateur destruction $\hat{a}(z_c, \omega)$ en sortie de cristal avec les opérateurs destruction, $\hat{a}(0, \omega)$, et création, $\hat{a}^\dagger(0, \omega_p - \omega)$, en entrée :

$$\hat{a}(z_c, \omega) = \left[\mu(z_c, \omega) \hat{a}(0, \omega) + i \nu(z_c, \omega) \hat{a}^\dagger(0, \omega_p - \omega) \right] e^{i[\Delta k(\omega)/2 + k(\omega)]z_c}, \quad (5.14)$$

où $k(\omega)$ est le vecteur d'onde au sein du cristal non linéaire à la fréquence ω et $\Delta k(\omega)$ est le désaccord de phase donné par :

$$\Delta k(\omega) = k(\omega_p) - k(\omega) - k(\omega_p - \omega) - 2\pi/\Lambda, \quad (5.15)$$

avec Λ , la période de quasi-accord de phase du cristal. Les facteurs de propagation de l'interaction paramétrique $\mu(z_c, \omega)$ et $\nu(z_c, \omega)$ sont donnés par les formules usuelles :

$$\mu(z_c, \omega) = \cosh[\gamma(\omega) z_c] - i \frac{\Delta k(\omega)}{2\gamma(\omega)} \sinh[\gamma(\omega) z_c], \quad (5.16)$$

$$\nu(z_c, \omega) = \frac{g(\omega)}{\gamma(\omega)} \sinh[\gamma(\omega) z_c], \quad (5.17)$$

où le paramètre de gain $g(\omega)$ s'écrit :

$$g(\omega) = \frac{d_{\text{eff}}}{c} \sqrt{\frac{2\omega[\omega_p - \omega] Z_0 I_p}{n(\omega) n(\omega_p - \omega) n(\omega_p)}}, \quad (5.18)$$

avec d_{eff} le coefficient non linéaire effectif du cristal, c la vitesse de la lumière, $Z_0 = 377 \Omega$ l'impédance du vide, I_p l'intensité de pompe incidente et $\gamma(\omega)$ s'écrivant :

$$\gamma(\omega) = \sqrt{g^2(\omega) - \Delta k^2(\omega)}/4. \quad (5.19)$$

On peut noter que ce formalisme conduit à des expressions qui restent familières par rapport à leurs analogues classiques. La principale spécificité de l'approche quantique, dans notre cas, est la relation de commutation :

$$[\hat{a}(\omega), \hat{a}^\dagger(\omega')] = \delta(\omega - \omega'), \quad (5.20)$$

qui joue un rôle central dans les calculs et distingue le traitement quantique du traitement classique. En utilisant ces expressions, il est possible de relier le degré de cohérence d'ordre deux $g^{(2)}(\tau)$ du faisceau global aux différentes fonctions de corrélation — signal-signal, complémentaire-complémentaire et signal-complémentaire — mises en jeu :

$$g^{(2)}(\tau) = g_{\text{intra}}^{(2)}(\tau) + g_{\text{inter}}^{(2)}(\tau), \quad (5.21)$$

où $g_{\text{intra}}^{(2)}(\tau)$ et $g_{\text{inter}}^{(2)}(\tau)$ correspondent à deux types de contributions dans le fonction $g^{(2)}$: un terme intra-faisceau,

$$g_{\text{intra}}^{(2)}(\tau) = \frac{1}{4} [g_{ss}^{(2)}(\tau) + g_{cc}^{(2)}(\tau)] \quad (5.22)$$

faisant intervenir les corrélations au sein de chacun des sous-faisceaux — signal et complémentaire — et un terme inter-faisceau,

$$g_{\text{inter}}^{(2)}(\tau) = \frac{1}{2} \left[g_{sc}^{(2)}(\tau) + 4\text{Re} \left(\frac{\langle \tilde{a}_s^\dagger(t+\tau) \tilde{a}_c^\dagger(t) \tilde{a}_c(t+\tau) \tilde{a}_s(t) \rangle}{\langle [\tilde{a}_s^\dagger(t) + \tilde{a}_c^\dagger(t)] [\tilde{a}_s(t) + \tilde{a}_c(t)] \rangle} e^{-i(\omega_c - \omega_s)\tau} \right) \right]. \quad (5.23)$$

mettant en jeu les intercorrélations entre les deux sous-faisceaux. Dans cette dernière expression, les opérateurs $\tilde{a}_s(t)$ et $\tilde{a}_c(t)$ correspondent aux opérateurs lentement variables de fréquences porteuses ω_s et ω_c pour le signal et le complémentaire, respectivement :

$$\tilde{a}_s(t) e^{-i\omega_s t} = \hat{a}_s(t) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\omega_p/2}^{\omega_p} d\omega \eta(\omega) \hat{a}(\omega) e^{-i\omega t}, \quad (5.24)$$

$$\tilde{a}_c(t) e^{-i\omega_c t} = \hat{a}_c(t) \equiv \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\omega_p/2} d\omega \eta(\omega) \hat{a}(\omega) e^{-i\omega t}, \quad (5.25)$$

où le coefficient $\eta(\omega)$ est une fonction de transfert linéaire permettant de tenir compte des pertes et des phénomènes de dispersion subis lors de la propagation.

Dans les expressions (5.22) et (5.23), $g_{ss}^{(2)}$, $g_{cc}^{(2)}$ et $g_{sc}^{(2)}$ ne sont pas des fonctions oscillantes tandis que le dernier terme de la contribution inter-faisceau oscille à la fréquence $(\omega_s - \omega_c)$. Les modulations à la fréquence $(\omega_s - \omega_c)$, observées sur les figures 5.14(b), 5.14(d) et 5.16(b) puisent donc leur origine dans ce terme d'intercorrélation.

Afin de pousser plus loin l'analyse, nous avons ensuite calculé les différentes fonctions de corrélation en utilisant la relation (5.14) et la règle de commutation de opérateurs. Le principal résultat de ces calculs a été de faire le lien avec les propriétés de cohérence d'ordre deux et d'ordre un selon une formulation analogue à la relation (5.2) qui relie les corrélations de photons et de phases pour les sources chaotiques. En particulier, nous avons pu montrer qu'il est possible d'introduire une fonction d'intercorrélation d'ordre un, $g_{sc}^{(1)}$, entre signal et complémentaire tel que

$$g_{sc}^{(2)}(\tau) = 1 + \left| g_{sc}^{(1)}(\tau) \right|^2, \quad (5.26)$$

avec :

$$g_{sc}^{(1)}(\tau) = \frac{\langle e^{-i\varphi_0} \tilde{a}_s(t+\tau) \tilde{a}_c(t) \rangle e^{-i\omega_s \tau}}{\sqrt{\langle \tilde{a}_s^\dagger(t) \tilde{a}_s(t) \rangle \langle \tilde{a}_c^\dagger(t) \tilde{a}_c(t) \rangle}}. \quad (5.27)$$

Dans cette équation, $\varphi_0 = [k(\omega_p) - 2\pi/\Lambda]z_c + \pi/2$ est une phase constante permettant de simplifier l'expression (non détaillée ici) de $g_{sc}^{(1)}(\tau)$ en fonction des facteurs $\mu(z_c, \omega)$ et $\nu(z_c, \omega)$. Elle n'a pas d'importance dans la relation (5.26) où c'est le module au carré de $g_{sc}^{(1)}(\tau)$ qui intervient. Ce résultat permet de mettre en évidence le lien entre les corrélations de photons signal-complémentaire et les propriétés de cohérence mutuelle des champs signal et complémentaire. Contrairement aux fonctions d'autocorrélation du premier ordre $g_{ss}^{(1)}$ et $g_{cc}^{(1)}$ où les facteurs de phase liés à la dispersion chromatique disparaissent lors du passage au module au carré, le module de la fonction d'intercorrélation du premier ordre $\left| g_{sc}^{(1)} \right|$ y est sensible. On peut ainsi comprendre aisément pourquoi $g_{sc}^{(2)}(\tau)$ est impacté par la dispersion chromatique. On peut également souligner que $\left| g_{sc}^{(1)} \right|$ peut être supérieur à 1 dans le cadre du présent formalisme quantique et que l'amplitude de l'extrabunching n'est pas bornée, ce qui est cohérent avec la relation (5.11) obtenue dans le cas de l'approche quantique simplifiée.

Pour mettre en évidence les termes où sont présentes les fréquences porteuses ω_s et ω_c , on introduit pour la suite les enveloppes lentement variables des fonctions de corrélation d'ordre un :

$$g_{jk}^{(1)}(\tau) \equiv \tilde{g}_{jk}^{(1)}(\tau) e^{-i\omega_k \tau}. \quad (5.28)$$

On peut alors montrer que les fonctions de corrélation d'ordre deux intra- et inter-faisceau, peuvent s'exprimer à partir des fonctions de corrélation d'ordre un de la manière suivante :

$$g_{\text{intra}}^{(2)}(\tau) = \frac{1}{2} + \frac{1}{4} \left[\left| \tilde{g}_{ss}^{(1)}(\tau) \right|^2 + \left| \tilde{g}_{cc}^{(1)}(\tau) \right|^2 \right], \quad (5.29)$$

et

$$g_{\text{inter}}^{(2)}(\tau) = \frac{1}{2} + \frac{1}{4} \left[\left| \tilde{g}_{sc}^{(1)}(\tau) \right|^2 + \left| \tilde{g}_{cs}^{(1)}(\tau) \right|^2 \right] + \frac{1}{2} \text{Re} \left(\left[\tilde{g}_{ss}^{(1)}(\tau) \tilde{g}_{cc}^{(1)*}(\tau) + \tilde{g}_{cs}^{(1)}(\tau) \tilde{g}_{sc}^{(1)*}(\tau) \right] e^{-i(\omega_s - \omega_c)\tau} \right). \quad (5.30)$$

On retrouve ainsi de manière explicite le terme oscillant à la fréquence $(\omega_s - \omega_c)$ dans l'expression de $g_{\text{inter}}^{(2)}$. Cette expression permet de mettre en évidence que ces oscillations existent même si les champs signal et complémentaire ne sont pas mutuellement cohérents, ce qui est effectivement observé sur les figures 5.14(b) et 5.16(b).

Sachant que $g_{ss}^{(1)}(0) = g_{cc}^{(1)}(0) = 1$, le degré de cohérence d'ordre deux en zéro peut s'exprimer simplement comme suit :

$$g^{(2)}(0) = 2 + \left| g_{sc}^{(1)}(0) + g_{cs}^{(1)}(0) \right|^2 / 4. \quad (5.31)$$

Cette expression permet donc de mettre en évidence qu'un effet d'extrabunching ($g^{(2)}(0) > 2$) est attendu lorsque les champs signal et complémentaire sont mutuellement cohérents. Dans le cas du régime de fort gain, c.-à-d. nos conditions expérimentales, on peut faire l'approximation que les facteurs de propagation dans le cristal non linéaire sont égaux :

$$\mu(z_c, \omega) \approx \nu(z_c, \omega) \approx \frac{1}{2} \exp[g(\omega) z_c]. \quad (5.32)$$

Dans ces conditions, sous réserve que la dispersion chromatique soit nulle ($\eta(\omega) = 1$), on a $g_{sc}^{(1)}(0) = g_{cs}^{(1)}(0) = 1$. On retrouve bien $g^{(2)}(0) = 3$, comme mesuré expérimentalement. On peut également noter que $g^{(2)}(0) > 3$ serait attendu dans le cas d'un plus faible gain avec une valeurs pouvant même être très supérieure à trois. Une telle observation nécessiterait toutefois d'améliorer la sensibilité du détecteur pour pouvoir pomper moins fortement l'OPG.

Le formalisme permet également de modéliser les interférogrammes d'autocorrélation et d'intercorrélation. Partant de l'expression (5.14) de l'opérateur destruction en sortie de cristal non linéaire, le principe du calcul est de « propager » cet opérateur, et l'opérateur création associé, au travers des différents éléments des interféromètres jusqu'au détecteur à deux photons. Le signal d'absorption à deux photons $S_2(\tau)$ mesuré par le détecteur est alors proportionnel à :

$$S_2(\tau) \propto \left\langle \hat{a}^\dagger(z_d, t, \tau) \hat{a}^\dagger(z_d, t, \tau) \hat{a}(z_d, t, \tau) \hat{a}(z_d, t, \tau) \right\rangle, \quad (5.33)$$

où $\hat{a}(z_d, t, \tau)$ est l'opérateur destruction au niveau du détecteur à deux photons dont la dépendance en fonction du retard τ de l'interféromètre est explicitement soulignée. Les formules détaillées de $S_2(\tau)$, selon le type d'interféromètre, ne sont pas reportées ici. Celles-ci peuvent être trouvées dans la publication P12. Comme illustré par la figure 5.18, notre modèle permet de restituer fidèlement les résultats expérimentaux.

Comme pour $g^{(2)}(\tau)$ et donc pour $G_2(\tau)$, notre formalisme permet d'exprimer les termes oscillants, $F_1(\tau)$ et $F_2(\tau)$, des interférogrammes d'autocorrélation en fonction des corrélations d'ordre un. On obtient les expressions suivantes :

$$F_1(\tau) e^{-i\omega_p \tau / 2} = \frac{1}{g^{(2)}(0)} \left\{ \left[\tilde{g}_{ss}^{(1)}(\tau) + \frac{\tilde{g}_{sc}^{(1)}(0)}{4} \tilde{g}_{cs}^{(1)*}(-\tau) + \frac{\tilde{g}_{sc}^{(1)*}(0)}{4} \tilde{g}_{cs}^{(1)}(\tau) \right] e^{-i\omega_s \tau} \right. \\ \left. + \left[\tilde{g}_{cc}^{(1)}(\tau) + \frac{\tilde{g}_{sc}^{(1)}(0)}{4} \tilde{g}_{sc}^{(1)*}(-\tau) + \frac{\tilde{g}_{sc}^{(1)*}(0)}{4} \tilde{g}_{sc}^{(1)}(\tau) \right] e^{-i\omega_c \tau} \right\}, \quad (5.34)$$

et

$$F_2(\tau) e^{-i\omega_p \tau} = \frac{1}{2g^{(2)}(0)} \left\{ \left[\tilde{g}_{ss}^{(1)}(\tau) \right]^2 e^{-2i\omega_s \tau} + \left[\tilde{g}_{cc}^{(1)}(\tau) \right]^2 e^{-2i\omega_c \tau} \right. \\ \left. + 2 \left[\tilde{g}_{ss}^{(1)}(\tau) \tilde{g}_{cc}^{(1)}(\tau) + \left| \tilde{g}_{sc}^{(1)}(0) \right|^2 \right] e^{-i\omega_p \tau} \right\}. \quad (5.35)$$

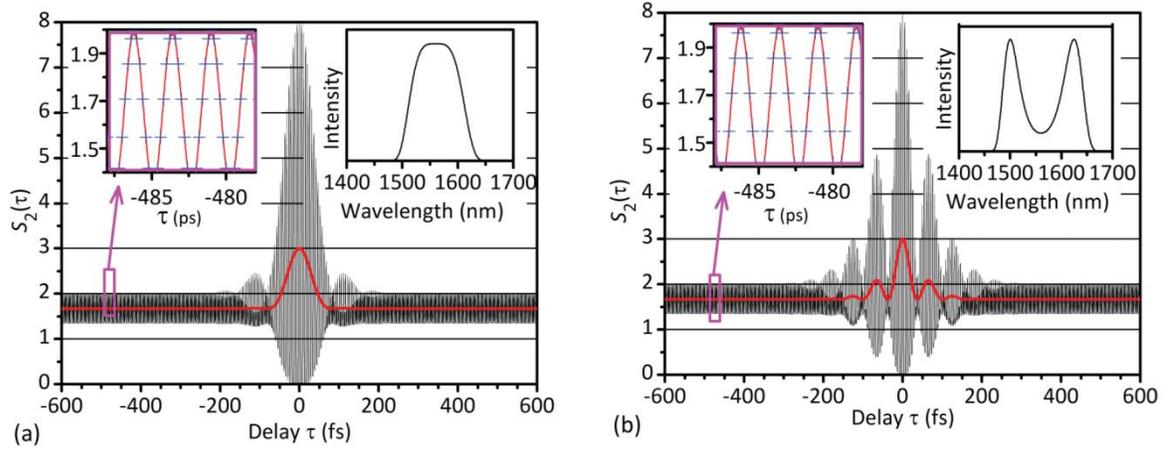


FIGURE 5.18 – Interférogrammes à deux photons calculés au moyen du modèle quantique dans des cas correspondant aux conditions expérimentales de (a) la figure 5.14(c) et (b) la figure 5.14(d) (d'après la publication P12).

Dans le cas où les champs signal et complémentaire sont mutuellement incohérents ($\tilde{g}_{cs}^{(1)}(\tau) = \tilde{g}_{sc}^{(1)}(\tau) = 0$), on retrouve bien les expressions (5.8) et (5.9).

L'analyse de l'équation (5.34) montre que, comme observé sur les spectrogrammes des figures 5.15(a) et 5.15(b), $F_1(\tau)$ contient seulement des termes oscillant aux fréquences porteuses ω_s et ω_c . Ces oscillations ne sont présentes que lorsque les différentes fonctions de corrélation d'ordre un, $\tilde{g}_{xy}^{(1)}(\tau)$ ($x, y = s, c$), sont non nulles, soit pendant le temps de cohérence de l'OPG.

L'équation (5.35) met en évidence trois termes aux fréquences porteuses $2\omega_s$, $2\omega_c$ et ω_p ($= \omega_s + \omega_c$), comme observé sur les spectrogrammes de la figure 5.15. Dans le cas où les champs signal et complémentaire sont mutuellement incohérents, les termes oscillants à $2\omega_s$ et $2\omega_c$ existent seulement si les fonctions $\tilde{g}_{ss}^{(1)}(\tau)$ et $\tilde{g}_{cc}^{(1)}(\tau)$ sont respectivement non nulles. Tandis que le terme oscillant à ω_p existe seulement si le produit $\tilde{g}_{ss}^{(1)}(\tau)\tilde{g}_{cc}^{(1)}(\tau)$ est non nul. Ces oscillations ne sont donc présentes que pour les retards plus courts que le temps de cohérence de la source chaotique équivalente.

Dans le cas de faisceaux jumeaux, un terme supplémentaire apparaît, proportionnel à $|\tilde{g}_{sc}^{(1)}(0)|^2$ et oscillant à la fréquence de pompe ω_p . Comme observé expérimentalement sur la figure 5.13, cette oscillation persiste pendant toute la durée de l'impulsion de pompe. En complément de $g^{(2)}(\tau)$ qui se déduit de $G_2(\tau)$, l'analyse de la fonction $F_2(\tau)$, également extractible de l'interférogramme d'autocorrélation à deux photons, fournit donc un moyen alternatif de retrouver les propriétés spécifiques des faisceaux jumeaux ; à savoir, l'évaluation de l'extrabunching donné par le terme d'intercorrélation $|\tilde{g}_{sc}^{(1)}(0)|^2$ et les propriétés de cohérence des photons jumeaux héritées de la cohérence de la pompe.

