



HAL
open science

Lumière façonnée et matière structurée (et vice versa)

Antoine Monmayrant

► **To cite this version:**

Antoine Monmayrant. Lumière façonnée et matière structurée (et vice versa). Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Institut national polytechnique de Toulouse (INPT), 2019. tel-03085022

HAL Id: tel-03085022

<https://laas.hal.science/tel-03085022>

Submitted on 21 Dec 2020

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

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

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

présentée devant

l'INPT de Toulouse

par

ANTOINE MONMAYRANT

LUMIÈRE FAÇONNÉE ET MATIÈRE STRUCTURÉE. (ET VICE VERSA)

Soutenance prévue le 27 mai 2019 devant la commission d'examen :

M.	DRUON	Frédéric	Rapporteur
M.	ENOCH	Stefan	Rapporteur
M.	JOURLIN	Yves	Rapporteur
Mme.	MONAT	Christelle	Examinatrice
Mme.	GUE	Anne-Marie	Examinatrice
M.	BOSCH	Thierry	Examinateur

Table des matières

I	Enseignement, encadrement et contrats	1
1	Expériences d'enseignement	3
1.1	Monitorat à l'Université de Toulouse (2002-2005)	3
1.2	Vacations à l'INSA de Toulouse (2011-présent)	3
2	Encadrement d'étudiants	5
2.1	Université d'Oxford	5
2.2	LAAS	6
3	Ouverture et vulgarisation	9
3.1	Société Française de Physique	9
3.2	Jeune public : élèves du secondaire et de classes préparatoires	9
3.3	Actions ponctuelles	10
4	Contrats	11
4.1	Contrats de recherche	11
4.2	Partenariats institutionnels ou industriels	11
II	Façonnage, caractérisation et contrôle	13
5	Façonnage et caractérisation	17
5.1	Anatomie d'une impulsion ultrarapide	17
5.1.1	La faillite de l'approche temporelle	17
5.1.2	Joseph Fourier et l'approche spectrale	18
5.1.3	Propriétés spectrales des impulsions ultrarapides	20
5.2	Façonnage	20
5.2.1	Façonnage linéaire stationnaire	20
5.2.2	La ligne à dispersion nulle	23
5.2.3	Filtre dispersif programmable	26
5.2.4	Façonnage et complexité	28
5.3	Caractérisation	30
5.3.1	Quelle caractérisation ?	30

5.3.2	Caractérisation complète autoréférencée : les prérequis	30
5.3.3	Quelques caractérisations courantes	31
5.3.4	Caractérisation complète autoréférencée : le FROG	34
5.3.5	Caractérisation complète autoréférencée : le SPIDER	36
5.4	Contributions façonnage et caractérisation	39
5.4.1	Le façonneur à haute résolution HRPS	39
5.4.2	HOT SPIDER temporel : façonner pour caractériser	41
6	Transitoires cohérents	45
6.1	Transitoires cohérents : un peu de théorie	46
6.2	Transitoires cohérents, phase et résonance	48
6.3	Transitoires cohérents : études préliminaires	53
6.4	Spirographe atomique	55
6.4.1	Des transitoires cohérents à l'atome	55
6.4.2	Etude expérimentale	57
6.4.3	Le spirographe atomique	58
6.5	Caractérisation par transitoires	62
6.5.1	Principe	62
6.5.2	Démonstration expérimentale	63
6.5.3	Conclusion	65
III	Structures sub-longueur d'onde pour l'intégration photonique	67
7	Cristaux photoniques et intégration	71
7.1	Laser tout cristal photonique	72
7.1.1	Laser DFB tout cristal photonique	72
7.2	Autocollimation mésoscopique	82
7.2.1	Autocollimation dans les cristaux photoniques	82
7.2.2	L'autocollimation mésoscopique	85
7.2.3	Cristaux photoniques multifonctionnels	89
8	Réseaux résonnants	95
8.1	Accordabilité et indépendance à la polarisation	95
8.2	Grande acceptation angulaire et petite dimension	100
8.3	Réflecteurs multimodaux	102
9	Imagerie hyperspectrale adaptative	105
IV	Prospective scientifique	111
10	Projet de recherche	113
10.1	Cristaux photoniques multifonctionnels	113
10.2	Filtres à réseaux résonnants	115
10.3	Systèmes optiques avancés	117

11 Enseignement, transfert et animation de la recherche	119
Annexe	120
A Publications	121
A.1 Articles	121
A.2 Conférences avec actes	124
A.3 Conférences sans actes	132
A.4 Chapitres de livre	136
A.5 Brevets	136
A.6 Autres	136
Bibliographie	137

Première partie

Enseignement, encadrement et contrats

Chapitre 1

EXPÉRIENCES D'ENSEIGNEMENT

1.1 Monitorat à l'Université de Toulouse (2002-2005)

Au cours de ma thèse dans le Laboratoire Collisions Agrégats, Réactivité, j'ai effectué un **monitorat à l'Université de Toulouse**, soit l'équivalent d'un tiers de service d'enseignant chercheur durant les trois années de mon doctorat. Cette première réelle expérience d'enseignement supérieur a porté sur différentes matières :

- travaux dirigés de mécanique en première année de licence (L1),
- travaux dirigés en deuxième année d'IUT,
- travaux pratiques d'électricité, d'électronique, d'optique et de méthodologie en première et deuxième année de licence.