La technique d'interférométrie par comptage à deux photons nous a donc permis d'étudier de manière globale les corrélations de photons issus d'un générateur paramétrique optique, et en particulier de mettre en évidence expérimentalement l'effet d'extrabunching attendu. L'ensemble des observations a pu être modélisé et analysé au moyen d'une approche quantique complète mettant en évidence la contribution relative des différents types de coïncidences de photons. Il a été possible de montrer que les coïncidences accidentelles n'étaient pas sensibles à la dispersion contrairement aux coïncidences exactes. Lorsque les phénomènes de dispersion sont importants, la partie cohérente de la fonction d'autocorrélation est « étalée » et seule la partie incohérente, semblable à celle d'une source chaotique, est révélée par la mesure. En compensant convenablement la dispersion, la contribution cohérente se traduit par une exaltation du signal d'autocorrélation et permet de révéler le caractère particulier des états à deux photons produit par

la source.

5.4 Conclusion et perspectives

Ces activités ont permis, dans un laps de temps relativement court, de développer une nouvelle technique — baptisée interférométrie par comptage à deux photons — permettant l'étude des corrélations de photons sur de très larges bandes passantes du spectre optique. D'abord, cette technique a été appliquée avec succès pour mettre en évidence expérimentalement l'effet de bunching de photons dans le rayonnement du corps noir. Ensuite, elle a été mise en œuvre avec succès pour réaliser l'étude des corrélations de photons dans le rayonnement émis par un générateur paramétrique optique. Parallèlement, plusieurs modèles théoriques ont été développés, permettant une interprétation physique détaillée des résultats et des phénomènes mis en jeu.

Au cours de ce travail, nous avons exploré les propriétés de corrélations de ces différentes sources à l'aide d'un photomultiplicateur équipé d'une photocathode en GaAs. Différentes pistes sont envisageables pour prolonger ce travail. Tout d'abord, le développement de détecteurs plus adaptés à l'absorption à deux photons bénéficierait naturellement au développement de la technique. L'objectif principal serait l'abaissement du seuil de détectivité à température ambiante qui permettrait la caractérisation des sources paramétriques en régime de faible gain dont la valeur des fonctions d'autocorrélation à retard nul devrait tendre vers l'infini. Des travaux dans ce sens sont actuellement en cours à l'ONERA dans l'équipe animée par Riad Haïdar, mieux positionnée pour poursuivre de tels travaux sur les détecteurs.

En l'état, la technique d'interférométrie par comptage à deux photons pourrait être exploitée pour caractériser d'autres types de sources comme les sources supercontinuum ou les OPO continus. Une fois la sensibilité améliorée, l'étude des sources antibunchées ou à un photon deviendrait également concrètement envisageable.

Enfin, malgré la complexité (d'alignement) du dernier type d'interféromètre que nous avons développé, son principe et son architecture semblent particulièrement bien adaptés à l'étude des corrélations spatiales de photons. La poursuite de ces différentes études continuera sans nul doute à révéler les potentialités des détecteurs à deux photons et de leurs applications en interférométrie.

Conclusion et perspectives

Ce document a présenté une synthèse de l'ensemble des travaux que j'ai réalisés à l'ONERA. Comme indiqué au fil du manuscrit, ces activités m'ont conduit à co-encadrer plus d'une dizaine de doctorants et il est donc tout naturel pour moi de présenter le diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches.

Ces activités ont couvert plusieurs thématiques, souvent menées en parallèle, qui ont été présentées dans les différents chapitres. Pour l'ensemble de ces travaux, ma démarche a été de mener de front des activités expérimentales et des activités théoriques et de modélisation. Cette double-approche m'a permis d'avoir une vision globale des différents effets mis en jeu et ainsi d'interpréter la plupart des résultats pour pouvoir, en retour, optimiser les dispositifs expérimentaux.

Ces différents travaux placent l'ONERA parmi les acteurs internationaux de tout premier rang dans le domaine des sources paramétriques optiques et de leurs applications à la métrologie optique. Ils ont conduit à des publications régulières dans des journaux à comité de lecture réputés et à diverses communications dans les principaux congrès internationaux (cf. Annexe A).

Cette reconnaissance se traduit par les sollicitations régulières dont je suis l'objet en tant que *reviewer* pour des journaux à comité de lecture ainsi que pour participer à des jurys de thèse et à des comités scientifiques de conférences telles que CLEO, où j'ai été *chair* du sous-comité *Nonlinear optical technologies* (2014 et 2015). J'ai également été récemment invité pour donner le cours intitulé *Gas sensing using parametric sources* à la *First International School on Parametric Nonlinear Optics* qui s'est tenue du 20 avril au 1^{er} mai 2015 aux Houches ainsi que pour rédiger le dossier sur les sources paramétriques optiques et leurs applications pour les *Techniques de l'Ingénieur* (publication O1).

Comme mentionné en introduction de ce document la croissance de l'équipe impliquée sur ces thématiques est également un indicateur de leur réussite.

Afin de ne pas alourdir davantage ce document, je laisse le lecteur se référer aux différentes sections déjà dédiées aux conclusions et perspectives de chacune des thématiques dans les différents chapitres. Comme indiqué dans ces sections, de nombreuses perspectives sont envisagées sur les différentes thématiques. Un effort particulier sera porté sur la valorisation des recherches réalisées depuis plus d'une quinzaine d'années sur les OPO à filtrage spectral par effet Vernier, en particulier dans le cadre des développements de systèmes lidar et de détection de gaz locale par spectroscopie photoacoustique.

Les recherches axées sur les sources paramétriques elles-mêmes vont également se prolonger avec la poursuite des développements de systèmes rapidement accordables utilisant des cristaux non linéaires à quasi-accord de phase aperiodique, de systèmes et matériaux non linéaires permettant de couvrir la bande III de l'infrarouge et de systèmes délivrant des impulsions de forte énergie pour la détection à longue portée.

Annexes

A Publications et communications

A.1 Publications dans des revues à comité de lecture

- P1.** M. SCHERMAN, M. NAFA, A. GODARD, T. SCHMID, A. BRESSON, B. ATTAL-TRETOUT, P. JOUBERT : Rovibrational hybrid fs/ps CARS using a volume Bragg grating for N₂ thermometry, *Opt. Lett.*, **41** :488–491 (2016).
- P2.** Q. CLÉMENT, J.-M. MELKONIAN, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GRISARD, E. LALLIER, B. GÉRARD, B. FAURE, G. SOUHAITÉ, A. GODARD : Longwave infrared, single-frequency, tunable, pulsed optical parametric oscillator based on orientation-patterned GaAs for gas sensing, *Opt. Lett.*, **40**:2676–2679 (2015).
- P3.** D. DESCLOUX, C. LAPORTE, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, C. DRAG, A. GODARD : Spectrotemporal dynamics of a picosecond OPO based on chirped quasi-phase-matching, *Opt. Lett.*, **40**:280–283 (2015).
- P4.** Q. CLÉMENT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, B. BOULANGER, M. LEFEBVRE : Ultrawidely tunable OPOs based on relaxed phase matching: theoretical analysis, *J. Opt. Soc. Am. B*, **32**:52–68 (2015).
- P5.** J. BARRIENTOS BARRIA, D. MAMMEZ, E. CADIOU, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, T. SCHMID, A. BRESSON, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, J. PELON, M. LEFEBVRE : Multispecies high energy emitter for CO₂, CH₄ and H₂O monitoring in the 2 μm range, *Opt. Lett.*, **39**:6719–6722 (2014).
- P6.** G. Aoust, A. GODARD, M. RAYBAUT, J.-B. DHERBECOURT, G. CANAT, M. LEFEBVRE : Pump duration optimization for optical parametric oscillators, *J. Opt. Soc. Am. B*, **31**:3113–3122 (2014).
- P7.** J. BARRIENTOS BARRIA, A. DOBROC, H. COUDERT-ALTEIRAC, M. RAYBAUT, N. CEZARD, J.-B. DHERBECOURT, T. SCHMID, B. FAURE, G. SOUHAITÉ, J. PELON, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Simultaneous remote monitoring of atmospheric methane and water vapour using an integrated path DIAL instrument based on a widely tunable optical parametric source, *Appl. Phys. B*, **117**:509–518 (2014).
- P8.** C. LAPORTE, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, C. DRAG, A. GODARD : Analysis of cavity-length detuning in diffraction-grating narrowed picosecond optical parametric oscillators, *J. Opt. Soc. Am. B*, **31**:1026–1034 (2014).
- P9.** V. KEMLIN, D. JEGOUSO, J. DEBRAY, E. BOURSIER, P. SEGONDS, B. BOULANGER, H. ISHIZUKI, T. TAIRA, G. MENNERAT, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD : Dual-wavelength source from 5%MgO:PPLN cylinders for the characterization of nonlinear infrared crystals, *Opt. Express*, **21**:28886–28891 (2013).
- P10.** Q. CLÉMENT, J.-M. MELKONIAN, J. BARRIENTOS BARRIA, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GODARD : Tunable optical parametric amplification of a single-frequency quantum cascade laser around 8 μm in ZnGeP₂, *Opt. Lett.*, **38**: 4046–4049 (2013).
- P11.** J. BARRIENTOS BARRIA, S. ROUX, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Microsecond fiber laser pumped, single-frequency optical parametric oscillator for trace gas detection. *Opt. Lett.*, **38**:2165–2167 (2013).
- P12.** F. BOITIER, A. GODARD, N. DUBREUIL, P. DELAYE, C FABRE, E. ROSENCHER : Two-photon-counting interferometry. *Phys. Rev. A*, **87**:013844, (2013).

- P13. A. GODARD, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE, A.-M. MICHEL, M. PÉALAT : Tunable mid-infrared optical parametric oscillator with intracavity parametric amplification based on a dual-grating PPLN crystal. *Appl. Phys. B*, **109**:567–671, (2012).
- P14. B. HARDY, M. RAYBAUT, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, A. K. MOHAMED, M. LEFEBVRE : Vernier frequency sampling: a new tuning approach in spectroscopy - application to multi-wavelength integrated path DIAL. *Appl. Phys. B*, **107**:643–647, (2012).
- P15. F. BOITIER, A. GODARD, N. DUBREUIL, P. DELAYE, C. FABRE, E. ROSENCHER : Photon extrabunching of ultra-bright twin beams measured by two photon counting in a semiconductor. *Nat. Commun.*, **2**:425, (2011).
- P16. J.-B. DHERBECOURT, A. DENOEUDE, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Picosecond tunable mode-locking of a Cr^{2+} :ZnSe laser with a nonlinear mirror. *Opt. Lett.*, **36**:751–753, (2011).
- P17. B. HARDY, A. BERROU, S. GUILBAUD, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Miniature single-frequency doubly-resonant optical parametric oscillator pumped in an achromatic phase-adapted double-pass geometry. *Opt. Lett.*, **36**:678–700, (2011).
- P18. A. GODARD, M. RAYBAUT, T. SCHMID, M. LEFEBVRE, A.-M. MICHEL, M. PÉALAT : Management of thermal effects in high-repetition-rate pulsed optical parametric oscillators. *Opt. Lett.*, **35**:3667–3369, (2010).
- P19. F. BOITIER, A. GODARD, A. RYASNYANSKIY, N. DUBREUIL, P. DELAYE, C. FABRE, E. ROSENCHER : Second order coherence of broadband down-converted light on ultrashort time scale determined by two photon absorption in semiconductor. *Opt. Express*, **18**:20401–20408, (2010).
- P20. J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, M. RAYBAUT, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE : Picosecond synchronously pumped ZnGeP₂ optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, **35**:2197–2199, (2010).
- P21. A. BERROU, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : High-resolution photoacoustic and direct absorption spectroscopy of main greenhouse gases by use of a pulsed entangled cavity doubly resonant OPO. *Appl. Phys. B*, **98**:217–230, (2010).
- P22. M. RAYBAUT, T. SCHMID, A. GODARD, A. K. MOHAMED, M. LEFEBVRE, F. MARNAS, P. FLAMANT, A. BOHMAN, P. GEISER, P. KASPERSEN : High-energy single-longitudinal-mode nearly-diffraction-limited optical parametric source with 3 MHz frequency stability for CO₂ DIAL. *Opt. Lett.*, **34**:2069–2071, (2009).
- P23. F. BOITIER, A. GODARD, E. ROSENCHER, C. FABRE : Measuring photon bunching at ultrashort timescale by two-photon absorption in semiconductors. *Nature Phys.*, **5**:267–270, (2009).
- P24. F. BOITIER, J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, E. ROSENCHER : Infrared quantum counting by nondegenerate two photon conductivity in GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, **94**:081112-1–081112-3, (2009).
- P25. M. RAYBAUT, A. GODARD, A. TOULOUSE, C. LUBIN, E. ROSENCHER : Fresnel phase matching: exploring the frontiers between ray and guided wave quadratic nonlinear optics. *Opt. Express*, **16**:18457–18478, (2008).
- P26. M. RAYBAUT, A. GODARD, A. TOULOUSE, C. LUBIN, E. ROSENCHER : Nonlinear reflection effects on Fresnel phase matching. *Appl. Phys. Lett.*, **92**:121112-1–121112-3, (2008).
- P27. J. KHURGIN, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Passive mode locking of optical parametric oscillators: an efficient technique for generating sub-picosecond pulses. *Opt. Express*, **16**:4804–4818, (2008).
- P28. J. KHURGIN, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, E. ROSENCHER : Passively mode-locked slow pump optical parametric oscillators. *Opt. Lett.*, **33**:153–155, (2008).
- P29. J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Pulsed optical parametric oscillators with intracavity optical parametric amplification: a critical study. *Appl. Phys. B*, **86**:633–642, (2007).
- P30. L. NEVOU, M. TCHERNYCHEVA, F. JULIEN, M. RAYBAUT, A. GODARD, E. ROSENCHER, F. GUILLOT, E. MONROY : Intersubband resonant enhancement of second-harmonic generation in GaN/AlN quantum wells. *Appl. Phys. Lett.*, **89**:151101-1–151101-3, (2006).
- P31. M. RAYBAUT, A. GODARD, R. HAÏDAR, M. LEFEBVRE, P. KUPECEK, E. ROSENCHER, P. LEMASSON : Generation of mid-infrared radiation by self-difference frequency mixing in chromium doped zinc selenide. *Opt. Lett.*, **31**:220–222, (2006).

- P32.** A. GODARD, M. RAYBAUT, O. LAMBERT, J.-P. FALENI, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Cross resonant optical parametric oscillators: study of and application to difference-frequency generation. *J. Opt. Soc. Am. B.*, **22**:1966–1978, (2005).
- P33.** A. GODARD, G. PAULIAT, G. ROOSEN, E. DUCLOUX : Modal competition via four-wave mixing in single-mode extended-cavity semiconductor lasers. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**:970–981, (2004).
- P34.** A. GODARD, E. ROSENCHER : Energy yield of pulsed optical parametric oscillators: a rate-equation analysis. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**:784–790, (2004).
- P35.** A. GODARD, G. PAULIAT, G. ROOSEN, E. DUCLOUX : Relaxation of single-mode emission conditions in extended-cavity semiconductor lasers with a self-organizing photorefractive filter. *Appl. Opt.*, **43**:1343–1347, (2004).
- P36.** A. MUSTELIER, E. ROSENCHER, P. KUPECEK, A. GODARD, M. BAUDRIER, M. LEFEBVRE, M. POULAT, G. MENNERAT, C. PASQUER, P. LEMASSON : Midinfrared difference frequency generation in quasi-phase matched diffusion bonded ZnSe plates. *Appl. Phys. Lett.*, **84**:4424–4426, (2004).
- P37.** G. ROOSEN, A. GODARD, S. MAERTEN, V. REBOUD, N. DUBREUIL, G. PAULIAT : Self-organization of laser cavities using dynamic holograms. *Opt. Mat.*, **23**:289–293, (2003).
- P38.** A. GODARD, G. PAULIAT, G. ROOSEN, P. GRAINDORGE, P. MARTIN : Stabilization of a 1.55- μm extended-cavity semiconductor laser by intracavity dynamic holography. *Eur. Phys. J. AP*, **20**:191–196, (2002).
- P39.** A. GODARD, G. PAULIAT, G. ROOSEN, P. GRAINDORGE, P. MARTIN, Side-mode gain in grating-tuned extended-cavity semiconductor lasers: investigation of stable single-mode operation conditions. *IEEE J. Quantum Electron.*, **38**:390–401, (2002).
- P40.** A. GODARD, G. PAULIAT, G. ROOSEN, P. GRAINDORGE, P. MARTIN : Relaxation of the alignment tolerances of a 1.55- μm extended-cavity semiconductor laser by use of an intracavity photorefractive filter. *Opt. Lett.*, **26**:1955–1957, (2001).
- P41.** B. SCHERRER, A. GODARD, I. RIBET, P. BOUCHARDY, T. POT, M. LEFEBVRE : Comparison of dephasing times for vibrational and rotational coherent anti-Stokes Raman scattering: implication for velocimetry. *Appl. Phys. B*, **71**:859–864, (2000).
- P42.** B. SCHERRER, I. RIBET, A. GODARD, E. ROSENCHER, M. LEFEBVRE : Dual-cavity doubly resonant optical parametric oscillators: demonstration of pulsed single-mode operation. *J. Opt. Soc. Am. B*, **17**:1716–1729, (2000).

A.2 Ouvrages et revues grand public

- O1.** J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT : Sources paramétriques optiques : Fondements, mise en œuvre et applications. *Techniques de l'Ingénieur*, E 6 445 (octobre 2015)
- O2.** A. GODARD, F. BOITIER, N. DUBREUIL, P. DELAYE, E. ROSENCHER : Photon extra-bunching in twin beams. *OPN Optics & Photonics News*, **22**(12) :38 (décembre 2011)
- O3.** M. RAYBAUT, M. BARBIER, J.-M. MELKONIAN, J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Détection d'espèces par spectroscopie photoacoustique : principe et applications. *Photoniques*, **54** :39–43 (2011).
- O4.** A. GODARD, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE : Les sources laser infrarouge. *Photoniques*, **38** :39–45, (2008).
- O5.** A. GODARD : Infrared (2–12 μm) solid-state laser sources: a review. *C. R. Physique*, **8**:1100–1128, (2007).
- O6.** M. RAYBAUT, A. GODARD, C. LUBIN, R. HAÏDAR, E. ROSENCHER : Fresnel phase matching: a universal phase matching scheme. *C. R. Physique*, **8**:1205–1212, (2007).
- O7.** A. BERROU, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD, E. ROSENCHER, M. LEFEBVRE : Specific architectures for optical parametric oscillators. *C. R. Physique*, **8**:1162–1173, (2007).
- O8.** B. SCHERRER, I. RIBET, A. GODARD, E. ROSENCHER, M. LEFEBVRE : Optical parametric oscillator for flow diagnostics. *C. R. Acad. Sci. Paris*, t. 1, Série IV:633–638 (2000).

A.3 Brevets

- B1.** M. LEFEBVRE, A. K. MOHAMED, A. GODARD : *Oscillateur paramétrique optique avec retour de pompe à maintien de phase achromatique*, Brevet FR2902940 (27 juin 2006), PCT n° EP2007/056438 (27 juin 2007), US 8279517(B2) (2 octobre 2012).
- B2.** M. RAYBAUT, B. HARDY, A. GODARD, M. LEFEBVRE : *Oscillateur paramétrique optique à cavités imbriquées pour le balayage rapide en fréquence*, Demandes de brevet n° 11.00897 (25 mars 2011), EP 12161313.7 (26 mars 2012).

A.4 Conférences invitées dans des congrès nationaux et internationaux

- CI1.** G. AOUST, J. ARMOUGOM, E. CADIOU, Q. CLÉMENT, D. MAMMEZ, J.-B. DHERBECOURT, G. GORJU, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Nested cavity optical parametric oscillator : a versatile tunable emitter for active gas sensing in the short- to long-wave infrared. *Optic & Photonics Taiwan, International Conference—OPTIC 2015*, (Hsinchu, Taïwan, 4–6 décembre 2015).
- CI2.** J. PETIT, J. RAME, B. VIANA, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, Q. CLÉMENT, M. RAYBAUT, J.-B. DHERBECOURT : Synthesis and growth of non linear AgGaGeS₄ and ZnGeP₂ crystals for the mid IR laser applications. *4th French-German Oxide-Crystal-/Dielectrics-/Lasercrystal-Workshop*, (Saint-Louis, 10–11 septembre 2015).
- CI3.** Q. CLÉMENT, J. M. MELKONIAN, J. B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GODARD, A. GRISARD, E. LALLIER, B. GÉRARD, B. FAURE, G. SOUHAITÉ : Long-wave infrared, tunable, single-frequency OP-GaAs OPO for the detection of hazardous chemicals. *ISL scientific symposium on laser and electromagnetic technologies*, (Saint-Louis, 9–10 mars 2015).
- CI4.** G. AOUST, J. BARRIENTOS BARRIA, H. COUDERT-ALTEIRAC, Q. CLÉMENT, D. MAMMEZ, M. RAYBAUT, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Nested cavity optical parametric oscillator (NesCOPO) - A unique approach for gas sensing. *Laser Applications to Chemical, Security and Environmental Analysis—LACSEA 2014* (Seattle, WA, USA, 13–17 juillet 2014), papier LW4D.5.
- CI5.** J. BARRIENTOS BARRIA, M. RAYBAUT, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Sources paramétriques infrarouge monofréquence pour la détection des gaz à effet de serre par LIDAR à absorption différentielle. *Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique—JNCO 2013*, (Cherbourg-Octeville, 10–12 juin 2013), papier Me2.
- CI6.** E. ROSENCHER, M. RAYBAUT, J.-M. MELKONIAN, J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Micro-OPO: an alternative for ultra-compact largely tuneable mid-infrared sources. *SPIE Photonics West 2013*, (San Francisco, USA, 2–7 février 2013), papier 8631-64, dans *Proc. SPIE*, **8631**:86311S-1–86311S-7, (2013).
- CI7.** J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, J. BARRIENTOS BARRIA, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE : Instrumentation pour la détection de gaz à l'état de traces à partir de sources paramétriques doublement résonnantes. *Colloque commun de la division Physique Atomique, Moléculaire et Optique de la Société Française de Physique et des Journées de Spectroscopie Moléculaire—PAMO JSM'etz 2012*, (Metz, 3–6 juillet 2012), papier MC04-5.
- CI8.** A. GODARD : Enjeux des OPO infrarouges pour les applications de détection et d'analyse de gaz. *Action Nationale de Formation du réseau CNRS CMDO+ : les enjeux de la génération non linéaire paramétrique dans les domaines UV et IR : état de l'art et nouveaux challenges*, (Grenoble, 28–29 juin 2012).
- CI9.** F. BOITIER, A. GODARD, N. DUBREUIL, P. DELAYE, C. FABRE, E. ROSENCHER : Photon extrabunching in twin beams in the femtosecond range measured by two-photon counting in a semi-conductor. *CLEO:2012—CLEO:QELS - Fundamental Science*, (San Jose, USA, 6–11 mai 2012), papier QF3G.1.
- CI10.** E. ROSENCHER, F. BOITIER, A. GODARD, C. FABRE : Two-photon conductivity in semiconductors: a new tool for the study of the quantum properties of light. *SPIE Photonics West 2012*, (San Francisco, USA, 21–26 janvier 2012), papier 8268-75, dans *Proc. SPIE*, **8268**:826823-1–826823-6, (2012).
- CI11.** J.-B. DHERBECOURT, A. DENOEU, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Laser ZnSe:Cr²⁺ picoseconde accordable à verrouillage de modes par miroir non linéaire. *Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique—JNCO 2011*, (Marseille, 4–7 juillet 2011), papier OPTIQUE2011/229.

- CI12. M. RAYBAUT, A. GODARD, A. K. MOHAMED, M. LEFEBVRE : Doubly resonant optical parametric oscillator: a generic transmitter architecture for DIAL. *CLEO:2011—Laser Applications to Photonic Applications* (Baltimore, USA, 1–6 mai 2011), papier CTuD5.
- CI13. C. FABRE, F. BOITIER, A. GODARD, E. ROSENCHER : Two photon counting: experiment and theory. *10th European/French-Israeli Symposium on Nonlinear & Quantum Optics—FRISNO-11*, (Aussois, 28 mars–11 avril 2011).
- CI14. F. BOITIER, A. GODARD, E. ROSENCHER, C. FABRE : Photon quantum correlation measurements by two photon absorption in semiconductors: Do Blackbody photons effectively bunch?. *Quantum of Quasars international workshop*, (Grenoble, 2–4 décembre 2009).
- CI15. J. PETIT, A. GODARD, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE, S. A. SAÏD HASSANI, P. GALTIER : AgGaS₂ et ZnGeP₂ : synthèse, croissance, recuit et oscillation paramétrique optique dans le moyen IR. *Journées Nationales des Cristaux pour l’Optique—JNCO 2009*, (Ecully, 2–4 décembre 2009).
- CI16. J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Oscillation paramétrique optique en régime picoseconde du ZnGeP₂ par pompage synchrone. *Journées Nationales des Cristaux pour l’Optique—JNCO 2009*, (Ecully, 2–4 décembre 2009).
- CI17. B. HARDY, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Nouvelle architecture d’OPO pour le façonnage spectral du gain paramétrique et les applications de spectroscopie. *Journées Nationales des Cristaux pour l’Optique—JNCO 2009*, (Ecully, 2–4 décembre 2009).
- CI18. F. BOITIER, A. GODARD, E. ROSENCHER, C. FABRE : Photon quantum correlation measurements by two-photon absorption in semiconductors. *The 22nd Annual Meeting of the IEEE Photonics Society*, (Belek-Antalya, Turquie, 4–8 octobre 2009).
- CI19. F. BOITIER, A. GODARD, E. ROSENCHER, C. FABRE : Capture des corrélations de photons aux temps ultra-courts par absorption à deux photons dans les semi-conducteurs : l’expérience d’Hanbury-Brown et Twiss revisitée. *11ème Colloque sur les Lasers et l’Optique Quantique—COLOQ’11*, (Mouans-Sartoux, 7–9 septembre 2009).
- CI20. F. BOITIER, A. GODARD, C. FABRE, E. ROSENCHER : Photon quantum correlation measurement by two photon absorption in semiconductors: Do blackbody photons effectively bunch?. *Non Linear Optics (NLO) 2009*, (Hawaii, USA, 12–17 juillet 2009), papier NWE3.
- CI21. M. RAYBAUT, B. HARDY, A. GODARD, E. ROSENCHER, M. LEFEBVRE : Mode engineering in doubly resonant entangled-cavity optical parametric oscillators. *Mid-Infrared Coherent Sources (MICS) 2009*, (Trouville-sur-Mer, 8–12 juin 2009), papier Mo9.
- CI22. S. A. SAÏD HASSANI, A. GODARD, J. PETIT, G. VEROZUBOVA, A. LUSSON, J. BARJON, A. TROMSON-CARLI, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER, P. GALTIER : Étude de la croissance des cristaux de ZnGeP₂ par la technique Bridgman verticale. *Journées Nationales des Cristaux pour l’Optique—JNCO 2007*, (St-Martin d’Hères, 2–5 juillet 2007), papier ME2.
- CI23. E. ROSENCHER, M. RAYBAUT, R. HAÏDAR, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Accord de phase de Fresnel dans les semiconducteurs : une méthode universelle. *Journées Nationales des Cristaux pour l’Optique—JNCO 2007*, (St-Martin d’Hères, 2–5 juillet 2007), papier ME9.
- CI24. M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER, J. L. DOUALAN, R. MONCORGÉ : ZnSe :Cr²⁺, matériau pour laser accordable et auto-DFG. *Journées Nationales des Cristaux pour l’Optique—JNCO 2005*, (Ecully, 12–14 décembre 2005).
- CI25. E. ROSENCHER, M. RAYBAUT, R. HAÏDAR, A. GODARD, M. LEFEBVRE, P. LEMASSON : Innovative optical parametric sources using bulk semiconductors. *Mid-Infrared Coherent Sources (MICS) 2005*, (Barcelone, Espagne, 6–11 novembre 2005).
- CI26. E. ROSENCHER, M. BAUDRIER-RAYBAUT, R. HAÏDAR, P. KUPECEK, A. GODARD, P. LEMASSON : Innovative optical parametric sources using semiconductors. *8th European/French-Israeli Symposium on Nonlinear & Quantum Optics—FRISNO-8*, (Ein Bokek, Israël, 20–25 février 2005).
- CI27. N. DUBREUIL, A. GODARD, S. MAERTEN, V. REBOUD, G. PAULIAT, G. ROOSEN : Diodes laser à cavités auto-organisables. *Réunion annuelle du GDR « Matériaux et Fonctions de l’Optique Non Linéaire, »* (Landéda, Port de l’Aber Vrac’h, 2–4 octobre 2002).

- CI28.** N. DUBREUIL, A. GODARD, S. MAERTEN, L. MEILHAC, G. PAULIAT, J.-M. JONATHAN, G. ROOSEN : Cavités laser auto-organisables. *7ème Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique—COLOQ7* (Rennes, 5–7 septembre 2001) dans *Journal de Physique IV*, **12** :Pr5.99–Pr5.106, (2002).
- CI29.** A. GODARD, G. PAULIAT, G. ROOSEN, P. GRAINDORGE, P. MARTIN : Stabilization of a 1.55- μm extended-cavity semiconductor laser by intracavity dynamic holography. *8th conference on photorefractive effect, materials and devices—PR'01* (Lake Lawn Lodge, USA, 8–12 juillet 2001), dans *OSA Trends in Optics and Photonics*, **63**:48–56, (2001).
- CI30.** G. ROOSEN, A. GODARD, L. MEILHAC, N. DUBREUIL, J.-M. JONATHAN, G. PAULIAT : Adaptive shaping and filtering of laser beams using photorefractive elements. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2001* (Baltimore, USA, 6–11 mai 2001), papier CWH1.
- CI31.** C. VENTALON, A. GODARD, C. HUTCHINGS, M. LEFEBVRE : Developments of a 200 Hz CARS bench. *20th European CARS workshop*, (Lund, Suède, 2001).
- CI32.** G. ROOSEN, A. GODARD, L. MEILHAC, N. DUBREUIL, J.-M. JONATHAN, G. PAULIAT : Filtres photoréfractifs auto-adaptatifs dans des cavités laser. *Colloque de l'Association Canadienne Française pour l'Avancement des Sciences* (Sherbrooke, Canada, 2000).
- CI33.** B. SCHERRER, A. GODARD, P. BOUCHARDY, M. LEFEBVRE, T. POT, B. CHANETZ : Velocity measurements using single-shot time-domain CARS. *17th European CARS workshop* (Besançon, France, 1998).
- CI34.** B. SCHERRER, A. GODARD, I. RIBET, M. LEFEBVRE : Mesure de vitesse par DRASC en régime supersonique. *4ième Conférence annuelle du GDR « Matériaux pour l'Optique Non Linéaire, »* (Marly-Le-Roi, France, 1998).

A.5 Communications orales et posters dans des congrès nationaux et internationaux

- C1.** D. MAMMEZ, E. CADIOU, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, G. GORJU, J. R. PELON, M. LEFEBVRE : Multispecies transmitter for DIAL sensing of atmospheric water vapour, methane and carbon dioxide in the 2 μm region. *SPIE Remote Sensing 2015*, (Toulouse, 21–24 septembre 2015), papier 9645-6, dans *Proc. SPIE*, **9645**:964507-1–964507-9, (2015).
- C2.** Q. CLÉMENT, J.-M. MELKONIAN, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GRISARD, E. LALLIER, B. GÉRARD, B. FAURE, G. SOUHAITÉ, A. GODARD : Pulsed, tunable, single-frequency OP-GaAs OPO for the standoff detection of hazardous chemicals in the longwave infrared. *SPIE Security + Defence 2015*, Toulouse, 21–24 septembre 2015), papier 9649-3, dans *Proc. SPIE*, **9649**:964904-1–964904-10, (2015).
- C3.** E. CADIOU, D. MAMMEZ, M. RAYBAUT, J.-B. DHERBECOURT, G. GORJU, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Source paramétrique pour la détection Lidar DIAL multi-espèces. Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique—JNCO 2015, (Rennes, 6–9 juillet 2015).
- C4.** J. RAME, J. PETIT, B. VIANA, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, Q. CLEMENT, M. RAYBAUT, J.B. DHERBECOURT : Synthèse et croissance cristalline d'AgGaGeS₄ pour les applications laser non linéaires du moyen infrarouge. *Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique—JNCO 2015*, (Rennes, 6–9 juillet 2015).
- C5.** D. DESCLOUX, J. DHERBECOURT, J. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD : Fast tunable picosecond OPO based on chirped quasi-phase matching. *European Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO/Europe 2015* (Munich, Allemagne, 21–25 juin 2015), papier CD-2.3 SUN.
- C6.** D. MAMMEZ, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. BRESSON, N. ZAHZAM, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD : Purity, linewidth, and real-time spectral analysis of an amplified pulsed nested cavity optical parametric oscillator. *European Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO/Europe 2015* (Munich, Allemagne, 21–25 juin 2015), papier CD-P.36 TUE.
- C7.** Q. CLÉMENT, J.-M. MELKONIAN, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GODARD, A. GRISARD, E. LALLIER, B. GÉRARD, B. FAURE, G. SOUHAITÉ : Long-wave infrared single-frequency OP-GaAs OPO pumped by a pulsed Tm :YAP microlaser. *European Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO/Europe 2015* (Munich, Allemagne, 21–25 juin 2015), papier CN-1.1 WED.

- C8. D. DESCLOUX, J. DHERBECOURT, J. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD : Fast tunable picosecond optical parametric oscillator based on chirped quasi-phase matching, *CLEO :2015—Science & Innovation*, (San Jose, USA, 10–15 mai 2015), papier SW1O.5.
- C9. Q. CLÉMENT, J.-M. MELKONIAN, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GODARD, A. GRISARD, E. LALLIER, B. GÉRARD, B. FAURE, G. SOUHAITÉ : Long-wave infrared single-frequency OP-GaAs OPO pumped by a pulsed Tm :YAP microlaser. *CLEO :2015—Science & Innovation*, (San Jose, USA, 10–15 mai 2015), papier SW3O.5.
- C10. G. Aoust, R. LEVY, M. RAYBAUT, B. BOURGETEAU, J. DHERBECOURT, J. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Experimental and numerical analysis of commercial and homemade tuning forks for QEPAS. *CLEO :2015—Science & Innovation*, (San Jose, USA, 10–15 mai 2015), papier JTh2A.90.
- C11. J. BARRIENTOS-BARRIA, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE : Progress on high energy optical parametric transmitter for multiple greenhouse gases DIAL. *International Conference on Space Optics—ICSO 2014*, (Tenerife, Espagne, 6–10 octobre 2014), papier 66522.
- C12. G. Aoust, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, R. LEVY, J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Nested cavity optical parametric oscillator in the 3.0 – 3.8 μm range for quartz enhanced photoacoustic spectroscopy. *The 2nd Conference on Photoacoustic and Photothermal Theory and Applications—CPPTA* (Varsovie, Pologne, 23–26 septembre 2014).
- C13. Q. CLÉMENT, E. LUCAS, J.-M. MELKONIAN, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, G. CANAT, A. GODARD : Nested cavity optical parametric oscillator emitting at 8 μm pumped by a pulsed single-frequency 2 μm fiber laser. *6th EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources—Europhoton 2014* (Neuchâtel, Suisse, 24–29 août 2014), papier TuP-T1-P-19.
- C14. D. DESCLOUX, C. LAPORTE, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, C. DRAG, A. GODARD : Pulse-to-pulse spectra of a picosecond optical parametric oscillator based on chirped quasi-phase matching, *6th EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources—Europhoton 2014* (Neuchâtel, Suisse, 24–29 août 2014), papier TuP-T1-P-26.
- C15. J. PETIT, J. RAME, Q. CLÉMENT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, O. MULLER, A. HILDENBRAND, C. KIELECK, A. BERROU, F. MOITRIER, M. EICHHORN : Progress in chemical synthesis and crystal growth of irradiation free low absorption ZnGeP₂ for infrared nonlinear conversion. *6th EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources—Europhoton 2014* (Neuchâtel, Suisse, 24–29 août 2014), papier TuP-T1-P-31.
- C16. O. MULLER, A. HILDENBRAND, C. KIELECK, A. BERROU, F. MOITRIER, M. EICHHORN, L. ACKERMANN, K. DUPRÉ, J. PETIT, A. GODARD : Effects of Chemical Mechanical Polishing on the Laser Induced Damage Threshold of ZnGeP₂. *6th EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources—Europhoton 2014* (Neuchâtel, Suisse, 24–29 août 2014), papier WeP-T1-P-28.
- C17. G. Aoust, M. RAYBAUT, J.-M. MELKONIAN, G. CANAT, J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Influence of pump pulse duration on doubly resonant optical parametric oscillators build-up time. *CLEO :2014—Science & Innovation*, (San Jose, USA, 8–13 juin 2014), papier SM1I.7.
- C18. D. DESCLOUX, C. LAPORTE, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, C. DRAG, A. GODARD : Pulse-to-pulse spectra of a picosecond optical parametric oscillator based on chirped quasi-phase matching. *CLEO :2014—Science & Innovation*, (San Jose, USA, 8–13 juin 2014), papier SM2I.6.
- C19. J. BARRIENTOS BARRIA, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, D. MAMMEZ, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, J. PELON, M. LEFEBVRE : Transmitter for multispecies DIAL sensing of atmospheric water vapor, methane and carbon dioxide in the 2 μm range. *CLEO :2014—Science & Innovation*, (San Jose, USA, 8–13 juin 2014), papier JTU4A.52.
- C20. C. LAPORTE, D. DESCLOUX, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, C. DRAG, A. GODARD : Synchronously pumped optical parametric oscillator with an intracavity graphene saturable absorber. *Advanced Solid State Lasers Congress—ASSL 2013*, (Paris, 27 octobre–1^{er} novembre 2013), papier JTh2A.56.
- C21. C. LAPORTE, D. DESCLOUX, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, C. DRAG, A. GODARD : Effects of quasi-phase matching chirp in a picosecond optical parametric oscillator. Mid-Infrared Coherent Sources—MICS 2013, (Paris, 27 octobre–1^{er} novembre 2013), papier MW2C.2.