1.2 Vacances à l'INSA de Toulouse (2011-présent)

A la suite de mon arrivée au LAAS à Toulouse, j'ai assuré une **activité régulière d'enseignement à l'INSA** de Toulouse. Ainsi depuis 2011, j'assure au sein du Département de Génie Électrique et Informatique l'encadrement de travaux pratiques d'algorithmique en première année (structure de programmes informatiques et algorithmes en ADA). En parallèle, la majeure partie de mon activité d'enseignement à l'INSA relève du Département de Génie Physique. Dans un premier temps, j'ai assuré des Travaux Pratiques de physique en première et deuxième années de l'INSA (2012-2015) :

- Ondes et propagation (propagation d'ondes libres et d'ondes guidées dans le domaine visible et radiofréquence),
- Électromagnétisme : Helmholtz, Hall, induction, transformateurs.

Par la suite, j'ai pris en charge un **cours de cinquième année sur les LASERS**, les technologies et applications qui y sont associées. Cet enseignement, effectué en anglais, a pour but de faire découvrir les bases de la physique des lasers, ainsi que les technologies et les applications qui y sont associées. Il est organisé en partenariat avec les enseignants d'anglais de l'INSA : au cours de l'enseignement, les étudiants choisissent des sujets centrés sur un point de l'histoire des lasers, ou sur une technique ou un type de laser particuliers. Avec mon aide et celle des enseignants d'anglais, ils doivent réaliser un rapport ainsi qu'une présentation, tous deux en anglais. La présentation est faite devant l'ensemble des étudiants suivant ce module et fait partie intégrante de l'enseignement. Outre le contenu scientifique et technique, sont jugés la capacité à vulgariser un sujet compliqué ainsi que la capacité à

faire une présentation réellement anglo-saxonne et non pas une présentation à la française traduite en anglais.

Chapitre 2

ENCADREMENT D'ÉTUDIANTS

Au cours de mon activité de recherche, j'ai encadré 16 étudiants en thèse, dont 6 dont j'ai été officiellement co-directeur de thèse. Sur ces 16 thèses, trois sont actuellement en cours. Outre ces étudiants en thèse, nous accueillons régulièrement des stagiaires de M2, ainsi que de l'INSA de Toulouse et de l'INSA de Rennes.

2.1 Université d'Oxford

Au cours de mon post-doctorat à l'Université d'Oxford (UltraFast-Group), j'ai participé à l'encadrement de 5 étudiants en thèse : Tobias Witting, Adam Wyatt, Aleksandr Radunsky, Alex Dicks et David McCabbe. L'organisation de l'équipe de recherche mettait les postdoctorants en première ligne pour l'encadrement des étudiants : sur les 28 membres de l'équipe un seul était permanent (Ian Walmsley) et il assurait les fonctions de vice-président de l'université d'Oxford. L'encadrement des étudiants incombait donc principalement au 5 postdoctorants.

Aleksandr Radunsky a ainsi travaillé au développement de nouvelles méthodes de caractérisation temporelle complète d'impulsions femtosecondes dans l'infrarouge proche[1, 2, 3],[A8], notamment avec la mise au point d'une nouvelle variante du SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction) à base de cristaux non-linéaires épais[2] dénommée ARAIGNEE (Another Ridiculous Acronym for Interferometric Geometrically simplified Noniterative E-field Extraction). Il a finalement obtenu son titre de docteur en physique en 2013 après une thèse qui aura duré plus de 13 ans.

Adams Wyatt et **Tobias Witting** ont développé des méthodes de caractérisation complète d'impulsions ultracourtes à la fois dans le domaine temporel et le domaine spatial. Ces méthodes ont été développées et appliquées aussi bien pour des impulsions femtosecondes monocycles[4, 5] dans le proche infrarouge, que pour des impulsions attosecondes dans l'XUV [6, 7], obtenues par génération d'harmoniques élevées. Adam a obtenu son diplôme en 2007 et Tobias en 2010.

Alex Dicks et **David McCabe** se sont attachés à obtenir la photo-association d'atomes froids par interaction cohérente avec des impulsions mises en forme pour obtenir des molécules froides de rubidium[8, 9],[CA10]. David a obtenu son doctorat en 2009 tandis qu'Alex n'a pas réussi à terminer sa thèse.

2.2 LAAS

Dès mon arrivée dans l'équipe Photonique au LAAS, j'ai participé à l'encadrement des étudiants en thèse, tout d'abord de façon informelle, puis dans le cadre de co-directions de thèse.

Olivier Bouchard arrivait vers la fin de sa thèse lors de mon entrée au CNRS. Il a étudié la conception et la caractérisation de diodes laser entièrement définies à l'aide de cristaux photoniques et émettant aux longueurs d'onde télécom. Il a ainsi étudié l'intégration au sein d'un même substrat d'un ensemble de diodes laser InP émettant par la tranche, fonctionnant sous pompage électrique et étant entièrement définies par un guide à défaut dans un cristal photonique[A10], [CA18], [CA24], [CA26], [10]. Il a obtenu son diplôme en 2008.