- C22. Q. CLÉMENT, J.-M. MELKONIAN, J. BARRIENTOS BARRIA, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GODARD : Tunable optical parametric amplification of a single frequency quantum cascade laser around 8 μm in ZnGeP₂. *Mid-Infrared Coherent Sources—MICS 2013*, (Paris, 27 octobre–1^{er} novembre 2013), papier MW3B.4.
- C23. J. BARRIENTOS BARRIA, A. DOBROC, H. COUDERT-ALTEIRAC, M. RAYBAUT, N. CÉZARD, J.-B. DHERBECOURT, B. FAURE, G. SOUHAITÉ, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE, J. PELON : 3.3 - 3.7 μm OPO/OPA optical source for multi-species 200 m range integrated path differential absorption lidar. *Application of Lasers for Sensing and Free Space Communications—LS&C 2013*, (Paris, 27 octobre–1^{er} novembre 2013), papier LTh1B.4.
- C24. J. BARRIENTOS BARRIA, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Single frequency, compact, nested cavity optical parametric oscillators in the 3.3 to 3.7 micron range : principle and potential for photoacoustic spectroscopy applications. *Conference on Photoacoustic and Photothermal Theory and Applications—CPPTA* (Varsovie, Pologne, 25–27 septembre 2013), papier CPPTA13-42.
- C25. J. BARRIENTOS BARRIA, M. RAYBAUT, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE : OPO microseconde monofréquence pompé par laser à fibre pour la détection d'espèces gazeuses entre 3,3 et 3,7 μm par spectrométrie infrarouge. *Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique—JNCO 2013*, (Cherbourg-Octeville, 10–12 juin 2013), papier P17.
- C26. C. LAPORTE, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, C. DRAG, A. GODARD : Pulse compression in a synchronously pumped optical parametric oscillator with a graphene saturable absorber. *CLEO :2013—Science & Innovation*, (San Jose, USA, 9–14 juin 2013), papier CW1B.2.
- C27. C. LAPORTE, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, C. DRAG, A. GODARD : Spectral and temporal effects in a picosecond optical parametric oscillator based on an aperiodically poled nonlinear crystal. *CLEO :2013—Science & Innovation*, (San Jose, USA, 9–14 juin 2013), papier JW2A.31.
- C28. J. BARRIENTOS BARRIA, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE, B. FAURE, G. SOUHAITÉ : 3.3 - 3.7 micrometer nested cavity OPO pumped by an amplified micro-laser for portable DIAL. *European Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO/Europe 2013* (Munich, Allemagne, 12–16 mai 2013), papier CD-5.4.
- C29. C. LAPORTE, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, C. DRAG, A. GODARD : Pulse compression in a synchronously pumped optical parametric oscillator with a graphene saturable absorber. *European Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO/Europe 2013* (Munich, Allemagne, 12–16 mai 2013), papier CD-5.1.
- C30. J. BARRIENTOS-BARRIA, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE, High energy optical parametric source for multi-wavelength CO₂ DIAL, *International Conference on Space Optics—ICSO 2012*, (Ajaccio, 9–12 octobre 2012), papier 049.
- C31. J. BARRIENTOS BARRIA, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE, High energy optical parametric sources for multi-wavelength DIAL : a generic approach, *SPIE Remote Sensing 2012* (Édimbourg, R.-U., 24–27 septembre 2012), papier 8534B-41.
- C32. M. RAYBAUT, S. DERELLE, J. ROTHMAN, A. GODARD, J. DESCHAMPS, A. BONNEFOIS, N. VÉDRENNE, A. DURÉCU, Transmitter and receiver modules for free-space optical transmission links in the mid-infrared, *SPIE Remote Sensing 2012* (Édimbourg, R.-U., 24–27 septembre 2012), papier 8535-11.
- C33. J.-M. MELKONIAN, J. PETIT, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, Time-resolved spectral characterization of a pulsed external-cavity quantum cascade laser, *SPIE Security + Defence 2012* (Édimbourg, R.-U., 24–27 septembre 2012), papier 8546-06, dans *Proc. SPIE*, **8546** :854607-1–854607-9 (2012).
- C34. C. LAPORTE, A. GODARD, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, Enhancement of cavity-length detuning tolerance in diffraction-grating narrowed synchronously pumped optical parametric oscillators, *5th EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources—Europhoton 2012* (Stockholm, Suède, 26–31 août 2012), papier TuP.17.
- C35. J. BARRIENTOS BARRIA, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE, Fiber laser pumped, microsecond, single frequency, nested cavity OPO for spectroscopy applications in the 3.0 - 3.5 micrometer range, *5th EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources—Europhoton 2012* (Stockholm, Suède, 26–31 août 2012), papier WeP.6.

- C36. J. BARRIENTOS BARRIA, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE, High energy optical parametric source for multi-wavelength CO₂ DIAL, *5th EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources—Europhoton 2012* (Stockholm, Suède, 26–31 août 2012), papier ThP.6.
- C37. J. PETIT, J. RAME, P. BEAUCHÊNE, M. BEJET, J.-C DAUX, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT : Crystal processing and properties of ZnGeP₂: a crystal for mid-IR laser applications. *7th French-Spanish Conference on the Chemistry and the Physics of Solid State* (Paris, 13–15 juin 2012).
- C38. J.-M. MELKONIAN, J. PETIT, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Time-resolved spectral characterization of a pulsed external-cavity quantum cascade laser. *CLEO:2012—Science & Innovation* (San Jose, USA, 6–11 mai 2012), papier CF2K.4.
- C39. C. LAPORTE, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD : Tolerance and tuning of diffraction-grating narrowed synchronously pumped optical parametric oscillators. *CLEO:2012—Science & Innovation* (San Jose, USA, 6–11 mai 2012), papier CF2B.6.
- C40. J. BARRIENTOS-BARRIA, J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Fiber laser pumped, microsecond, single frequency, nested cavities OPO for spectroscopy in the 3.0 - 3.5 μm range. *CLEO:2012—Science & Innovation* (San Jose, USA, 6–11 mai 2012), papier CF2B.2.
- C41. M. RAYBAUT, J. BARRIENTOS-BARRIA, J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE : Sources paramétriques pour DIAL : une solution générique. *Atelier Expérimentation et Instrumentation—AEI 2012*, (Paris, 28–30 mars 2012).
- C42. M. BARBIER, B. HARDY, M. RAYBAUT, J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE, F. THIBAUT, G. SOUHAITÉ : Compact photo-acoustic sensor with wide (3.8–4.2 μm) spectrum coverage. *Laser Applications to Chemical, Security and Environmental Analysis—LACSEA 2012*, (San Diego, USA, 28 janvier–1 février 2012), papier LW5B.3.
- C43. J.-B. DHERBECOURT, C. LAPORTE, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Effet du désynchronisme dans un OPO picoseconde affiné spectralement par un réseau de diffraction intracavité. *Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique—JNCO 2011*, (Marseille, 4–7 juillet 2011), papier OPTIQUE2011/367.
- C44. A. GODARD, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE, A.-M. MICHEL, M. PÉALAT : OPO avec amplification paramétrique intracavité basé sur un cristal de PPLN bifonctionnel. *Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique—JNCO 2011*, (Marseille, 4–7 juillet 2011), papier OPTIQUE2011/366.
- C45. J. PETIT, M. BEJET, J.-C. DAUX, P. BEAUCHENE, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE : Synthèse, croissance cristalline et optique non linéaire du moyen IR des composés AgGaS₂ et ZnGeP₂. *Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique—JNCO 2011*, (Marseille, 4–7 juillet 2011), papier OPTIQUE2011/32.
- C46. J.-B. DHERBECOURT, A. DENOEUDE, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Picosecond tunable mode locking of a Cr²⁺:ZnSe laser with a frequency-doubling nonlinear mirror. *European Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO/Europe 2011* (Munich, Allemagne, 22–26 mai 2011), papier CD.9.3.
- C47. A. GODARD, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE, A.-M. MICHEL, M. PÉALAT : Optimized 4- μm OPO with intracavity OPA based on a dual-grating PPLN crystal. *European Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO/Europe 2011* (Munich, Allemagne, 22–26 mai 2011), papier CD.9.2.
- C48. B. HARDY, M. RAYBAUT, A. GODARD, A. K. MOHAMED, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE : Remote gas leak detection using a portable mini-lidar based on a doubly-resonant OPO. *European Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO/Europe 2011* (Munich, Allemagne, 22–26 mai 2011), papier CH.P.13.
- C49. A. GODARD, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE, A.-M. MICHEL, M. PÉALAT : Optimized 4- μm OPO with intracavity OPA based on a single dual-grating PPLN crystal. *CLEO:2011—Laser Applications to Photonic Applications* (Baltimore, USA, 1–6 mai 2011), papier CMR3.
- C50. B. HARDY, M. RAYBAUT, A. GODARD, A.-K. MOHAMED, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE : Remote gas leak detection using a portable mini-Lidar, based on a doubly-resonant OPO. *CLEO:2011—Laser Applications to Photonic Applications* (Baltimore, USA, 1–6 mai 2011), papier JThB87.

- C51. J.-B. DHERBECOURT, A. DENOEUDE, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Picosecond tunable mode-locking of a Cr^{2+} :ZnSe laser with a frequency-doubling nonlinear mirror. *CLEO:2011—Laser Applications to Photonic Applications* (Baltimore, USA, 1–6 mai 2011), papier CThAA3.
- C52. J. PETIT, A. GODARD, M. RAYBAUT, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE : Chemical synthesis, crystal growth and mid-IR Difference Frequency Generation in ZnGeP_2 and AgGaS_2 . *Advances In Optical Materials—AIOM 2011*, (Istanbul, Turquie, 16–18 février 2011), papier AIThB18.
- C53. J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, A. DENOEUDE, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Mode-locking of a Cr:ZnSe laser by use of a PPLN nonlinear mirror. *SPIE Photonics West 2011*, (San Francisco, USA, 22–27 janvier 2011), papier 7912-56.
- C54. A. GODARD, M. RAYBAUT, T. SCHMID, M. LEFEBVRE, A.-M. MICHEL, M. PÉALAT : Improvement of mid-infrared pulsed OPOs efficiency by thermal management and cascaded nonlinear conversions. *SPIE Photonics West 2011*, (San Francisco, USA, 22–27 janvier 2011), papier 7917-24.
- C55. A. GODARD, M. RAYBAUT, T. SCHMID, M. LEFEBVRE, A.-M. MICHEL, C. OUDART, S. TEIXEIRA, M. PÉALAT : Development of a compact frequency conversion module for airborne countermeasures. *SPIE Europe Security & Defence 2010*, (Toulouse, France, 20–23 septembre 2010), papier 7836-17, dans *Proc. SPIE*, **7836**:78360G-1-78360G-7, (2010).
- C56. J. PETIT, A. GODARD, M. RAYBAUT, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE : Mid-IR non linear materials: chemical synthesis, crystal growth and optical parametric oscillation in ZnGeP_2 and AgGaS_2 . *SPIE Europe Security & Defence 2010*, (Toulouse, France, 20–23 septembre 2010), papier 7838B-37, dans *Proc. SPIE*, **7838**:783811-1-783811-6, (2010).
- C57. A. MONTMERLE BONNEFOIS, R. BIÉRENT, S. DERELLE, A. DURÉCU, A. GODARD, M. LEFEBVRE, M. RAYBAUT, N. VEDRENNE : SCALPEL: a long range free-space optical telecommunication system with adaptive optics in the MIR band-width. *SPIE Remote Sensing 2010*, (Toulouse, France, 20–23 septembre 2010), papier 7828-21, dans *Proc. SPIE*, **7828**:78280L-1-78280L-8, (2010).
- C58. L. MUSSIO, B. HARDY, M. RAYBAUT, A. GODARD, A. K. MOHAMED, M. LEFEBVRE : Vernier frequency sampling: a new approach for broadband high-resolution spectroscopy. *SPIE Remote Sensing 2010*, (Toulouse, France, 20–23 septembre 2010), papier 7832-03.
- C59. B. HARDY, M. RAYBAUT, A. GODARD, A. K. MOHAMED, M. LEFEBVRE : Novel architecture for a micro laser pumped achromatic double-pass doubly resonant OPO. *4th EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State, Fibre, and Waveguide Coherent Light Sources—Europhoton 2010* (Hambourg, Allemagne, 29 août–3 septembre 2010), papier ThP19.
- C60. C. FABRE, F. BOITIER, A. GODARD, E. ROSENCHER : Two photon counting: theory and experiment. *International Conference on Coherent and Nonlinear Optics—ICONO 2010*, (Kazan, Russie, 23–26 août 2010), papier IWF4.
- C61. A. GODARD, M. RAYBAUT, T. SCHMID, M. LEFEBVRE, A.-M. MICHEL, M. PÉALAT : Management of thermal effects in high average power pulsed optical parametric oscillators. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2010* (San Jose, USA, 16–21 mai 2010), papier CThP3.
- C62. B. HARDY, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Parametric gain shaping in doubly resonant OPOs: theory, experiment and future applications. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2010* (San Jose, USA, 16–21 mai 2010), papier CThY3.
- C63. J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE : Picosecond synchronously pumped ZnGeP_2 optical parametric oscillator. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2010* (San Jose, USA, 16–21 mai 2010), papier CThZ2.
- C64. L. MUSSIO, B. HARDY, M. RAYBAUT, A. GODARD, A. K. MOHAMED, M. LEFEBVRE : Vernier frequency sampling - a new approach for broadband high-resolution spectroscopy. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2010* (San Jose, USA, 16–21 mai 2010), papier CWH4.
- C65. J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, J. RYAN, E. ROSENCHER : Mode-locking of a Cr^{2+} : ZnSe laser using a PPLN nonlinear mirror: theoretical modelling and cavity design. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2010* (San Jose, USA, 16–21 mai 2010), papier JThE97.

- C66. F. BOITIER, A. GODARD, E. ROSENCHER, C. FABRE : Two photon counting: theory and experiment. *Quantum Electronics and Laser Science Conference—QELS 2010*, (San Jose, USA, 16–21 mai 2010), papier QTuE1.
- C67. F. BOITIER, A. GODARD, A. RYASNYANSKIY, N. DUBREUIL, P. DELAYE, E. ROSENCHER, C. FABRE : Second order coherence of parametric light determined by two photon absorption in a semiconductor. *Quantum Electronics and Laser Science Conference—QELS 2010*, (San Jose, USA, 16–21 mai 2010), papier QTuE2.
- C68. F. BOITIER, A. I. RYASNYANSKIY, N. DUBREUIL, P. DELAYE, A. GODARD, E. ROSENCHER, C. FABRE : Second order coherence of parametric light determined by two photon absorption in semiconductors. *SPIE Photonics Europe 2010*, (Bruxelles, Belgique, 12–16 avril 2010), papier 7727-04.
- C69. J.-B. DHERBECOURT, M. RAYBAUT, A. GODARD, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE : Synchronously pumped ZnGeP₂ optical parametric oscillator in the picosecond regime. *SPIE Photonics Europe 2010*, (Bruxelles, Belgique, 12–16 avril 2010), papier 7728-41.
- C70. A. GODARD, M. RAYBAUT, T. SCHMID, J.-M. MELKONIAN, M. LEFEBVRE, A.-M. MICHEL, M. PÉALAT : Management of thermal effects in high average power pulsed optical parametric oscillators. *SPIE Photonics Europe 2010*, (Bruxelles, Belgique, 12–16 avril 2010), papier 7728-43.
- C71. J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Mode-locking of a Cr²⁺:ZnSe laser using a PPLN nonlinear mirror: theoretical modelling and cavity design. *SPIE Photonics Europe 2010*, (Bruxelles, Belgique, 12–16 avril 2010), papier 7721-14.
- C72. A. GODARD, T. SCHMID, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE, A.-M. MICHEL, C. OUDART, S. TEIXEIRA, M. PÉALAT : Development of a compact frequency conversion module for airborne countermeasures. *4th International Symposium on Optronics in Defence and Security—OPTRO*, (Paris, 3–5 février 2010), papier 1833878.
- C73. L. MUSSIO, B. HARDY, M. RAYBAUT, A. GODARD, A. K. MOHAMED, M. LEFEBVRE : Broadband High-Resolution Spectroscopy Based on Adjustable Vernier-Frequency-Scale Sliding - Application to CO₂ Remote Sensing. *Laser Applications to Chemical, Security and Environmental Analysis—LACSEA 2010*, (San Diego, USA, 31 janvier–4 février 2010), papier LMC2.
- C74. M. RAYBAUT, A. GODARD, A. K. MOHAMED, M. LEFEBVRE, F. MARNAS, P. FLAMANT, A. BOHMAN, P. GEISER, P. KASPERSEN : High Brightness, Parametric Frequency Conversion Based, 2 μm Laser Transmitter for CO₂ DIAL. *Laser Applications to Chemical, Security and Environmental Analysis—LACSEA 2010*, (San Diego, USA, 31 janvier–4 février 2010), papier LMC5.
- C75. J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Etude numérique du verrouillage en phase des modes d'un laser Cr²⁺:ZnSe par miroir non linéaire. *Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique—JNCO 2009*, (Ecully, 2–4 décembre 2009).
- C76. F. BOITIER, A. GODARD, E. ROSENCHER, C. FABRE : Capture des corrélations de photons aux temps ultra-courts par absorption à deux photons dans les semi-conducteurs : l'expérience d'Hanbury-Brown et Twiss revisitée. *Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique—JNCO 2009*, (Ecully, 2–4 décembre 2009).
- C77. M. RAYBAUT, T. SCHMID, L. MUSSIO, B. HARDY, A. GODARD, A. K. MOHAMED, M. LEFEBVRE, F. MARNAS, P. FLAMANT, A. BOHMAN, P. GEISER, P. KASPERSEN : Development and validation of an unseeded optical parametric source for remote sensing Application to CO₂ detection. *3rd International Workshop on active DIAL remote sensing*, (Hampton, VA, USA, 13-15 octobre 2009).
- C78. B. HARDY, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, F. THIBAUT, G. SOUHAITÉ : Micro-laser pumping of an achromatic phase-adapted, single longitudinal mode, doubly resonant OPO. *1st EOS Topical Meeting on Lasers*, (Capri, Italie, 27–30 septembre 2009), papier 2180.
- C79. F. BOITIER, J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, E. ROSENCHER : Absorption à deux photons non-dégénérés dans les semiconducteurs en GaAs : une « courte-échelle quantique ». *11ème Colloque sur les Lasers et l'Optique Quantique—COLOQ'11*, (Mouans-Sartoux, 7–9 septembre 2009).
- C80. J. PETIT, S. A. SAÏD HASSANI, P. GALTIER, A. GODARD, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE : Progress in ZnGeP₂ and AgGaS₂ crystal growth, first results on difference-frequency generation and optical parametric oscillation. *SPIE Europe Security & Defence 2009*, (Berlin, Allemagne, 31 août–3 septembre 2009), papier 7487-17, dans *Proc. SPIE*, 7487:74870I-1–74870I-8, (2009).