Alexandre Larrue a poursuivi l'étude sur les cavités à émission latérale définies par guide à défaut dans un cristal photonique. Outre l'aspect conception, il a étudié la fabrication de ces structures en filière GaAs selon une double approche : d'une part sur des laser à cristaux photoniques sur membrane fonctionnant sous pompage optique[A10], [A18] et d'autre part en développant la gravure profonde de cristaux photoniques sur GaAs[A20], [11], étape incontournable pour la réalisation de diodes laser sous pompage électrique. Alexandre a obtenu son doctorat en 2009.

Julien Campos est le premier étudiant dont j'ai assuré le co-encadrement officiel (co-direction avec Françoise Lozes). En reprenant et en améliorant les lasers membranaires[A18], [CA46] développés au cours de la thèse d'Alexandre Larrue, il a étudié l'autocollimation dans les structures à cristaux photoniques, notamment les structures mésoscopiques[A22] ainsi que leur utilisation pour la conception de structures laser innovantes. Julien a soutenu sa thèse en 2011.

Giovani Magno a effectué sa thèse au sein du NanoPhotonics and Electromagnetics Group à l'université Politecnico di Bari, en Italie. Bien que n'ayant pas été officiellement co-directeur (pour des raisons d'incompatibilités administratives avec l'université de Bari), j'ai activement participé à l'encadrement de ses travaux de thèse, notamment lors de son séjour de 1 an dans notre équipe. Giovanni a ainsi travaillé sur l'exploitation des structures à autocollimation mésoscopiques pour combiner au sein d'une seule et même structure à cristaux photoniques plusieurs fonctionnalités optiques en plus de l'autocollimation. Ses études théoriques ont ainsi démontré l'autocollimation combinée à des structures à réflectivité contrôlée[A29], l'existence de cavité 1D à autocollimation assurant un confinement 2D de la lumière[A29], ainsi que la possibilité d'obtenir l'autocollimation dans des directions arbitraires d'un cristal photonique mésoscopique[CA67], [CA68]. Giovanni a obtenu son diplôme de docteur en 2015.

Brice Adelin (co-direction avec Olivier Gauthier-Lafaye) a poursuivi les travaux entamés durant les thèses d'Alexandre Larrue et Souad Moundji sur la gravure profonde sur GaSb. Il a ainsi développé des gravures ayant permis la fabrication de laser DFB émettant dans le moyen infrarouge[12] ainsi que celle de barrettes de laser DFB entièrement définies par cristaux photoniques émettant dans le moyen infrarouge et fonctionnant sous pompage électrique[A35]. Il a obtenu son doctorat en 2015.

Romain Laberdesque (co-direction avec Henri Camon) a effectué une thèse CIFRE

dont le contenu est pour l'instant non-diffusable. Il a obtenu son titre de docteur en physique en 2016.

Sylvain Augé (co-direction avec Olivier Gauthier-Lafaye) a travaillé sur le développement de technologies de nano-impression pour la fabrication de filtres optiques à réseaux résonnants en cavité dans différentes l'infrarouge et le moyen-infrarouge pour la stabilisation de diodes laser en cavité étendue [CA73], [CA78], [CS47]. Il a obtenu sa thèse en 2017.

Léopold Macé (thèse en cours - co-direction avec Olivier Gauthier-Lafaye) est en troisième année de thèse CIFRE sur un sujet qui n'est pour l'instant pas diffusable.

Ibrahim Ardi (thèse en cours - co-direction avec Hervé Carfantan de l'équipe SISU de l'IRAP, Toulouse) étudie de nouvelles stratégies d'acquisitions et de nouveaux algorithmes de traitement des données acquises avec un imageur hyperspectral adaptatif développé dans le cadre d'une collaboration entre les équipes PHOTO et RIS au LAAS[13].

Chapitre 3

OUVERTURE ET VULGARISATION

3.1 Société Française de Physique

De 2008 à 2014 j'ai été membre de la Société Française de Physique et plus particulièrement trésorier du bureau régional de Midi-Pyrénées. A ce titre, j'ai participé avec les autres membres du bureau à l'organisation de séminaires mensuels de physique ouverts à un large public (étudiants, chercheurs, adultes actifs ou retraités, ...) et couvrant un spectre très large de thématiques de recherche dépassant le cadre strict de la physique (optique quantique, physique nucléaire, intelligence artificielle, histoire des sciences, microscopie et biologie, ...). Ces séminaires, donnés par des spécialistes nationaux pour un public de non-spécialistes ont été intégrés au parcours de formation des doctorants de plusieurs écoles doctorales toulousaines.

3.2 Jeune public : élèves du secondaire et de classes préparatoires

Une autre de mes activités régulières de vulgarisation et de sensibilisation à la science concerne les élèves de l'enseignement secondaire (étudiants de troisième et de terminale) ainsi que de classe préparatoire.

J'ai ainsi accueilli au cours des années passées une dizaine d'élèves de troisième pour leur stage d'observation d'une semaine. Mon objectif est de leur faire découvrir les différentes facettes du métier de chercheur et d'enseignant chercheur de façon ludique et active avec notamment la participation à des expériences simples (observation de phénomènes d'interférences, de modes de vibration, ...) en les incitant à mener eux-mêmes une démarche scientifique.

J'ai aussi accueilli à plusieurs reprises des étudiants de terminale pour leur projet personnel encadré (PPE), notamment sur l'utilisation de l'optique dans les procédés de fabrication en micro-électronique (suivi de nano-positionnement ou de dépôt par interférométrie, ...).

Enfin, j'ai encadré plusieurs étudiants de classe préparatoire (Lycée Fermat, Toulouse) pour leur travail d'initiative personnelle encadré (TIPE) sur l'utilisation des laser et des phénomènes d'interférence pour la métrologie.

3.3 Actions ponctuelles

Je mène également des actions ponctuelles de vulgarisation et d'ouverture :

- participation aux conférences d'ouverture de l'université fédérale de Toulouse[14] avec un séminaire de vulgarisation sur les cristaux photoniques et les métamatériaux,
- intervention et réalisation d'expériences au collège de Castanet dans le cadre du projet Let's go en partenariat avec la Maison Pour la Science de Midi-Pyrénées. L'objectif était de faire comprendre le lien entre vitesse de la lumière, ondes électromagnétiques et les défis de la communication spatiale, notamment avec la sonde Philae,
- dans le cadre de l'année internationale de la lumière, co-écriture avec Philippe Arguel d'un petit livret de vulgarisation et d'introduction à la photonique[15].

Chapitre 4

CONTRATS

4.1 Contrats de recherche

Participation à des contrats de recherche (financement public) :

- **2009** [ANR] CLAC (coordination) « Cavité Laser   Auto–Collimation »
- **2009** [ANR] GLAD (participation) « Gain, Laser Aléatoire et Désordre »
- **2011** [ANR] MIDAS (participation) « Diodes laser multiplexées en longueur d’onde pour la spectroscopie moyen infrarouge »
- **2014** [ANR] CALITREC (participation) « Cavité externe simplifiée pour émetteurs MIR »
- **2016** [Projet Idex] SIR4HYADIM : Pilotage et reconstruction d’images pour hyperspectral adaptatif (coordination)
- **2016** [Projet transversalité Université de Toulouse] HYADIM : Imageur hyperspectral adaptatif (coordination)

4.2 Partenariats institutionnels ou industriels

Mes participations à des contrats de collaboration avec des partenaires industriels se répartissent en trois catégories :

- La première regroupe les activités de conseil par le biais d’équipe conseil :
 - **2012** [Equipe conseil] Airbus : « Etude de faisabilité et dimensionnement d’un dispositif de projection laser embarqué »
 - **2017** [Equipe conseil] ArkSensor : « DTST314-11 Specification études optiques SIRRAH »
 - **2018** [Equipe conseil] Airbus : « Définition d’études algorithmiques pour le capteur HyperHolo »
- La deuxième concerne les contrats de recherche directs avec un industriel :
 - **2015** [Contrat industriel] Safran-Reosc : « Nouveaux concepts de nanofiltres infrarouges à l’échelle du pixel »
- La troisième correspond aux appels à idées Recherche et Technologie du CNES :
 - **2008** [R&T CNES] « Filtres spectraux de nouvelle génération très sélectifs en longueur d’onde travaillant dans le MIR »
 - **2010** [R&T CNES] « Stabilisation de diodes laser par réseaux résonnants »
 - **2012** [R&T CNES] « Diodes laser en cavité étendue simplifiée »

- **2013** [R&T CNES] « Réalisation d'un filtre étroit dans l'infrarouge thermique en technologie nano photonique »
- **2015** [R&T CNES] « Mise en boîtier d'un Laser à Cavité Etendue à base de réseaux résonnants »
- **2016** [R&T CNES] « Développement de sources d'atomes froids sur puce hybride »

Deuxième partie

Façonnage d'impulsions ultracourtes, caractérisation et contrôle cohérent

Cette partie traite essentiellement de l'interaction entre des impulsions laser ultra-courtes¹ et différents systèmes matériels. Trois objectifs sont ainsi visés :

- le façonnage (ou la modification) de la forme temporelle de l'impulsion laser, en altérant sa phase et son amplitude spectrales,
- la caractérisation de l'impulsion laser, en reconstruisant le champ électrique associé dans le domaine temporel ou plus fréquemment en reconstruisant sa phase et son amplitude spectrales,
- le contrôle du système matériel en question (gaz, molécules, ...) par le biais des propriétés de l'impulsion laser, notamment sa phase spectrale.

Bien évidemment, ces trois objectifs ne sont pas mutuellement exclusifs et peuvent être suivis simultanément

Du point de vue de mon travail scientifique, cette partie couvre mes années de DEA, de thèse et de façon plus limitée de post-doctorat. En effet, bien que les objectifs visés durant mon post-doctorat soient directement liés aux impulsions ultrarapides et à l'interaction laser-matière, je qualifierai les résultats les plus pertinents obtenus au cours de cette période de « collatéraux » et ils ne seront pas repris ici. Il s'agit de domaines de recherche dans lesquels je ne suis plus actifs depuis un certain nombre d'années. J'ai ainsi voulu traiter cette partie comme une revue didactique des techniques de mise en forme, de caractérisation et de façon plus succincte de contrôle cohérent en essayant de montrer comment mes travaux s'insèrent dans ce contexte. Concernant les références, j'ai pris le parti de les distinguer :

- les publications de l'état de l'art (dont les thèses des doctorants de l'équipe) qui sont regroupées page 137 ;
- les publications dont je suis co-auteur avec une distinction entre les articles [AXX], les conférences avec actes [CAXX], celles sans actes [CSXX] et les brevets [BXX] qui sont regroupées dans l'annexe A page 121.