- C81. M. RAYBAUT, A. GODARD, A. K. MOHAMED, M. LEFEBVRE, F. MARNAS, P. FLAMANT, A. BOHMAN, P. GEISER, P. KASPERSEN : A novel 2 μm , frequency conversion based, laser transmitter for CO₂ DIAL. *SPIE Europe Remote Sensing 2009*, (Berlin, Allemagne, 31 août–3 septembre 2009), papier 7479-15, dans *Proc. SPIE*, 7479:74790G-1–74790G-8, (2009), p. .
- C82. M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Fresnel phase matching: a universal phase matching technique. *Non Linear Optics (NLO) 2009*, (Hawaii, USA, 12–17 juillet 2009), papier NThB8.
- C83. M. RAYBAUT, A. GODARD, A. K. MOHAMED, M. LEFEBVRE, A. BOHMAN, P. GEISER, P. KASPERSEN: A novel 2 micrometer laser source for CO₂ DIAL. *European Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO/Europe 2009* (Munich, Allemagne, 14–19 juin 2009), papier CH.P.14.
- C84. J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Mode-locking of a Cr:ZnSe laser using a PPLN non linear mirror: theoretical modelling and cavity design. *European Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO/Europe 2009* (Munich, Allemagne, 14–19 juin 2009), papier CA.P.14.
- C85. A. GODARD, M. RAYBAUT, T. SCHMID, M. LEFEBVRE : Investigation of thermally induced effects in high average power pulsed optical parametric oscillators. *Mid-Infrared Coherent Sources (MICS) 2009*, (Trouville-sur-Mer, 8–12 juin 2009), papier PO6.
- C86. J. PETIT, S. A. SAÏD HASSANI, P. GALTIER, A. GODARD, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE : Progress in ZnGeP₂ and AgGaS₂ crystal growth, first results on difference-frequency generation and optical parametric oscillation. *Mid-Infrared Coherent Sources (MICS) 2009*, (Trouville-sur-Mer, 8–12 juin 2009), papier PO11.
- C87. J.-B. DHERBECOURT, J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Mode-locking of a Cr²⁺: ZnSe laser using a PPLN non linear mirror: theoretical modelling and cavity design. *Mid-Infrared Coherent Sources (MICS) 2009*, (Trouville-sur-Mer, 8–12 juin 2009), papier PO3.
- C88. M. RAYBAUT, A. BERROU, A. GODARD, A. K. MOHAMED, M. LEFEBVRE, A. BOHMAN, P. GEISER, P. KASPERSEN: Single longitudinal mode, 3 MHz frequency stable, 11 mJ, type II doubly resonant OPO/OPA for CO₂ DIAL. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2009* (Baltimore, USA, 21 mai–5 juin 2009), papier CWC7.
- C89. B. HARDY, S. GUILBAUD, A. BERROU, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Achromatic double-pass configuration in a single longitudinal mode doubly resonant OPO. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2009* (Baltimore, USA, 21 mai–5 juin 2009), papier CWJ3.
- C90. F. BOITIER, A. GODARD, J. BONNET, E. ROSENCHER, C. FABRE : Direct evidence of intensity correlation of broadband incoherent CW sources at ultrashort timescale by second-order interferometry with a two-photon-absorption detector. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2009* (Baltimore, USA, 21 mai–5 juin 2009), papier CTuB2.
- C91. F. BOITIER, A. GODARD, J. BONNET, E. ROSENCHER, C. FABRE : Measuring photon bunching at ultrashort timescale by two-photon absorption in semiconductors. *International Quantum Electronics Conference—IQEC 2009* (Baltimore, USA, 21 mai–5 juin 2009), papier IMH1.
- C92. F. BOITIER, J.-B. DHERBECOURT, A. GODARD, E. ROSENCHER : Photon detection by non degenerate two photon absorption in GaAs: a quantum "leg up" effect. *International Quantum Electronics Conference—IQEC 2009* (Baltimore, USA, 21 mai–5 juin 2009), papier IMH4.
- C93. S. GUILBAUD, A. BERROU, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Double-pass single mode ECOPO with achromatic phase-adaptation. *Advanced Solid-State Photonics—ASSP 2009* (Denver, USA, 1–4 février 2009), papier MB21.
- C94. M. RAYBAUT, A. BERROU, A. GODARD, A. MOHAMED, M. LEFEBVRE, F. MARNAS, D. EDOUART, P. FLAMANT, A. BOHMAN, P. GEISER, P. KASPERSEN: High brightness 2 μm source based on a type II doubly resonant ECOPO. *Advanced Solid-State Photonics—ASSP 2009* (Denver, USA, 1–4 février 2009), papier MB27.
- C95. J. B. KHURGIN, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : High-efficiency passively mode-locked optical parametric oscillators with continuous-wave pump: theoretical investigation. *3rd EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State and Fiber Coherent Light Sources—Europhoton 2008* (Paris, France, 31 août–5 septembre 2008), papier THp.10.

- C96. A. BERROU, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Mid-IR absorption spectroscopy by use of an entangled-cavity doubly resonant OPO. *3rd EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State and Fiber Coherent Light Sources—Europhoton 2008* (Paris, France, 31 août–5 septembre 2008), papier TUp.21.
- C97. J. B. KHURGIN, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, E. ROSENCHER : Passively mode-locked slow pump optical parametric oscillators. *Quantum Electronics and Laser Science Conference—QELS 2008* (San Jose, USA, 4–9 mai 2008), papier QMI7.
- C98. J. B. KHURGIN, J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Passive mode locking of optical parametric oscillators: an efficient technique for generating sub-picosecond pulses. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2008* (San Jose, USA, 4–9 mai 2008), papier CMBB1.
- C99. A. BERROU, F. MARNAS, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Mid-IR photoacoustic spectroscopy by use of an entangled-cavity doubly resonant OPO. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2008* (San Jose, USA, 4–9 mai 2008), papier CTuII6.
- C100. A. BERROU, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Fine frequency tuning and ± 3 MHz frequency stabilisation of a nanosecond mid-infrared doubly resonant optical parametric oscillator. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2008* (San Jose, USA, 4–9 mai 2008), papier CTuII5.
- C101. A. BERROU, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Fine frequency tuning and ± 3 MHz frequency stabilisation of a nanosecond mid-infrared doubly resonant optical parametric oscillator. *Advanced Solid-State Photonics—ASSP 2008* (Nara, Japon, 27–30 janvier 2008), papier MC21.
- C102. A. GODARD, M. LEFEBVRE, S. A. SAID HASSANI, P. GALTIER : Development of a compact laser source for airborne countermeasures. *SPIE Europe Optics & Photonics in Security & Defence 2007*, (Florence, Italie, 17–20 septembre 2007), papier 6738, dans *Proc. SPIE*, **6738**:67380C-1–67380C-10, (2007).
- C103. A. BERROU, A. GODARD, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE : L'oscillateur paramétrique optique doublement résonnant à cavités imbriquées – un synthétiseur optique pour la spectroscopie. *Journées Nationales des Cristaux pour l'Optique—JNCO 2007*, (St-Martin d'Hères, 2–5 juillet 2007), papier P6.
- C104. A. BERROU, A. GODARD, M. RAYBAUT, M. LEFEBVRE : Entangled-cavity doubly resonant OPO: fine frequency tuning and micro-laser pumping. *European Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO/Europe 2007* (Munich, Allemagne, 17–22 juin 2007), papier CD3-3-MON.
- C105. A. BERROU, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Mid-infrared entangled-cavity doubly resonant OPO with back-conversion minimization and automated tuning. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2007* (Baltimore, USA, 6–11 mai 2007), papier JWA28.
- C106. A. BERROU, A. GODARD, E. ROSENCHER, M. LEFEBVRE : Mid-infrared entangled-cavity doubly resonant OPO pumped by a micro-laser. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2007* (Baltimore, USA, 6–11 mai 2007), papier CThL6.
- C107. M. RAYBAUT, A. GODARD, C. LUBIN, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Fresnel phase matching: at the frontier of ray and guided-wave quadric nonlinear optics. *EOS Annual Meeting 2006* (Paris, 16–19 octobre 2006).
- C108. A. BERROU, F. TERRAILLOT, A. GODARD, M. LEFEBVRE : Mode competition effects in mid-infrared entangled-cavity doubly resonant optical parametric oscillator – modelling and experiment. *EOS Annual Meeting 2006* (Paris, 16–19 octobre 2006).
- C109. A. BERROU, A. DESORMEAUX, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Mid-infrared entangled-cavity doubly resonant optical parametric oscillator with back-conversion minimization. *2nd EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State and Fiber Coherent Light Sources—Europhoton 2006* (Pise, Italie, 10–15 septembre 2006), papier FrA6.
- C110. J.-M. MELKONIAN, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Optical parametric oscillators configurations based on cascaded nonlinear processes for efficient generation in the mid-infrared. *2nd EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State and Fiber Coherent Light Sources—Europhoton 2006* (Pise, Italie, 10–15 septembre 2006), papier FrA3.
- C111. M. RAYBAUT, A. GODARD, C. LUBIN, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : New theoretical concepts for Fresnel phase-matching: application to terahertz-wave generation. *2nd EPS-QEOD Europhoton Conference on Solid-State and Fiber Coherent Light Sources—Europhoton 2006* (Pise, Italie, 10–15 septembre 2006), papier WeC5.

- C112. L. NEVOU, M. RAYBAUT, M. TCHERNYCHEVA, F. GUILLOT, E. MONROY, F. JULIEN, A. GODARD, E. ROSENCHER : Resonant second-harmonic generation in GaN/AlN quantum wells at 1 μm wavelength. *28th International Conference on the Physics of Semiconductors—ICPS 2006* (Vienne, Autriche, 24–28 juillet 2006), papier TuA3m.12.
- C113. M. RAYBAUT, A. GODARD, R. HAÏDAR, P. KUPECEK, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER, P. LEMASSON : A guided wave approach to Fresnel phase matching: application to parametric oscillation and terahertz-wave generation. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2006* (Long Beach, USA, 21–26 mai 2006), papier CTuR7.
- C114. J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Critical study of pulsed parametric oscillators with intracavity optical parametric amplification. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2006* (Long Beach, USA, 21–26 mai 2006), papier CTuZ4.
- C115. M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER, J. L. DOUALAN, R. MONCORGÉ : Tm:YLF pumped self-difference frequency mixing in Cr:ZnSe lasers. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2006* (Long Beach, USA, 21–26 mai 2006), papier CThFF6.
- C116. R. HAÏDAR, M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER, J. PRIMOT : Fractional quasi-phase matching by Fresnel birefringence. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2006* (Long Beach, USA, 21–26 mai 2006), papier CThO1.
- C117. J.-M. MELKONIAN, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Critical study of pulsed parametric oscillators with intracavity optical parametric amplification. *SPIE Symposium on Photonics Europe 2006* (Strasbourg, 3–6 avril 2006), papier 6190-25.
- C118. M. RAYBAUT, A. GODARD, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Efficient mid-infrared (12 μm) generation by use of a cross resonant optical parametric oscillator. *European Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO/Europe 2005* (Munich, Allemagne, 12–17 juin 2005), papier CD3-2-WED.
- C119. A. GODARD, M. RAYBAUT, O. LAMBERT, J.-P. FALANI, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER : Cross resonant optical parametric oscillator: theoretical and experimental study in nanosecond regime. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2005* (Baltimore, USA, 22–27 mai 2005), papier CThQ3.
- C120. M. RAYBAUT, A. GODARD, R. HAÏDAR, P. KUPECEK, M. LEFEBVRE, E. ROSENCHER, P. LEMASSON : Generation of 8–12 μm radiation by self-difference frequency mixing in Cr:ZnSe. *Conference on Laser and Electro-Optics—CLEO 2005* (Baltimore, USA, 22–27 mai 2005), papier CWE7.
- C121. M. RAYBAUT, A. GODARD, O. LAMBERT, J.-P. FALANI, P. KUPECEK, M. LEFEBVRE : Theoretical and experimental investigation of cross resonant optical parametric oscillators. *20th Advanced Solid-State Photonics—ASSP 2005* (Vienne, Autriche, 6–9 février 2005), papier TuB17, dans *OSA Trends in Optics and Photonics*, **98**:386–390, (2005).
- C122. A. DESORMEAUX, A. MANCHON, A. GODARD, M. LEFEBVRE, S. FORGET, P. GEORGES : Development of a multi-kHz optical bench for nonlinear optical diagnostic. *20th Advanced Solid-State Photonics—ASSP 2005* (Vienne, Autriche, 6–9 février 2005), papier MB17, dans *OSA Trends in Optics and Photonics*, **98**:428–432, (2005).
- C123. A. MUSTELIER, E. ROSENCHER, P. KUPUCEK, A. GODARD, M. BAUDRIER, M. LEFEBVRE, G. MENNERAT, C. PASQUER, M. POULAT, P. LEMASSON : Difference frequency generation in quasi-phase matched diffusion bonded ZnSe plates. *Conference on Laser and Electro-Optic—CLEO 2004* (San Francisco, USA, 16–21 mai 2004), papier CThKK3.
- C124. A. GODARD, G. PAULIAT, G. ROOSEN, E. DUCLOUX, J. L. AYRAL : Application of a self-organizing photorefractive filter to the expansion of the single-mode operation range of tunable extended-cavity semiconductor lasers. *9th conference on photorefractive effect, materials and devices—PR'03* (La Colle sur Loup, France, 17–21 juin 2003), dans *OSA Trends in Optics and Photonics*, **87**:557–562, (2003).
- C125. A. GODARD, G. PAULIAT, G. ROOSEN, P. GRAINDORGE : Improvement of single-mode operating range in tunable extended-cavity lasers with intracavity dynamic holography. *28th European Conference on Optical Communication—ECOC 2002* (Copenhague, Danemark, 8–12 septembre 2002), papier p2.12.
- C126. G. ROOSEN, A. GODARD, S. MAERTEN, V. REBOUD, N. DUBREUIL, G. PAULIAT : Self organization of laser cavities using dynamic holograms. *8th IUMRS International Conference on Electronic Materials—IUMRS-ICEM 2002* (Xi'an, Chine, 10–14 juin 2002), papier F-34, P.249, (2002).

- C127. N. DUBREUIL, A. GODARD, S. MAERTEN, V. REBOUD, G. PAULIAT, G. ROOSEN : Cavités laser auto-organisable. *5èmes rencontres du Non-Linéaire* (Institut Henri Poincaré, Paris, 14–15 mars 2002), dans *Comptes rendus de la 5ème rencontre du non linéaire, B. Non Linéaire Publications*, Univ. Paris Sud. (eds), 7–12, (2002).
- C128. A. GODARD : Prévention des sauts de modes dans une diode laser par filtrage auto-organisable. *Colloque Jeunes Chercheurs en Physique* (Orsay, 14-15 février 2002).
- C129. G. PAULIAT, N. DUBREUIL, A. GODARD, J.-M. JONATHAN, L. MEILHAC, G. ROOSEN : Filtres photoréfractifs autoadaptatifs pour l'amélioration des propriétés des sources laser. *Conférences du GDR « Matériaux et Fonctions de l'Optique Non Linéaire, »* (St Germain au Mont d'Or, 8–10 novembre 2000).
- C130. I. RIBET, A. GODARD, C. VENTALON, C. SIMMONEAU, E. ROSENCHER, M. LEFEBVRE : Pulsed single-mode doubly resonant optical parametric oscillator based on the Vernier effect. *European Conference on Lasers and Electro-Optics—CLEO/Europe 2000* (Nice, France, 10–15 septembre 2000), papier CThH4.

A.6 Thèse de troisième cycle

A. GODARD : *Stabilisation d'une diode laser accordable par filtrage auto-organisable*, Thèse de doctorat, Université Paris XI (Orsay), 2003.

B Curriculum Vitæ

B.1 Titres universitaires

- 1998 DEA « Optiques et Photonique », mention bien.
Diplôme d'ingénieur de l'École Supérieure d'Optique (Supoptique) à Orsay.
- 2003 Docteur en Sciences Physiques de l'Université de Paris XI, ORSAY, spécialité Optique, soutenance le 10 juin 2003, mention très honorable.

B.2 Parcours

- 1997–1998 **Formation par l'apprentissage** (CFA) de Supoptique à l'ONERA Palaiseau dans l'Unité Diagnostics Optiques et Plasmas (DOP) du Département Mesures Physiques (DMPH).
Stage supervisé par Michel Lefebvre.
Objet : Réalisation d'un oscillateur paramétrique optique impulsionnel, monomode et accordable sur le spectre visible.
- 1999 **Service National** en tant que scientifique du contingent au CEA Saclay DCC/DPE/SLCS/LSP dirigé par Alain Petit.
Objet : Spectroscopie haute résolution, expériences de photoionisation induite par laser et étude de la propagation de faisceaux laser dans des vapeurs atomiques pour la séparation isotopique par laser.
- 2000–2003 **Thèse de Doctorat** dans le cadre d'une convention CIFRE entre la Société NetTest et le laboratoire Charles Fabry, sous la direction de Gilles Pauliat.
Titre : « Stabilisation d'une diode laser accordable par filtrage auto-organisable. »
Objet : Modélisation et démonstration expérimentale du fonctionnement de la cavité auto-organisable comme source optique dédiée au test des composants et réseaux de télécommunication optique.
- 2003–2004 **Stage post-doctoral** à l'ONERA Palaiseau dans l'Unité DOP du DMPH
Stage supervisé par Michel Lefebvre.
Objet : Réalisation d'une source infrarouge multi-longueurs d'onde haute cadence à base d'oscillateurs paramétriques optiques pompés par des sources fibrées.
- 2004–2007 **Ingénieur ONERA** dans l'Unité DOP du DMPH
2004 : Ingénieur junior 2
2007 : Ingénieur senior 1
- Depuis 2007 **Ingénieur ONERA** dans l'Unité Sources Laser et Métrologie (SLM) du DMPH
2011 : Ingénieur senior 2

2012 : Maître de recherche 1

Spécialiste en sources laser et optique non linéaire, impliqué dans l'animation scientifique, la gestion financière et l'orientation des activités « sources et fonctions non linéaires » et de leurs applications au sein de l'Unité SLM.

Principalement impliqué sur les thématiques suivantes :

- développement et mise en œuvre de nouvelles architectures de sources OPO ultra-compactes et de grande finesse spectrale pour l'analyse de gaz ;
- développement de codes de calculs et de nouveaux formalismes théoriques appliqués aux OPO et à d'autres phénomènes d'optique non linéaire ;
- mise en œuvre de nouveaux matériaux semi-conducteurs pour l'extension de la gamme spectrale des lasers et OPO ;
- développement de sources optiques infrarouges compactes pour les domaines militaire et aérospatial ;
- études des corrélations quantiques par absorption à deux photons dans les semi-conducteurs ;
- études de nouvelles sources paramétriques optiques à impulsions ultracourtes.

B.3 Enseignements

2001–2003 Travaux pratiques d'optique de deuxième année à l'École Supérieure d'Optique (environ 100 heures au total)

Depuis 2005 Cours d'Optoélectronique à l'École Centrale Paris (15 heures/an)

2015 Cours sur *Gas sensing using parametric sources* à la *First International School on Parametric Nonlinear Optics* (20 avril au 1^{er} mai 2015, Les Houches)

B.4 Activités liées à l'administration

Membre du bureau du pôle 6 « Optique » du Département PhOM « Physique des Ondes et de la Matière » de l'Université Paris-Saclay.

Membre du Collège Scientifique de la Branche Physique de l'ONERA.

B.5 Activités liées à la recherche

B.5.1 Comités et expertise

Chair de comités

- IEEE/OSA Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) : Science & Innovations 4 : Nonlinear Optical Technologies (2014, 2015).

Membre de comités

- IEEE/OSA Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO) : Science & Innovations 4 : Nonlinear Optical Technologies (2012, 2013).
- Journée Nationales des Cristaux pour l'Optique (JNCO) (2009, 2011, 2013).