1. La durée typique de ces impulsions est dans la gamme [5 : 500] fs soit [5×10^{-15} : 5×10^{-13}] s

Chapitre 5

FAÇONNAGE ET CARACTÉRISATION D'IMPULSIONS ULTRACOURTES

5.1 Anatomie d'une impulsion ultrarapide

Afin d'aborder les problèmes liés au façonnage et à la caractérisation d'impulsions ultrarapides, il est essentiel de préciser les propriétés spécifiques des impulsions ultrarapides. Leur propriété la plus évidente, c'est le fait d'être courtes, extrêmement courtes. Cette extrême brièveté fait toute la complexité et toute la beauté des impulsions ultrarapides. En particulier, comme nous allons le montrer ici, il est quasiment impossible de mesurer ou de façonner une impulsion ultrarapide dans le domaine temporel. La caractérisation et le façonnage nécessitent donc des approches détournées.

5.1.1 La faillite de l'approche temporelle

Une impulsion laser ultrarapide peut être entièrement décrite par son champ électrique temporel $\mathcal{E}(t)$. Le façonnage se résume ainsi à la modification de $\mathcal{E}(t)$ et la caractérisation à la mesure de $\mathcal{E}(t)$. Cette approche temporelle du problème trouve malheureusement très vite des limites. En effet, une impulsion ultrarapide typique présente une durée de 100 fs, et une longueur d'onde centrale de 800 nm, c'est à dire une période optique de l'ordre de 2,5 fs. Or les modulateurs électro-optiques les plus rapides ont des temps de réponse de l'ordre de 10 000 fs. Les détecteurs les plus rapides (caméra à balayage de fente) présentent quant à eux des temps de réponse de l'ordre de 1 000 fs. On voit donc bien que l'on ne peut pas, en pratique, raisonner en termes temporels : ni le façonnage direct, ni la mesure directe ne sont possibles dans le domaine temporel. En fait, il existe une technique pour observer directement les oscillations du champ électrique d'une impulsion laser femtoseconde dans le domaine temporel[16]. L'astuce dans cette technique est d'utiliser une impulsion attoseconde pour échantillonner l'impulsion femtoseconde. Il s'agit là d'une technique anecdotique, les impulsions attosecondes isolées n'étant pas chose courante. De toute manière cette expérience ne remet en rien en cause les limites de l'approche temporelle : dans ce cas précis le problème est reporté sur l'impulsion attoseconde pour laquelle on ne dispose d'aucun dispositif suffisamment rapide.

Il nous faut donc trouver un moyen détourné d'accéder à l'information qui est contenue dans $\mathcal{E}(t)$.

5.1.2 Joseph Fourier et l'approche spectrale

Un moyen simple et efficace est de regarder l'impulsion ultrarapide, non pas d'un point de vue temporel, mais d'un point de vue spectral. On peut ainsi décrire de façon formelle et rigoureuse le passage au domaine spectral. Tout d'abord, on peut associer à $\mathcal{E}(t)$, qui est une fonction réelle, un champ complexe, dans le domaine temporel :

$$\mathcal{E}(t) = \operatorname{Re} [E(t)] \quad (5.1)$$

Ce champ $E(t)$, contient toute l'information sur l'impulsion ultrarapide. Par transformée de Fourier, on peut alors définir un champ spectral complexe :

$$\tilde{E}(\omega) = \mathcal{F} [E(t)] = A(\omega) e^{i\varphi(\omega)} \quad (5.2)$$

Ce champ spectral contient lui aussi toute l'information sur l'impulsion, et comme il s'agit d'une fonction complexe, cette information est répartie à la fois sur l'amplitude spectrale $A(\omega)$ et la phase spectrale $\varphi(\omega)$. Ce champ fournit ainsi une façon alternative de décrire les propriétés d'une impulsion ultrarapide.

Ce point de vue spectral est en fait le point de vue le plus naturel, ou du moins le plus efficace, de décrire une impulsion ultrarapide. Il est en fait moins artificiel qu'il n'y paraît. En effet, les impulsions ultrarapides sont issues de laser très multimodes, en régime de verrouillage de mode. Elles correspondent ainsi à l'interférence constructive d'un grand nombre de modes spectraux qui présentent des amplitudes et des phases relatives bien définies.

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(t) &= A_{\omega_0} \cos(\omega_0 t + \varphi_{\omega_0}) \\ &+ A_{\omega_1} \cos(\omega_1 t + \varphi_{\omega_1}) \\ &\dots \\ &+ A_{\omega_N} \cos(\omega_N t + \varphi_{\omega_N}) \end{aligned} \quad (5.3)$$

Le champ spectral $\tilde{E}(\omega)$ décrit en fait cette décomposition en modes : son amplitude $A(\omega)$ décrit les amplitudes relatives des différents modes ($A_{\omega_0}, A_{\omega_1}, \dots, A_{\omega_N}$) et sa phase $\varphi(\omega)$ leurs phases relatives ($\varphi_{\omega_0}, \varphi_{\omega_1}, \dots, \varphi_{\omega_N}$). Dans la plupart des cas, ces modes sont si nombreux et si rapprochés que la description en somme discrète n'est pas judicieuse et qu'il est naturel de considérer $A(\omega)$ et $\varphi(\omega)$ comme des fonctions continues de la pulsation ω .

L'amplitude spectrale et la phase spectrale déterminent entièrement la forme de l'impulsion dans le domaine temporel. L'amplitude $A(\omega)$ est une quantité relativement bien connue : un spectromètre donne une mesure directe de cette amplitude (ou plus précisément de l'intensité spectrale, c'est à dire du carré de cette amplitude). Une impulsion ultrarapide présente toujours un spectre large, d'autant plus large que l'impulsion est courte. En particulier, la durée minimale que peut atteindre une impulsion est donnée par l'inverse de sa largeur spectrale.

La phase spectrale est une quantité moins bien connue. Elle influence pourtant très fortement la forme de l'impulsion ultrarapide. Notamment, lorsque l'amplitude spectrale est fixée, la phase spectrale détermine complètement la forme de l'impulsion. A titre d'exemple,

on peut regarder l'effet sur une impulsion ultrarapide des différents termes d'une phase polynomiale

$$\varphi(\omega) = \varphi_0^{(0)} + \varphi_0^{(1)}(\omega - \omega_0) + \frac{\varphi_0^{(2)}}{2!}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\varphi_0^{(3)}}{3!}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (5.4)$$

où ω_0 représente la pulsation centrale de l'impulsion considérée.

Le terme constant $\varphi_0^{(0)}$ est couramment appelé phase absolue ou phase porteuse-enveloppe. Comme son nom l'indique, il agit sur la position relative des oscillations de la porteuse par rapport à l'enveloppe. La figure 5.1 montre l'effet sur une impulsion ultracourte (figure 5.1(a)) d'une phase constante $\varphi_0^{(0)} = \pi/2$ (figure 5.1(b)) : on passe d'une impulsion de type cosinus où le maximum de l'enveloppe correspond à un maximum des oscillations à une impulsion de type sinus où le maximum de l'enveloppe correspond à un zéro des oscillations. Ce terme de phase a une grande importance pour les impulsions ne comportant que très peu de cycles optiques[17] ainsi que pour la génération de peignes de fréquence[18]. Cependant, de très nombreuses expériences sont insensibles à la phase porteuse-enveloppe et nous ne traiterons pas ici des méthodes de caractérisation et de contrôle[19] de ce terme de phase.

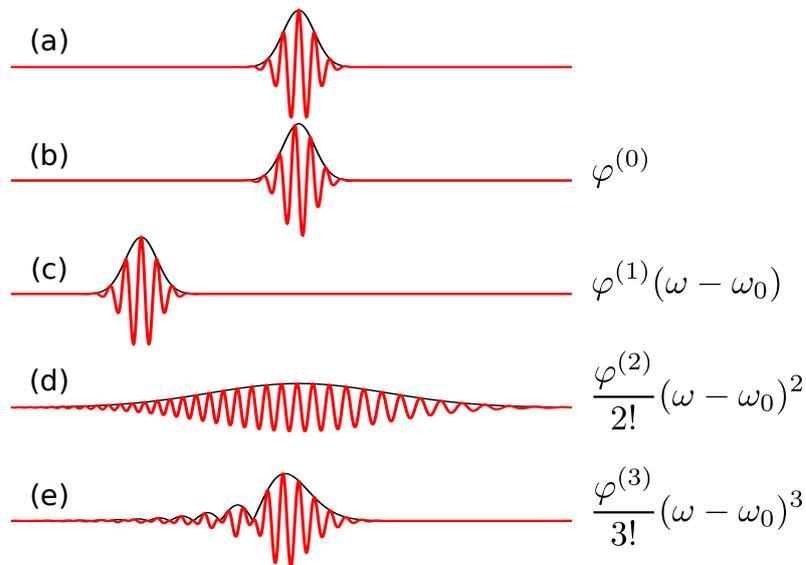


FIGURE 5.1 – Effet de la phase spectrale sur la forme temporelle d'une impulsion ultrarapide.

Le terme de phase linéaire $\varphi_0^{(1)}(\omega - \omega_0)$ quant à lui correspond à peu de choses près à un délai (figure 5.1(c)) et ne déforme pas le profil de l'impulsion¹.

Les déformations n'apparaissent que pour les termes de phase non-linéaire et nous décrivons ici les deux premiers. La phase quadratique $\frac{\varphi_0^{(2)}}{2!}(\omega - \omega_0)^2$ tend à étirer temporellement l'impulsion (figure 5.1(d)). Cet allongement s'accompagne d'une dérive de fréquence (ou chirp en anglais) : la période de la porteuse évolue au cours du temps. Le sens de cette

1. En toute rigueur, un délai correspond à une phase de la forme $\varphi_0^{(1)}\omega$

dérive de fréquence (bleu vers rouge ou rouge vers bleu) est directement lié au signe de la phase quadratique appliquée. On peut comprendre ce résultat en approximant localement une parabole par sa tangente : une phase quadratique revient à introduire un délai (ie une phase linéaire) différente pour chaque composante spectrale. Les impulsions à dérive de fréquence jouent un rôle extrêmement important pour les lasers ultrarapides. En effet, une grande majorité des amplificateurs utilisent des impulsions à dérive de fréquence (chirped pulse amplifiers ou CPA en anglais) pour atteindre des niveaux de puissance élevés[20].