Autres

- Expert en nouvelles technologies laser auprès de la DGA.
- Expertise de projets de recherche : ANR, Polish-Swiss Research Programme, Projets de recherche ONERA.
- Rapporteur régulier pour diverses revues à comité de lecture : *Appl. Opt.*, *Appl. Phys. B*, *Europhys. Lett.*, *Eur. Phys. J. AP*, *IEEE J. Quantum Electron.*, *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, *J. Appl. Phys.*, *J. Opt. Soc. Am. B*, *Laser Photon. Rev.*, *Opt. Express*, *Opt. Lett.*, *Remote Sens.*
- Membre de la Société Française d'Optique (SFO), de l'European Optical Society (EOS) et de l'Optical Society of America (OSA, *Senior Member*).

B.5.2 Collaboration et participation à des projets

Collaborations internationales

- **République Tchèque** : **VVU Military Research Institute** (J. Kadicak) dans le cadre du projet EDA MICLID (2014–2016).
- **Suède** : **KTH Royal Institute of Technology** (Prof. V. Pasiskevicius) dans le cadre du projet ESA GENUIN (2014–2015) et du projet EDA MICLID (2014–2016).
- **Taiwan** : **National Tsinghua University** (Prof. Y.-C. Huang) et **National Central University** (Prof. Y.-H. Chen) dans le cadre du projet ANR DFB-OPO (accord bilatéral France-Taiwan, 2014–2018).
- **USA** : **Harvard University** (Prof. F. Capasso) dans le cadre de la thèse de G. Aoust (séjour à Harvard en 2015), **Johns Hopkins University** (Prof. J. Khurkin) dans le cadre d'une période sabbatique passée à l'ONERA en 2007 (deux publications communes issues de cette collaboration).

Collaborations nationales

- **Blue Industry and Science** (J. Roquette) : Transfert de technologie (2011–2012).
- **Centre de Recherche sur les Ions, les Matériaux et la Photonique** (R. Moncorgé, J.-L. Doualan) : PEA DGA BLAC (2003–2006), (A. Braud) : projet ANR OPTIGAS (2015–2019).
- **CILAS** (G. Mennerat) : thèse CIFRE d'A. Mustelier (soutenue en 2003) (une publication commune).
- **Groupe d'Etudes de la Matière Condensée** (P. Galtier et S. A. Said Hassani) : PEA DGA BLAC (2003–2006).
- **Institut Néel** (B. Boulanger et P. Segonds) : thèses de J.-B. Dherbecourt (soutenue en 2011), Q. Clément (soutenue en 2015) et J. Armougom (en cours), réalisées à l'ONERA et dirigées B. Boulanger, et expertise DGA (2013–2014) (deux publications communes).
- **Institut de Recherche Franco-Allemand de Saint-Louis** (M. Eichhorn, C. Kieleck) : expertise DGA (2007–2014).
- **Institut Sciences Chimiques de Rennes** (V. Nazabal) : projet ANR OPTIGAS (2015–2019).
- **Laboratoire de Physique de la Matière Condensée** (M. de Micheli) : projet ANR DFB-OPO (accord bilatéral France-Taiwan, 2014–2018).
- **Laboratoire Aimé-Cotton** (C. Drag, F. Bretenaker) : thèse de B. Hardy-Baranski (soutenue en 2011), réalisée à l'ONERA et dirigée par F. Bretenaker, thèse de C. Laporte (en cours) et D. Descloux (en cours), réalisées à l'ONERA et dirigées par C. Drag, et projets Triangle de la physique OPODRAG (2008–2011) et SAFIR (2011–2014) (deux publications communes).

- **Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales** (J. Pelon) : thèses de J. Barrientos Barria (soutenue en 2014) et E. Cadiou (en cours), réalisées à l'ONERA et dirigées par J. Pelon (deux publications communes).
- **Laboratoire Charles-Fabry** (N. Dubreuil, P. Delaye) : collaboration dans le cadre de la thèse de F. Boitier (soutenue en 2011) (trois publications en communes) et (X. Délen) : Stage de master C. Couvin (2015).
- **Laboratoire Kastler-Brossel** (C. Fabre) : thèses de M. Raybaut (soutenue en 2006) et F. Boitier (soutenue en 2011), réalisées à l'ONERA et dirigées par C. Fabre (quatre publications communes).
- **Laboratoire de Météorologie Dynamique** (P. Flamant) : projet ESA PULSNIR (2006–2007) (une publication commune).
- **SAGEM** (M. Péalat, A.-M. Michel) : PEA DGA BLAC (2003–2006), PEA GOELAND (2005–2006), Étude BLASAC (2008–2010) (deux publications communes).
- **Teem Photonics** (G. Souhaité, B. Faure) : projet ASTRID MUSTARD (2012–2015).
- **Thales Research and Technology** (A. Grisard, E. Lallier) : projet ASTRID MUSTARD (2012–2015).

B.5.3 Actions de valorisation

Coauteurs de deux brevets liés à l'architecture d'OPO originale, dite NesCOPO, développée à l'ONERA (cf. liste des brevets)

Participation à plusieurs **projets de valorisation** portés par l'ONERA :

- Triangle de la physique **MINIOPO** (2012–2013) : actions de maturation technologique de l'architecture NesCOPO, visant à favoriser son intégration dans des capteurs portables grâce à i) l'optimisation de ses performances pour l'analyse de gaz locale et ii) sa miniaturisation
- LabEx PALM **SYCLOP** (2013–2014) : développement d'un système de mesure — compact, de bas coût, et rapide — de la longueur d'onde émise par les OPO spécifiquement développés à l'ONERA (NesCOPO) pour les applications de détection d'espèces chimiques.
- LabEx PALM - NanoSaclay **SORA** (2014–2015) : validation de nouvelles approches d'accordabilité rapide de sources OPO sur un domaine spectral étendu, pour une caractérisation « quasi-instantanée » de la composition d'un mélange gazeux analysé.
- IDEX Paris-Saclay **MICSI** (2014–2015) : développement d'instruments de détection de gaz par spectrométrie photoacoustique basé sur le couplage entre des micro-résonateurs en quartz (développés dans MICSI) et des sources laser qui peuvent être commerciales ou spécifiques (développées dans SORA).

Transfert de technologie (sources NesCOPO accordables brevetées par l'ONERA) vers la PME **Blue Industry and Science** (<http://www.blueindustryandscience.com/>) créée en 2011 qui commercialise des nouveaux capteurs de gaz pour la contrôle de la qualité de l'air et emploie actuellement une quinzaine de salariés dont un ancien doctorant ONERA.

B.5.4 Administration liée à la recherche

Coordinateur de plusieurs projets pluriannuels :

- Contrat SAGEM BLASAC : Brouilleur Laser à Source Accordable Compacte (2008–2010) ;
- Responsable de la fiche en ressources générales (subvention ONERA) relative aux activités « sources optiques accordables » de l'Unité SLM (2008–2010) ;

- Projet ANR Carnot SPOMESA : Source Paramétrique Optique à base de Matériau semi-conducteur pour les besoins de dosage des Émanations et de Sécurité en Aéronautique (2009–2011) ;
- Projet de Recherche ONERA DROSOFIL : *Doubly Resonant OPO for Spectroscopy pumped by a Fiber Laser* (2011–2014) ;
- Projet Triangle de la Physique SAFIR : Sources Agiles en Fréquence dans l’InfraRouge (2011–2014) ;
- Projet ASTRID MUSTARD : *Microlaser pumped tunable optical Source based on parametric conversion in GaAs for Remote Detection of hazardous chemicals and explosives* (2012–2015) ;
- Projet Valorisation LabEx PALM - NanoSaclay SORA : Source OPO compacte Rapidement Accessible (2014–2016).

Assure et a assuré l’encadrement de plusieurs doctorants et apprentis-ingénieurs. Participe à l’orientation des activités d’un technicien et de jeunes chercheurs.

B.6 Encadrement

B.6.1 Stages de fin d’études et de master

- Jean-Michel Melkonian — École Supérieure d’Optique et master « Optique et Photonique » (2004) (75 % de co-encadrement)
- Clément Lubin — fin d’études École Polytechnique (2005) (90 % de co-encadrement, deux publications associées)
- Wilfried Mainault — fin d’études École Polytechnique (2005), encadrant principal : Myriam Raybaut (25 % de co-encadrement)
- Fabien Terrailot — fin d’études École Polytechnique (2005), encadrant principal : Michel Lefebvre (35 % de co-encadrement)
- Tomline Michel — École Supérieure d’Optique et master « Optique et Photonique » (2006), encadrant principal : Michel Lefebvre (35 % de co-encadrement)
- Antoine Demolliens — 2^{ème} année École Centrale Lyon (2006), encadrant principal : Patrick Kayser (35 % de co-encadrement)
- Alexis Toulouse — fin d’études École Polytechnique (2007), co-encadrement avec Myriam Raybaut (50 % de co-encadrement, deux publications associées)
- Lucie Servant — master 1 de Physique Fondamentale, Université Paris XI (2009), co-encadrement avec Jean-Baptiste Dherbecourt (60 % de co-encadrement)
- Vincent Faivre — Apprentissage (CFA) de l’Institut d’Optique *Graduate School* (2009–2011), encadrant principal : Myriam Raybaut (40 % de co-encadrement)
- Hélène Coudert-Alteirac — Apprentissage (CFA) de l’Institut d’Optique *Graduate School* (2012–2014), co-encadrement avec Myriam Raybaut (60 % de co-encadrement, une publication associée)
- Delphine Descloux — fin d’études Institut d’Optique *Graduate School* (2013), co-encadrement avec Cédric Laporte (70 % de co-encadrement)
- Guillaume Aoust — fin d’études École nationale des ponts et chaussées (2013), encadrement principal : Myriam Raybaut (35 % de co-encadrement)
- Caroline Couvin — master 2 « Lasers et Applications » de l’Université de Lille 1 (2015), co-encadrement avec Xavier Délen (50 % de co-encadrement)

B.6.2 Encadrement de thèses

- Julie Armougom, *Détection d'espèces chimiques en bande III*, démarrée depuis octobre 2015, Directeur de thèse : B. Boulanger, principalement encadrée par J.-M. Melkonian (35 % de co-encadrement).
- Erwan Cadiou, *LIDARs DIAL multi-espèces à base de sources paramétriques optiques pour la détection des gaz à effet de serre depuis l'espace*, démarrée depuis octobre 2014, Directeur de thèse : J. Pelon, principalement encadré par M. Raybaut et J.-B. Dherbecourt (5 % de co-encadrement : suivi de la thèse).
- Delphine Descloux, *Développement de sources paramétriques à base de cristaux non linéaire à grande acceptance spectrale – application à l'analyse de gaz rapide*, démarrée depuis octobre 2013, Directeur de thèse : C. Drag (75 % de co-encadrement, une publication associée).
- Guillaume Aoust, *Détection multi-espèces de gaz à l'état de traces par micro-résonateur photoacoustique*, démarrée depuis septembre 2013, Directeur de thèse : M. Lefebvre, principalement encadré par M. Raybaut et R. Levy (25 % de co-encadrement, une publication associée).
- Quentin Clément, *Sources paramétriques optiques pour la détection de gaz à distance dans l'infrarouge lointain*, soutenue le 23 septembre 2015, Directeur de thèse : B. Boulanger, principalement encadré par J.-M. Melkonian (35 % de co-encadrement, trois publications associées).
- Jessica Barrientos Barria, *Développement de deux instrument LIDAR multi-longueurs d'onde et multi-espèces à base de sources paramétriques*, soutenue le 1^{er} décembre 2014, Directeur de thèse : J. Pelon, principalement encadrée par M. Raybaut (15 % de co-encadrement, quatre publications associées).
- Cédric Laporte, *Sources paramétriques optiques à agilité spectrale ultrarapide par filtrage fréquentiel synchrone*, démarrée depuis novembre 2011, Directeur de thèse : C. Drag, co-encadrement avec J.-M. Melkonian (60 % de co-encadrement, deux publications associées).
- Bertrand Hardy-Baranski, *Façonnage du contenu spectral d'un OPO doublement résonnant par maîtrise de la phase relative – application à la spectroscopie*, soutenue le 20 décembre 2011, Directeur de thèse : F. Bretenaker, principalement encadré par M. Raybaut et M. Lefebvre (15 % de co-encadrement, deux publications associées).
- Jean-Baptiste Dherbecourt, *Sources paramétriques fonctionnant en régime picoseconde largement accordables dans l'infrarouge*, soutenue de 15 mars 2011, Directeur de thèse : B. Boulanger, co-encadrement avec J.-M. Melkonian, M. Raybaut et M. Lefebvre (25 % de co-encadrement, trois publications associées).
- Fabien Boitier, *Effets de corrélation quantique et absorption à deux photons dans un semiconducteur*, soutenue de 1^{er} mars 2011, Directeur de thèse : C. Fabre, co-encadrement avec E. Rosencher (50 % de co-encadrement, cinq publications associées).
- Antoine Berrou, *Développement d'un oscillateur paramétrique optique pour la spectroscopie des gaz et ses applications*, Soutenue le 17 décembre 2008, Directeur de thèse : M. de Labachellerie, principalement encadré avec M. Lefebvre (20 % de co-encadrement, deux publications associées).
- Jean-Michel Melkonian, *Mise en forme spectrale et temporelle de sources optiques infrarouge par mélange non-linéaire à trois ondes*, Soutenue le 18 décembre 2007, Directeur de thèse : P. Georges, co-encadrement avec M. Lefebvre (35 % de co-encadrement, trois publications associées).
- Myriam Raybaut, *Sources paramétriques optiques innovantes à base de semiconducteurs isotropes*, Soutenue le 12 juin 2006, Directeur de thèse : C. Fabre, co-encadrement avec M. Lefebvre et E. Rosencher (35 % de co-encadrement, cinq publications associées).

B.6.3 Participation aux jurys de thèses

- Myriam Raybaut, *Sources paramétriques optiques innovantes à base de semiconducteurs isotropes*, Thèse Université Paris XI (Orsay), 12 juin 2006.
- Guillaume Gorju, *Analyseur de spectre hyperfréquence par voie optique*, Thèse Université Paris XI (Orsay), 03 octobre 2007.
- Jean-Michel Melkonian, *Mise en forme spectrale et temporelle de sources optiques infrarouge par mélange non-linéaire à trois ondes*, Thèse de l'École Polytechnique, 18 décembre 2007.
- Marco Ravaro, *Guides d'onde non linéaires GaAs/AlOx pour la génération paramétrique*, Thèse Université Paris VII Diderot, 30 janvier 2008.
- Thu-Hien My, *Étude et réalisation de sources lasers visibles à grande longueur de cohérence pour la manipulation cohérente d'ions terre rare*, Thèse Université Paris XI (Orsay), 19 janvier 2010.
- Fabien Boitier, *Absorption à deux photons et effets de corrélation quantique dans les semiconducteurs*, Thèse de l'École Polytechnique, 1^{er} mars 2011.
- Cécile Ozanam, *Oscillateur paramétrique optique en guides d'ondes AlGaAs/AlOx*, Thèse Université Paris VII Diderot, 26 novembre 2015.

Bibliographie

- [1] P. BOURDON : *Étude d'un oscillateur paramétrique optique injecté et de son application à la spectroscopie Raman cohérente*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, 1995.
- [2] B. SCHERRER et M. LEFEBVRE : *Oscillateur paramétrique optique impulsionnel monomode*. Brevet FR2758893, 24 janvier 1997, PCT n° EP1998/0400128, 22 janvier 1998.
- [3] A. GODARD : *Étude et réalisation d'un oscillateur paramétrique optique à cavités en tandem*. Rapport final de CFA, 1998.
- [4] A. DESORMEAUX : *Développement d'un oscillateur paramétrique optique monofréquence et réalisation d'un montage pour la spectroscopie infrarouge non linéaire*. Thèse de doctorat, Université Paris XI (Orsay), 2005.
- [5] A. DESORMEAUX, M. LEFEBVRE et E. ROSENCHER : *Oscillateur paramétrique optique doublement résonnant à retour de pompe adapté*. Brevet FR2869118, 20 avril 2004, PCT n° FR2005/000418, 23 février 2005.
- [6] A. BERROU : *Développement d'un oscillateur paramétrique optique pour la spectroscopie des gaz et ses applications*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, 2008.
- [7] R. L. SUTHERLAND : *Handbook of nonlinear optics*. CRC press, 2003.
- [8] E. ROSENCHER et B. VINTER : *Optoélectronique*. Dunod, Paris, 2002.
- [9] J. A. GIORDMAINE : Mixing of light beams in crystals. *Phys. Rev. Lett.*, **8**(1):19–20, 1962.
- [10] S. BROSNAN et R. BYER : Optical parametric oscillator threshold and linewidth studies. *IEEE J. Quantum Electron.*, **15**(6):415–431, 1979.
- [11] G. ANSTETT et R. WALLENSTEIN : Experimental investigation of the spectro-temporal dynamics of the light pulses of Q-switched Nd :YAG lasers and nanosecond optical parametric oscillators. *Appl. Phys. B*, **79**:827–836, 2004.
- [12] B. J. ORR, Y. HE et R. T. WHITE : *Tunable laser applications*, chapitre 2 : Spectroscopic applications of tunable optical parametric oscillators. CRC, New York, F. J. DUARTE, éd., 2nde édition, 2008.
- [13] K. L. VODOPYANOV : *Solid-State Mid-Infrared Laser Sources*, volume 89 de *Topics Appl. Phys.*, chapitre Pulsed mid-IR optical parametric oscillators, pages 144–183. Springer, I. T. SOROKINA et K. L. VODOPYANOV, éd., 2003.
- [14] L. B. KREUZER : Single mode oscillation of a pulsed singly resonant optical parametric oscillator. *Appl. Phys. Lett.*, **15**(8):263–265, 1969.
- [15] P. SCHLUPP : *Passive optical bandwidth control of quasi-phase matched optical parametric oscillators*. Thèse de doctorat, University of Otago, Dunedin, New Zealand, 2003.