Le dernier terme de phase que nous décrivons ici est le terme de phase cubique $\frac{\varphi_0^{(3)}}{3!}(\omega - \omega_0)^3$ qui déforme l'impulsion et introduit des pré-impulsions ou des post-impulsions (figure 5.1(e) [page précédente](#)) selon le signe de $\varphi_0^{(3)}$.

5.1.3 Propriétés spectrales des impulsions ultrarapides

Les impulsions ultrarapides présentent un certain nombre de propriétés spectrales, tant du point de vue de l'amplitude que de la phase. Tout d'abord, l'amplitude spectrale $A(\omega)$ d'une impulsion ultrarapide s'étend sur une large bande de fréquences. En d'autres termes, une impulsion ultracourte présente toujours un spectre large². Plus l'impulsion considérée est courte et plus le spectre est large. En fait, la durée minimale que peut atteindre une impulsion ultrarapide est directement donnée par l'inverse de la largeur spectrale.

Ensuite, la phase spectrale $\varphi(\omega)$, comme on peut le voir sur la figure 5.1 [page précédente](#), joue un rôle déterminant dans la forme temporelle que prend l'impulsion. A spectre fixé, c'est la phase spectrale qui détermine entièrement la forme de l'impulsion et la durée la plus courte sera obtenue pour une phase nulle³. On parle alors d'une impulsion *limitée par transformée de Fourier*.

5.2 Façonnage

5.2.1 Façonnage linéaire stationnaire

L'ensemble des techniques de façonnage que nous allons détailler ici se limite à de l'optique linéaire stationnaire. Nous nous limiterons ainsi à des systèmes de filtrage optique :

- ne présentant pas de non-linéarité (pas de conversion, de somme ou de différence de fréquence, ...),
- qui ne varient pas au cours du temps (à l'échelle femtoseconde).

L'effet d'un tel système optique sur une impulsion ultrarapide peut être décrit très simplement dans le domaine spectral. En effet, l'impulsion de sortie $\tilde{E}_S(\omega)$ s'écrit comme un simple produit entre l'impulsion en entrée $\tilde{E}_E(\omega)$ et une fonction de transfert complexe

2. Il est à noter que la réciproque est fautive : de très nombreuses sources lumineuses présentent des spectres larges (comme une lampe à incandescence ou une diode électroluminescente) sans pour autant offrir des impulsions courtes.

3. Plus précisément, la durée la plus courte est obtenue pour une phase nulle ou linéaire, cette dernière n'introduisant qu'un décalage temporel de l'impulsion.

$H(\omega)$:

$$\tilde{E}_S(\omega) = H(\omega)\tilde{E}_E(\omega) \quad (5.5)$$

Cette relation est la conséquence directe de l'invariance dans le temps du système de façonnage (stationnarité) et de sa linéarité. Dans la pratique, on considère aussi que le système de façonnage est passif, c'est à dire qu'il n'y a pas d'amplification : $\forall \omega \quad |H(\omega)| \leq 1$. Il en découle que le spectre en sortie $|\tilde{E}_S(\omega)|^2$ ne peut pas être plus large que le spectre d'entrée $|\tilde{E}_E(\omega)|^2$. La durée minimale que l'on peut obtenir en sortie du façonneur est ainsi limitée par la bande spectrale disponible en entrée.

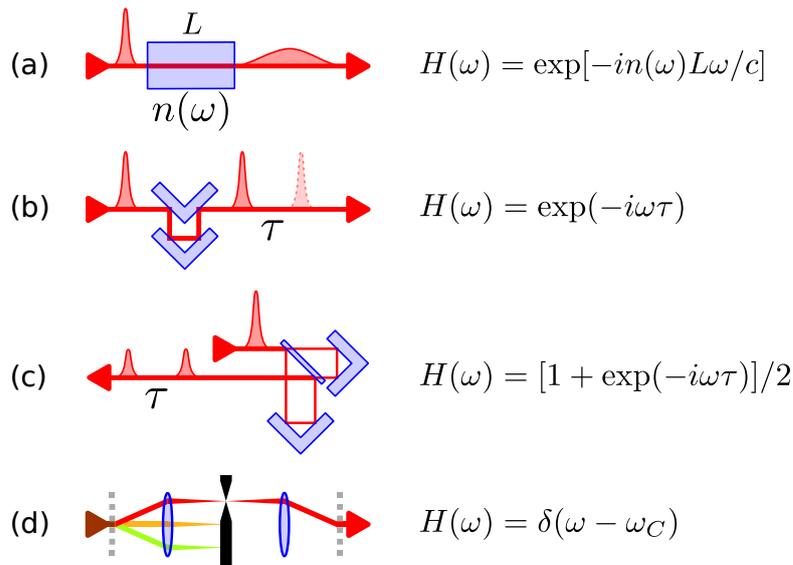


FIGURE 5.2 – Exemple de filtres optiques linéaires stationnaires et fonctions de transfert complexes associées : (a) barreau de verre dispersif, (b) ligne à retard, (c) interféromètre de Michelson, (d) monochromateur idéal.