- [16] P. SCHLUP, G.W. BAXTER et I.T. MCKINNIE : Single-mode near-and mid-infrared periodically poled lithium niobate optical parametric oscillator. *Opt. Commun.*, **176**(1-3):267–271, 2000.
- [17] C. S. YU et A. H. KUNG : Grazing-incidence periodically poled LiNbO₃ optical parametric oscillator. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**(12):2233–2238, 1999.
- [18] J. SAIKAWA, M. FUJII, H. ISHIZUKI et T. TAIRA : 52 mJ narrow-bandwidth degenerated optical parametric system with a large-aperture periodically poled MgO :LiNbO₃ device. *Opt. Lett.*, **31**(21):3149–3151, 2006.
- [19] B. JACOBSSON : *Spectral control of lasers and optical parametric oscillators with volume Bragg gratings*. Thèse de doctorat, KTH–Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden, 2008.
- [20] B. JACOBSSON, M. TIHONEN, V. PASISKEVICIUS et F. LAURELL : Narrowband bulk Bragg grating optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, **30**(17):2281–2283, 2005.
- [21] B. JACOBSSON, V. PASISKEVICIUS, F. LAURELL, E. ROTARI, V. SMIRNOV et L. GLEBOV : Tunable narrowband optical parametric oscillator using a transversely chirped Bragg grating. *Opt. Lett.*, **34**(4):449–451, 2009.
- [22] P. BLAU, S. PEARL, S. FASTIG et R. LAVI : Single-mode operation of a mid-infrared optical parametric oscillator using volume-Bragg-grating cavity mirrors. *IEEE J. Quantum Electron.*, **44**(9):867–871, 2008.
- [23] J. E. BJORKHOLM et H. G. DANIELMEYER : Frequency control of a pulsed optical parametric oscillator by radiation injection. *Appl. Phys. Lett.*, **15**(6):171–173, 1969.
- [24] D. C. HOVDE, J. H. TIMMERMANS, G. SCOLES et K. K. LEHMANN : High power injection seeded optical parametric oscillator. *Opt. Commun.*, **86**(3-4):294–300, 1991.
- [25] T. D. RAYMOND, W. J. ALFORD, A. V. SMITH et M. S. BOWERS : Frequency shifts in injection-seeded optical parametric oscillators with phase mismatch. *Opt. Lett.*, **19**(19):1520–1522, 1994.
- [26] R. T. WHITE, Y. HE, B. J. ORR, M. KONO et K. G. H. BALDWIN : Pulsed injection-seeded optical parametric oscillator with low frequency chirp for high-resolution spectroscopy. *Opt. Lett.*, **28**(14):1248–1250, 2003.
- [27] J. A. GIORDMAINE et R. C. MILLER : Optical parametric oscillation in LiNbO₃. In P. L. KELLEY, B. LAX et P. E. TANNENWALD, éditeurs : *Physics of Quantum Electronics*, pages 31–42. McGraw-Hill, 1966.
- [28] B. SCHERRER : *Développement d'un oscillateur paramétrique optique monomode pour des mesures de température et de vitesse par DRASC temporellement résolue*. Thèse de doctorat, Université Paris XIII (Villetaneuse), 1998.
- [29] I. RIBET : *Oscillateurs paramétriques optiques à cavités imbriquées pour l'étude des réseaux dynamiques créés par mélange à quatre ondes résolu en temps*. Thèse de doctorat, Université Paris XI (Orsay), 2001.
- [30] I. RIBET, C. DRAG, M. LEFEBVRE et E. ROSENCHER : Widely tunable single-frequency pulsed optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, **27**(4):255–257, 2002.
- [31] D. LEE et N. C. WONG : Tuning characteristics of a cw dual-cavity ktp optical parametric oscillator. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, **66**(2):133–143, 1998.
- [32] C. DRAG, A. DESORMEAUX, M. LEFEBVRE et E. ROSENCHER : Entangled-cavity optical parametric oscillator for mid-infrared pulsed single-longitudinal-mode operation. *Opt. Lett.*, **27**(14):1238–1240, 2002.
- [33] M. PEALAT et M. LEFEBVRE : Temperature measurement by single-shot dual-line CARS in low-pressure flows. *Appl. Phys. B*, **53**(1):23–29, 1991.
- [34] M. LEFEBVRE, M. PÉALAT et J. STREMPERL : Single-shot time-domain coherent anti-stokes Raman scattering : application to temperature and velocity measurements in supersonic flows. *Opt. Lett.*, **17**(24):1806–1808, 1992.

- [35] M. LEFEBVRE, B. SCHERRER, P. BOUCHARDY et T. POT : Transient grating induced by single-shot time-domain coherent anti-stokes Raman scattering : application to velocity measurements in supersonic flows. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**(3):514–520, 1996.
- [36] S. M. CRISTESCU, S. T. PERSIJN, S. te LINTEL HEKKERT et F. J. M. HARREN : Laser-based systems for trace gas detection in life sciences. *Appl. Phys. B*, **92**(3):343–349, 2008.
- [37] A. GROSSEL, V. ZÉNINARI, L. JOLY, B. PARVITTE, G. DURRY et D. COURTOIS : Photoacoustic detection of nitric oxide with a helmholtz resonant quantum cascade laser sensor. *Infrared Phys. Techn.*, **51**(2):95–101, 2007.
- [38] J. P. BESSON, S. SCHILT, E. ROCHAT et L. THÉVENAZ : Ammonia trace measurements at ppb level based on near-IR photoacoustic spectroscopy. *Appl. Phys. B*, **85**(2):323–328, 2006.
- [39] M. ANGELMAHR, A. MIKLOS et P. HESS : Photoacoustic spectroscopy of formaldehyde with tunable laser radiation at the parts per billion level. *Appl. Phys. B*, **85**(2):285–288, 2006.
- [40] E. ROSENCHER et C. FABRE : Oscillation characteristics of continuous-wave optical parametric oscillators : beyond the mean-field approximation. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**(5):1107–1116, 2002.
- [41] A. V. SMITH, W. J. ALFORD, T. D. RAYMOND et M. S. BOWERS : Comparison of a numerical model with measured performance of a seeded, nanosecond KTP optical parametric oscillator. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**(11):2253–2267, 1995.
- [42] A. FIX et R. WALLENSTEIN : Spectral properties of pulsed nanosecond optical parametric oscillators : experimental investigation and numerical analysis. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**(11):2484–2497, 1996.
- [43] G. ARISHOLM : Quantum noise initiation and macroscopic fluctuations in optical parametric oscillators. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**(1):117–127, 1999.
- [44] A. V. SMITH, R. J. GEHR et M. S. BOWERS : Numerical models of broad-bandwidth nanosecond optical parametric oscillators. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**(4):609–619, 1999.
- [45] C. DRAG, I. RIBET, M. JEANDRON, M. LEFEBVRE et E. ROSENCHER : Temporal behavior of a high repetition rate infrared optical parametric oscillator based on periodically poled materials. *Appl. Phys. B*, **73**(3):195–200, 2001.
- [46] A. V. SMITH, D. J. ARMSTRONG, M. C. PHILLIPS, R. J. GEHR et G. ARISHOLM : Degenerate type I nanosecond optical parametric oscillators. *J. Opt. Soc. Am. B*, **20**(11):2319–2328, 2003.
- [47] J. A. ARMSTRONG, N. BLOEMBERGEN, J. DUCUING et P. S. PERSHAN : Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, **127**(6):1918–1939, 1962.
- [48] R. A. BAUMGARTNER et R. L. BYER : Optical parametric amplification. *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-15**(6):432–444, 1979.
- [49] M. RYBAUT : *Sources paramétriques optiques innovantes à base de semiconducteurs isotropes*. Thèse de doctorat, Université Paris XI (Orsay), 2006.
- [50] D. R. GUYER et D. D. LOWENTHAL : Novel cavity design for a high-efficiency, high-energy near-infrared β -BaB₂O₄ parametric generator. *Proc. SPIE*, **1220**:41–44, 1990.
- [51] D. D. LOWENTHAL : 2-micron optical parametric sources. *Proc. SPIE*, **1864**:190–199, 1993.
- [52] W. R. BOSENBERG et D. R. GUYER : Broadly tunable, single-frequency optical parametric frequency-conversion system. *J. Opt. Soc. Am. B*, **10**(9):1716–1722, 1993.
- [53] K. KOCH, G. T. MOORE et E. C. CHEUNGY : Optical parametric oscillation with intracavity difference-frequency mixing. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**(11):2268–2273, 1995.

- [54] M. E. DEARBORN, K. KOCH, G.T. MOORE et J. C. DIELS : Greater than 100% photon-conversion efficiency from an optical parametric oscillator with intracavity difference-frequency mixing. *Opt. Lett.*, **23**(10):759–761, 1998.
- [55] J. M. FUKUMOTO, H. KOMINE, W. H. LONG JR, E. A. STAPPAERTS *et al.* : Periodically poled LiNbO₃ optical parametric oscillator with intracavity difference frequency mixing. In *Advanced Solid State Lasers*. Optical Society of America, 1998.
- [56] H. ISHIZUKI et T. TAIRA : High-energy quasi-phase-matched optical parametric oscillation in a periodically poled MgO : LiNbO₃ device with a 5 mm × 5 mm aperture. *Opt. Lett.*, **30**(21):2918–2920, 2005.
- [57] M. DUBOIS, P. W. LORRAINE, R. J. FILKINS et T. E. DRAKE : Experimental comparison between optical spectroscopy and laser-ultrasound generation in polymer-matrix composites. *Appl. Phys. Lett.*, **79**(12):1813–1815, 2001.
- [58] J.-M. MELKONIAN : *Mise en forme spectrale et temporelle de sources optiques infrarouges par mélange non-linéaire à trois ondes*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, 2007.
- [59] G. HANSSON, H. KARLSSON, S. WANG et F. LAURELL : Transmission measurements in KTP and isomorphic compounds. *Appl. Opt.*, **39**(27):5058–5069, 2000.
- [60] K. J. MCEWAN : Synchronously pumped tandem OPO and OPO/DFM devices based on a single PPLN crystal. *Proc. SPIE*, **4972**:1–12, 2003.
- [61] Y. H. LIU, Z. D. XIE, W. LING, Y. YUAN, X. J. LV, J. LU, X. P. HU, G. ZHAO et S. N. ZHU : Efficiency-enhanced optical parametric down conversion for mid-infrared generation on a tandem periodically poled MgO-doped stoichiometric lithium tantalate chip. *Opt. Express*, **19**(18):17500–17505, 2011.
- [62] G. PORAT, O. GAYER et A. ARIE : Simultaneous parametric oscillation and signal-to-idler conversion for efficient downconversion. *Opt. Lett.*, **35**(9):1401–1403, 2010.
- [63] T. CHEN, B. WU, W. LIU, P. JIANG, J. KONG et Y. SHEN : Efficient parametric conversion from 1.06 to 3.8 μm by an aperiodically poled cascaded lithium niobate. *Opt. Lett.*, **36**(6):921–923, 2011.
- [64] P. V. GORELIK, F. N. C. WONG, D. KOLKER et J.-J. ZONDY : Cascaded optical parametric oscillation with a dual-grating periodically poled lithium niobate crystal. *Opt. Lett.*, **31**(13):2039–2041, 2006.
- [65] D. E. THOMPSON, J. D. McMULLEN et D. B. ANDERSON : Second-harmonic generation in GaAs ‘stack of plates’ using high-power CO₂ laser radiation. *Appl. Phys. Lett.*, **29**(2):113–115, 1976.
- [66] A. MUSTELIER : *Réalisation dans ZnSe de structures en quasi accord de phase par collage par diffusion*. Thèse de doctorat, Université Paris VI (Pierre et Marie Curie), 2003.
- [67] Z. L. LIAU et D. E. MULL : Wafer fusion : A novel technique for optoelectronic device fabrication and monolithic integration. *Appl. Phys. Lett.*, **56**(8):737–739, 1990.
- [68] L. GORDON, G. L. WOODS, R. C. ECKARDT, R. R. ROUTE, R. S. FEIGELSON, M. M. FEJER et R. BYER : Diffusion-bonded stacked GaAs for quasiphase-matched second-harmonic generation of a carbon dioxide laser. *Electron. Lett.*, **29**(22):1942–1944, 1993.
- [69] E. LALLIER, L. BECOUARN, M. BREVIGNON et J. LEHOX : Infrared difference frequency generation with quasi-phase-matched GaAs. *Electron. Lett.*, **34**(16):1609–1611, 1998.
- [70] L. A. EYRES, P. J. TOURREAU, T. J. PINGUET, C. B. EBERT, J. S. HARRIS, M. M. FEJER, L. BECOUARN, B. GERARD et E. LALLIER : All-epitaxial fabrication of thick, orientation-patterned GaAs films for nonlinear optical frequency conversion. *Appl. Phys. Lett.*, **79**(7):904–906, 2001.

- [71] D. FAYE, E. LALLIER, A. GRISARD, B. GÉRARD, C. KIELECK et A. HIRTH : Thick low-loss orientation-patterned gallium arsenide (OP-GaAs) samples for mid-infrared laser sources. *Proc. SPIE*, **6740**:67400I, 2007.
- [72] C. B. EBERT, L. A. EYRES, M. M. FEJER et J. S. HARRIS JR : MBE growth of antiphase GaAs films using GaAs/Ge/GaAs heteroepitaxy. *J. Cryst. Growth*, **201**:187–193, 1999.
- [73] K. L. VODOPYANOV, O. LEVI, P. S. KUO, T. J. PINGUET, J. S. HARRIS, M. M. FEJER, B. GERARD, L. BECOUARN et E. LALLIER : Optical parametric oscillation in quasi-phase-matched GaAs. *Opt. Lett.*, **29**(16):1912–1914, 2004.
- [74] C. KIELECK, M. EICHHORN, A. HIRTH, D. FAYE et E. LALLIER : High-efficiency 20–50 khz mid-infrared orientation-patterned GaAs optical parametric oscillator pumped by a 2 μm holmium laser. *Opt. Lett.*, **34**(3):262–264, 2009.
- [75] N. LEINDECKER, A. MARANDI, R. L. BYER, K. L. VODOPYANOV, J. JIANG, I. HARTL, M. FERMANN et P. G. SCHUNEMANN : Octave-spanning ultrafast OPO with 2.6-6.1 μm instantaneous bandwidth pumped by femtosecond Tm-fiber laser. *Opt. Express*, **20**(7):7046–7053, 2012.
- [76] L. A. POMERANZ, P. G. SCHUNEMANN, S. D. SETZLER, C. JONES et P. A. BUDNI : Continuous-wave optical parametric oscillator based on orientation patterned gallium arsenide (OP-GaAs). In *CLEO : Applications and Technology*, San Jose, CA, 2012. JTh1I.4.
- [77] P. G. SCHUNEMANN, L. MOHNKERN, A. VERA, D. C. CREEDEN et T. M. POLLAK : All-epitaxial growth of low-loss, large-aperture orientation-patterned gallium arsenide (OPGaAs). In *Advances in Optical Materials*, San Jose, CA, 2009. AWA2.
- [78] W. C. HURLBUT, Y.-S. LEE, K. L. VODOPYANOV, P. S. KUO et M. M. FEJER : Multiphoton absorption and nonlinear refraction of GaAs in the mid-infrared. *Opt. Lett.*, **32**(6):668–670, 2007.
- [79] A. CHOWDHURY, H. M. NG, M. BHARDWAJ et N. G. WEIMANN : Second-harmonic generation in periodically poled GaN. *Appl. Phys. Lett.*, **83**(6):1077–1079, 2003.
- [80] J. HITE, M. TWIGG, M. MASTRO, J. FREITAS JR, J. MEYER, I. VURGAFTMAN, S. O’CONNOR, N. CONDON, F. KUB, S. BOWMAN et C. EDDY JR : Development of periodically oriented gallium nitride for non-linear optics. *Opt. Mater. Express*, **2**(9):1203–1208, 2012.
- [81] S. R. BOWMAN, C. G. BROWN, J. HITE, F. J. KUB, C. EDDY, I. VURGAFTMAN, J. R. MEYER, J. H. LEACH et K. UDWARAY : Frequency conversion in periodically oriented gallium nitride. In *CLEO : Science and Innovations*, pages STh3H–3. Optical Society of America, 2015.
- [82] M. WELNA, R. KUDRAWIEC, M. MOTYKA, R. KUCHARSKI, M. ZAJĄC, M. RUDZIŃSKI, J. MISIEWICZ, R. DORADZIŃSKI et R. DWILIŃSKI : Transparency of GaN substrates in the mid-infrared spectral range. *Cryst. Res. Technol.*, **47**(3):347–350, 2012.
- [83] M. ABE, H. SATO, I. SHOJI, J. SUDA, M. YOSHIMURA, Y. KITAOKA, Y. MORI et T. KONDO : Accurate measurement of quadratic nonlinear-optical coefficients of gallium nitride. *J. Opt. Soc. Am. B*, **27**(10):2026–2034, 2010.
- [84] I. SHOJI, T. KONDO, A. KITAMOTO, M. SHIRANE et R. ITO : Absolute scale of second-order nonlinear-optical coefficients. *J. Opt. Soc. Am. B*, **14**(9):2268–2294, 1997.
- [85] 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 *et al.* : Measurement of the nonlinear coefficient of orientation-patterned GaAs and demonstration of highly efficient second-harmonic generation. *Opt. Lett.*, **27**(8):628–630, 2002.
- [86] P. G. SCHUNEMANN et S. D. SETZLER : Future directions in quasi-phasesmatched semiconductors for mid-infrared lasers. *Proc. SPIE*, **7917**:79171F, 2011.

- [87] Z. D. XIE, X. J. LV, Y. H. LIU, W. LING, Z. L. WANG, Y. X. FAN et S. N. ZHU : Cavity phase matching via an optical parametric oscillator consisting of a dielectric nonlinear crystal sheet. *Phys. Rev. Lett.*, **106**(8):083901, 2011.
- [88] R. HAÏDAR, N. FORGET et E. ROSENCHER : Optical parametric oscillation in microcavities based on isotropic semiconductors : a theoretical study. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39**(4):569–576, 2003.
- [89] H. B. LIN, S. F. LI, Y. W. SUN, G. ZHAO, X. P. HU, X. J. LV et S. N. ZHU : High-performance cavity-phase matching by pump reflection. *Opt. Lett.*, **38**(11):1957–1959, 2013.
- [90] G. D. BOYD et C. K. N. PATEL : Enhancement of optical second-harmonic generation (SHG) by reflection phase matching in ZnS and GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, **8**(12):313–315, 1966.
- [91] M. BORN et E. WOLF : *Principles of optics : electromagnetic theory of propagation, interference and diffraction of light*. CUP Archive, 1999.
- [92] R. HAÏDAR, P. KUPECEK et E. ROSENCHER : Nonresonant quasi-phase matching in GaAs plates by Fresnel birefringence. *Appl. Phys. Lett.*, **83**(8):1506–1508, 2003.
- [93] R. HAÏDAR, N. FORGET, P. KUPECEK et E. ROSENCHER : Fresnel phase matching for three-wave mixing in isotropic semiconductors. *J. Opt. Soc. Am. B*, **21**(8):1522–1534, 2004.
- [94] R. HAÏDAR : Fractional quasi-phase-matching by Fresnel birefringence. *Appl. Phys. Lett.*, **88**(21):211102, 2006.
- [95] R. HAÏDAR : *Nouveaux scenarii de quasi-accord de phase dans les semiconducteurs isotropes*. Thèse de doctorat, Université Paris XI (Orsay), 2003.
- [96] B. R. HOROWITZ et T. TAMIR : Lateral displacement of a light beam at a dielectric interface. *J. Opt. Soc. Am.*, **61**(5):586–594, 1971.
- [97] H. M. LAI, C. W. KWOK, Y. W. LOO et B. Y. XU : Energy-flux pattern in the Goos-Hänchen effect. *Phys. Rev. E*, **62**(5):7330, 2000.
- [98] N. BLOEMBERGEN et P. S. PERSHAN : Light waves at the boundary of nonlinear media. *Phys. Rev.*, **128**(2):606–622, 1962.
- [99] M. M FEJER, G. A. MAGEL, D. H. JUNDT et R. L. BYER : Quasi-phase-matched second harmonic generation : tuning and tolerances. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**(11):2631–2654, 1992.
- [100] A. BAHABAD, N. VOLOCH et A. ARIE : Analysis of colinear quasi-phase-matching in nonlinear photonic crystals. *IEEE J. Quantum Electron.*, **44**(7):638–644, 2008.
- [101] A. ARIE, N. HABSHOOSH et A. BAHABAD : Quasi phase matching in two-dimensional nonlinear photonic crystals. *Opt. Quant. Electron.*, **39**(4-6):361–375, 2007.
- [102] D. B. ANDERSON et J. T. BOYD : Wideband CO₂ laser second harmonic generation phase matched in GaAs thin-film waveguides. *Appl. Phys. Lett.*, **19**(8):266–268, 1971.
- [103] A. YARIV : Coupled-mode theory for guided-wave optics. *IEEE J. Quantum Electron.*, **9**(9):919–933, 1973.
- [104] A. FIORE, V. BERGER, E. ROSENCHER, P. BRAVETTI et J. NAGLE : Phase matching using an isotropic nonlinear optical material. *Nature*, **391**:463–466, 1998.
- [105] J. P. Van der ZIEL : Phase- matched harmonic generation in a laminar structure with wave propagation in the plane of the layers. *Appl. Phys. Lett.*, **26**(2):60–61, 1975.
- [106] M. SAVANIER, C. OZANAM, L. LANCO, X. LAFOSSE, A. ANDRONICO, I. FAVERO, S. DUCCI et G. LEO : Near-infrared optical parametric oscillator in a III-V semiconductor waveguide. *Appl. Phys. Lett.*, **103**(26):261105, 2013.

- [107] A. W. SNYDER et R. DE LA RUE : Asymptotic solution of eigenvalue equations for surface waveguide structures. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **18**(9):650–651, 1970.
- [108] M. E. WEBBER, M. PUSHKARSKY et C. K. N. PATEL : Optical detection of chemical warfare agents and toxic industrial chemicals : Simulation. *J. Appl. Phys.*, **97**(11):113101, 2005.
- [109] D. N. NIKOGOSYAN : *Nonlinear Optical Crystal : A Complete Survey*. Springer, New York, 2005.
- [110] Q. CLÉMENT : *Sources paramétriques optiques pour la détection de gaz à distance dans l'infrarouge lointain*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, 2015.
- [111] A. GRISARD, B. FAURE, G. SOUHAITÉ et E. LALLIER : High energy single frequency passively Q-switched 2-micron microlaser in thulium-doped yttrium aluminium perovskite. In *Advanced Solid State Lasers*, page ATu2A.39. Optical Society of America, 2014.
- [112] N. FORGET, S. BAHBAH, C. DRAG, F. BRETENAKER, M. LEFEBVRE et E. ROSENCHER : Actively mode-locked optical parametric oscillator. *Opt. Lett.*, **31**(7):972–974, 2006.
- [113] J.-M. MELKONIAN, N. FORGET, F. BRETENAKER, C. DRAG, M. LEFEBVRE et E. ROSENCHER : Active mode locking of continuous-wave doubly and singly resonant optical parametric oscillators. *Opt. Lett.*, **32**(12):1701–1703, 2007.
- [114] J. D. V. KHAYDAROV, J. H. ANDREWS et K. D. SINGER : Pulse-compression mechanism in a synchronously pumped optical parametric oscillator. *J. Opt. Soc. Am. B*, **12**(11):2199–2208, 1995.
- [115] D. J. KUIZENGA et A. E. SIEGMAN : FM and AM mode locking of the homogeneous laser—Part I : Theory. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6**(6):694–708, 1970.
- [116] A. UMBRASAS, J. JACOB, A. PISKARSKAS et J.-C. DIELS : Parametric oscillation and compression in KTP crystals. *Opt. Lett.*, **19**(21):1753–1755, 1994.
- [117] L. LEFORT, K. PUECH, S. D. BUTTERWORTH, Y. P. SVIRKO et D. C. HANNA : Generation of femtosecond pulses from order-of-magnitude pulse compression in a synchronously pumped optical parametric oscillator based on periodically poled lithium niobate. *Opt. Lett.*, **24**(1):28–30, 1999.
- [118] R. LAENEN, C. RAUSCHER et A. LAUBEREAU : Kerr lens mode-locking of a sub-picosecond optical parametric oscillator. *Opt. Commun.*, **115**(5):533–538, 1995.
- [119] R. DESALVO, A. A. SAID, D. J. HAGAN, E. W. VAN STRYLAND et M. SHEIK-BAHAË : Infrared to ultraviolet measurements of two-photon absorption and n_2 in wide bandgap solids. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**(8):1324–1333, 1996.
- [120] N. BLOEMBERGEN et A. J. SIEVERS : Nonlinear optical properties of periodic laminar structures. *Appl. Phys. Lett.*, **17**(11):483–486, 1970.
- [121] A. E. SIEGMAN : *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [122] K. DEVI, S. CHAITANYA KUMAR et M. EBRAHIM-ZADEH : Phase-modulation-mode-locked continuous-wave MgO : PPLN optical parametric oscillator. *IEEE Photon. J.*, **7**(2):1400208, 2015.
- [123] V. ULVILA, C. R. PHILLIPS, L. HALONEN et M. VAINIO : High-power mid-infrared frequency comb from a continuous-wave-pumped bulk optical parametric oscillator. *Opt. Express*, **22**(9):10535–10543, 2014.
- [124] K. A. STANKOV : A mirror with an intensity-dependent reflection coefficient. *Appl. Phys. B*, **45**(3):191–195, 1988.
- [125] K. A. STANKOV, V. KUBECEK et K. HAMAL : Mode locking of a Nd :YAlO₃ laser at the 1.34- μ m transition by a second-harmonic nonlinear mirror. *Opt. Lett.*, **16**(7):505–507, 1991.

- [126] M. B. DANAILOV, G. CERULLO, V. MAGNI, D. SEGALA et S. DE SILVESTRI : Nonlinear mirror mode locking of a cw Nd :YLF laser. *Opt. Lett.*, **19**(11):792–794, 1994.
- [127] A. AGNESI, S. DELL'ACQUA et G. REALI : Nonlinear mirror mode-locking of efficiently diode-pumped pulsed neodymium lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**(8):1236–1242, 1999.
- [128] H. ILIEV, I. BUCHVAROV, S. KURIMURA et V. PETROV : High-power picosecond Nd :GdVO₄ laser mode locked by shg in periodically poled stoichiometric lithium tantalate. *Opt. Lett.*, **35**(7):1016–1018, 2010.
- [129] K. HAMAL, K. A. STANKOV, H. JELINKOVA, I. PROCHAZKA et M. KOSELJA : Mode-locking of a flashlamp pumped Ti :sapphire laser using the frequency doubling nonlinear mirror. In *International Symposium on Ultrafast Processes in Spectroscopy*, volume 126 de *Inst. Phys. Conf. Ser.*, pages 59–62. IOP Publishing, Ltd, 1991.
- [130] J.-B. DHERBECOURT : *Processus non linéaires pour la génération d'impulsions picosecondes accordables dans l'infrarouge moyen*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, 2011.
- [131] L. D. DELOACH, R. H. PAGE, G. D. WILKE, S. PAYNE et W. F. KRUPKE : Transition metal-doped zinc chalcogenides : spectroscopy and laser demonstration of a new class of gain media. *IEEE J. Quantum Electron.*, **32**(6):885–895, 1996.
- [132] I. T. SOROKINA : Cr²⁺-doped II–VI materials for lasers and nonlinear optics. *Opt. Mater.*, **26**(4):395–412, 2004.
- [133] S. B. MIROV, V. V. FEDOROV, D. MARTYSHKIN, I. S. MOSKALEV, M. MIROV et S. VASILYEV : Progress in mid-IR lasers based on Cr and Fe-doped II–VI chalcogenides. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **21**(1):292–310, 2015.
- [134] T. J. CARRIG, G. J. WAGNER, A. SENNAROGLU, J. Y. JEONG et C. R. POLLOCK : Mode-locked Cr²⁺ :ZnSe laser. *Opt. Lett.*, **25**(3):168–170, 2000.
- [135] I. T. SOROKINA et E. SOROKIN : Femtosecond Cr²⁺-based lasers. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, **21**(1):273–291, 2015.
- [136] M. N. CIZMECIYAN, H. CANKAYA, A. KURT et A. SENNAROGLU : Kerr-lens mode-locked femtosecond Cr²⁺ :ZnSe laser at 2420 nm. *Opt. Lett.*, **34**(20):3056–3058, 2009.
- [137] C. R. POLLOCK, N. A. BRILLIANT, D. GWIN, T. J. CARRIG, W. J. ALFORD, J. B. HEROUX, W. I. WANG, I. VURGAFTMAN et J. R. MEYER : Mode locked and Q-switched Cr :ZnSe laser using a semiconductor saturable absorbing mirror (SESAM). In *Advanced Solid-State Photonics*, pages 252–256. Optical Society of America, 2005.
- [138] M. N. CIZMECIYAN, J. W. KIM, S. BAE, B. H. HONG, F. ROTERMUND et A. SENNAROGLU : Graphene mode-locked femtosecond Cr :ZnSe laser at 2500 nm. *Opt. Lett.*, **38**(3):341–343, 2013.
- [139] I. T. SOROKINA et E. SOROKIN : Chirped-mirror dispersion controlled femtosecond Cr :ZnSe laser. In *Advanced Solid-State Photonics*, page WA7. Optical Society of America, 2007.
- [140] D. C. HANNA, M. V. O'CONNOR, M. A. WATSON et D. P. SHEPHERD : Synchronously pumped optical parametric oscillator with diffraction-grating tuning. *J. Phys. D*, **34**(16):2440–2454, 2001.
- [141] G. A. VEROZUBOVA, A. I. GRIBENYUKOV, V. V. KOROTKOVA, O. SEMCHINOVA et D. UFFMANN : Synthesis and growth of ZnGeP₂ crystals for nonlinear optical applications. *J. Cryst. Growth*, **213**(3):334–339, 2000.
- [142] G. A. MEDVEDKIN et V. G. VOEVODIN : Magnetic and optical phenomena in nonlinear optical crystals ZnGeP₂ and CdGeP₂. *J. Opt. Soc. Am. B*, **22**(9):1884–1898, 2005.
- [143] B.-Q. YAO, Y.-J. SHEN, X.-M. DUAN, T.-Y. DAI, Y.-L. JU et Y.-Z. WANG : A 41-W ZnGeP₂ optical parametric oscillator pumped by a Q-switched Ho :YAG laser. *Opt. Lett.*, **39**(23):6589–6592, 2014.

- [144] K. L. VODOPYANOV, F. GANIKHANOV, J. P. MAFFETONE, I. ZWIEBACK et W. RUDERMAN : ZnGeP₂ optical parametric oscillator with 3.8–12.4- μ m tunability. *Opt. Lett.*, **25**(11):841–843, 2000.
- [145] K. L. VODOPYANOV et V. CHAZAPIS : Extra-wide tuning range optical parametric generator. *Opt. Commun.*, **135**:98–102, 1997.
- [146] V. PETROV, F. ROTERMUND, F. NOACK et P. SCHUNEMANN : Femtosecond parametric generation in ZnGeP₂. *Opt. Lett.*, **24**(6):414–416, 1999.
- [147] K. L. VODOPYANOV et P. G. SCHUNEMANN : Broadly tunable noncritically phase-matched ZnGeP₂ optical parametric oscillator with a 2- μ j pump threshold. *Opt. Lett.*, **28**(6):441–443, 2003.
- [148] M. HENRIKSSON : *Tandem optical parametric oscillators using volume Bragg grating spectral control*. Thèse de doctorat, Royal Institute of Technology, 2010.
- [149] S. DAS, G. C. BHAR, S. GANGOPADHYAY et C. GHOSH : Linear and nonlinear optical properties of ZnGeP₂ crystal for infrared laser device applications : revisited. *Appl. Opt.*, **42**(21):4335–4340, 2003.
- [150] M. NAZARATHY et D. W. DOLFI : Spread-spectrum nonlinear-optical interactions : quasi-phase matching with pseudorandom polarity reversals. *Opt. Lett.*, **12**(10):823–825, 1987.
- [151] T. SUHARA et H. NISHIHARA : Theoretical analysis of waveguide second-harmonic generation phase matched with uniform and chirped gratings. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**(7):1265–1276, 1990.
- [152] M. CHARBONNEAU-LEFORT, B. AFEYAN et M. M. FEJER : Optical parametric amplifiers using chirped quasi-phase-matching gratings I : practical design formulas. *J. Opt. Soc. Am. B*, **25**(4):463–480, 2008.
- [153] C. R. PHILLIPS, C. LANGROCK, D. CHANG, Y. W. LIN, L. GALLMANN et M. M. FEJER : Apodization of chirped quasi-phases-matching devices. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**(6):1551–1568, 2013.
- [154] J. M. ROTH, T. E. MURPHY et C. XU : Ultrasensitive and high-dynamic-range two-photon absorption in a GaAs photomultiplier tube. *Opt. Lett.*, **27**(23):2076–2078, 2002.
- [155] F. BOITIER : *Absorption à deux photons et effets de corrélation quantique dans les semiconducteurs*. Thèse de doctorat, École Polytechnique, 2011.
- [156] R. HANBURY BROWN et R. Q. TWISS : Correlation between photons in two coherent beams of light. *Nature*, **177**:27–29, 1956.
- [157] R. Q. TWISS, A. G. LITTLE et R. HANBURY BROWN : Correlation between photons, in coherent beams of light, detected by a coincidence counting technique. *Nature*, **180**(4581):324–326, 1957.
- [158] R. J. GLAUBER : Photon correlations. *Phys. Rev. Lett.*, **10**(3):84–86, 1963.
- [159] R. J. GLAUBER : Quantum optics and electronics. In GORDON et BREACH, éditeurs : *Les Houches Summer School*, Les Houches, 1964.
- [160] R. LOUDON : *The Quantum Theory of Light, 4th edition*. Oxford Univ. Press, Oxford, 2000.
- [161] M. BERTOLOTTI : *Masers and Lasers : An Historical Approach*. IOP Publishing, Bristol, 1983.
- [162] D. B. SCARL : Measurements of photon correlations in partially coherent light. *Phys. Rev.*, **175**(5):1661–1668, 1968.
- [163] F. T. ARECCHI, E. GATTI et A. SONA : Time distribution of photons from coherent and gaussian sources. *Phys. Lett.*, **20**(1):27–29, 1966.
- [164] I. ABRAM, R. K. RAJ, J.-L. OUDAR et G. DOLIQUE : Direct observation of the second-order coherence of parametrically generated light. *Phys. Rev. Lett.*, **57**(20):2516–2519, 1986.

- [165] B. DAYAN, A. PE'ER, A. A. FRIESEM et Y. SILBERBERG : Nonlinear interactions with an ultrahigh flux of broadband entangled photons. *Phys. Rev. Lett.*, **94**(4):043602, 2005.
- [166] K. A. O'DONNELL et A. B. U'REN : Time-resolved up-conversion of entangled photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, **103**(12):123602, 2009.
- [167] S. SENSARN, G. Y. YIN et S. E. HARRIS : Generation and compression of chirped biphotons. *Phys. Rev. Lett.*, **104**(25):253602, 2010.
- [168] C. COHEN-TANNOUDJI, B. DIU et F. LALOE : *Quantum Mechanics*. John Wiley & Sons, 1977.
- [169] K. HAMMANI, C. FINOT, J. M. DUDLEY et G. MILLOT : Optical rogue-wave-like extreme value fluctuations in fiber raman amplifiers. *Opt. Express*, **16**(21):16467–16474, 2008.
- [170] B. R. MOLLOW : Quantum theory of field attenuation. *Phys. Rev.*, **168**(5):1896–1919, 1968.
- [171] B. R. MOLLOW : Two-photon absorption and field correlation functions. *Phys. Rev.*, **175**(5):1555–1563, 1968.
- [172] Y. TAKAGI, S. IMAMURA, T. KOBAYASHI et K. YOSHIHARA : Multiple-and single-shot autocorrelator based on two-photon conductivity in semiconductors. *Opt. Lett.*, **17**(9):658–660, 1992.
- [173] K. MOGI, K. NAGANUMA et H. YAMADA : A novel real-time chirp measurement method for ultrashort optical pulses. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **27**(11R):2078–2081, 1988.
- [174] U. FANO : Quantum theory of interference effects in the mixing of light from phase-independent sources. *Am. J. Phys.*, **29**(8):539–545, 1961.
- [175] L. MANDEL et E. WOLF : *Selected Papers on Coherence and Fluctuations of Light*. Dover Publication, Dover, 1971.
- [176] D. C. BURNHAM et D. L. WEINBERG : Observation of simultaneity in parametric production of optical photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, **25**(2):84–87, 1970.
- [177] S. FRIBERG, C. K. HONG et L. MANDEL : Measurement of time delays in the parametric production of photon pairs. *Phys. Rev. Lett.*, **54**(18):2011–2013, 1985.
- [178] C. K. HONG, Z. Y. OU et L. MANDEL : Measurement of subpicosecond time intervals between two photons by interference. *Phys. Rev. Lett.*, **59**:2044–2046, 1987.
- [179] B. DAYAN : Theory of two-photon interaction with broadband down-converted light and entangled photons. **76**:043813, 2007.
- [180] A. PE'ER, B. DAYAN, A. A. FRIESEM et Y. SILBERBERG : Temporal shaping of entangled photons. *Phys. Rev. Lett.*, **94**:073601, 2005.
- [181] F. ZÄH, M. HALDER et T. FEURER : Amplitude and phase modulation of time-energy entangled two-photon states. *Opt. Express*, **16**(21):16452–16458, 2008.
- [182] A. HAYAT, A. NEVET et M. ORENSTEIN : Ultrafast partial measurement of fourth-order coherence by HBT interferometry of upconversion-based autocorrelation. *Opt. Lett.*, **35**(5):793–795, 2010.
- [183] Y. SHIH : Entangled biphoton source–property and preparation. *Rep. Prog. Phys.*, **66**(6):1009–1044, 2003.
- [184] B. BLAUENSTEINER, I. HERBAUTS, S. BETTELLI, A. POPPE et H. HÜBEL : Photon bunching in parametric down-conversion with continuous-wave excitation. *Phys. Rev. A*, **79**(6):063846, 2009.
- [185] K. J. MCNEIL et D. F. WALLS : Possibility of observing enhanced photon bunching from two photon emission. *Phys. Lett. A*, **51**(4):233–234, 1975.

- [186] G. GRYNBERG, A. ASPECT et C. FABRE : *Introduction to Quantum Optics : From the Semi-classical Approach to Quantized Light*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2010.
- [187] G. SCHREIBER, D. HOFMANN, W. GRUNDKOETTER, Y. L. LEE, H. SUCHE, V. QUIRING, R. RICKEN et W. SOHLER : Nonlinear integrated optical frequency converters with periodically poled Ti :LiNbO₃ waveguides. *Proc. SPIE*, **4277**:144–160, 2001.
- [188] S. TANZILLI : *Optique intégrée pour les communications quantiques*. Thèse de doctorat, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2002.
- [189] A. RYASNYANSKIY, N. DUBREUIL, P. DELAYE, R. FREY et G. ROOSEN : Fourier transformed picosecond synchronously pumped optical parametric oscillator without spectral filtering element. *J. Eur. Opt. Soc. Rap. Public.*, **3**:08037, 2008.
- [190] P. G. KWIAT, W. A. VAREKA, C. K. HONG, H. NATHEL et R. Y. CHIAO : Correlated two-photon interference in a dual-beam michelson interferometer. *Phy. Rev. A*, **41**(5):2910–2913, 1990.
- [191] J. G. RARITY, P. R. TAPSTER, E. JAKEMAN, T. LARCHUK, R. A. CAMPOS, M. C. TEICH et B. E. A. SALEH : Two-photon interference in a Mach-Zehnder interferometer. *Phys. Rev. Lett.*, **65**:1348–1351, 1990.
- [192] B. HUTTNER, S. SERULNIK et Y. BEN-ARYEH : Quantum analysis of light propagation in a parametric amplifier. *Phys. Rev. A*, **42**(9):5594–5600, 1990.