A titre d'exemple, la figure 5.2 donne la fonction de transfert de quelques filtres optiques très simples. Un simple barreau de verre (figure ?? page ??) correspond ainsi à une fonction de transfert de phase non-linéaire, cette phase dépendant directement de l'indice $n(\omega)$ et de la longueur L du barreau. Une ligne à retard se traduit par une simple phase linéaire (figure ?? page ??). Dans le cas d'un interféromètre de Michelson (figure 5.2(a)), la fonction de transfert agit à la fois sur l'amplitude et la phase spectrale. Il est à noter que cette fonction de transfert s'écrit comme une simple somme des deux composantes qui se recombinent sur la lame séparatrice : une impulsion non retardée $H(\omega) = 1/2$ et une impulsion retardée $H(\omega) = \exp(-i\omega\tau)/2$. Le facteur 1/2 traduit la conservation de l'énergie : nous avons ici considéré une des deux voies de sortie possibles lors de la recombinaison sur la séparatrice et une moitié de l'énergie est perdue sur la deuxième voie. Enfin, on peut aussi trouver des filtres agissant comme des fonctions de transfert d'amplitude uniquement, comme un monochromateur idéal (figure 5.2(b)).

Cette liste de filtres optiques de base n'est bien sûr pas exhaustive ; il manque notamment les compresseurs à prismes ou à réseaux[21], qui se traduisent en première approximation comme des fonctions de transfert de phase uniquement. De plus, il est possible de

combiner plusieurs filtres ensemble et d'obtenir ainsi un filtre équivalent dont la fonction de transfert s'écrit comme une simple combinaison des fonctions de transfert des différentes briques utilisées.

Il existe en fait deux façons de combiner des filtres optiques : en série (voir figure 5.3) ou en parallèle (voir figure 5.4).

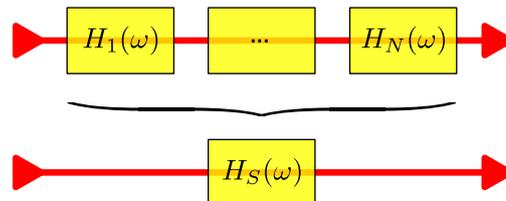


FIGURE 5.3 – Association de filtres en série : la fonction de transfert du filtre équivalent s'écrit comme le produit des fonctions de transfert.

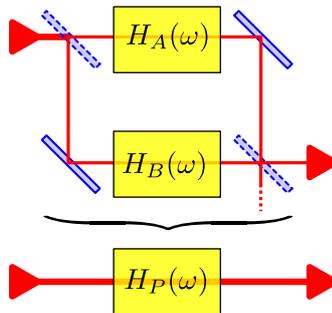


FIGURE 5.4 – Association de filtres en parallèle : la fonction de transfert du filtre équivalent s'écrit comme la somme pondérée des fonctions de transfert.

On peut ainsi placer N filtres de fonction de transfert respective $H_i(\omega)$ en série, c'est à dire les uns après les autres. On obtient alors un filtre équivalent dont la fonction de transfert $H_S(\omega)$ s'écrit :

$$H_S(\omega) = H_N(\omega)H_{N-1}(\omega)\dots H_2(\omega)H_1(\omega) \quad (5.6)$$

On peut aussi placer un filtre différent dans chacun des deux bras d'un interféromètre. On obtient alors un filtre équivalent dont la fonction de transfert $H_P(\omega)$ s'écrit :

$$H_P(\omega) = 1/2H_a(\omega) + 1/2H_b(\omega) \quad (5.7)$$

où $H_a(\omega)$ et $H_b(\omega)$ sont les fonctions de transfert des deux filtres placés dans l'interféromètre.

En combinant un grand nombre de ces briques de base en série et en parallèle, on peut en théorie construire un filtre optique extrêmement complexe, répondant à un besoin donné. Cependant, on aboutit très rapidement à des systèmes optiques très complexes, difficiles à

régler et extrêmement rigides. En particulier, pour toute nouvelle mise en forme, il faudra reconstruire un nouveau dispositif.

Pour de nombreuses applications des laser ultrarapides, et tout particulièrement pour les expériences de contrôle cohérent et de contrôle optimal, il est nécessaire de changer très rapidement de mise en forme. Ces applications nécessitent de véritables façonneurs, c'est à dire des filtres permettant de contrôler indépendamment phase et amplitude spectrales et dont on puisse reprogrammer rapidement la fonction de transfert.

5.2.2 La ligne à dispersion nulle

5.2.2.1 Disperser sans dispersion

Une première approche pour réaliser un façonneur repose sur l'utilisation d'une ligne à dispersion nulle. Ce dispositif, aussi appelé *ligne 4f*, a été initialement proposé par Froehly et ses collaborateurs [22, 23]. Il est composé d'une paire de lentilles de focale f et d'une paire de réseaux, alignés en arrangement $4f$ (voir figure 5.5). Le premier réseau disperse

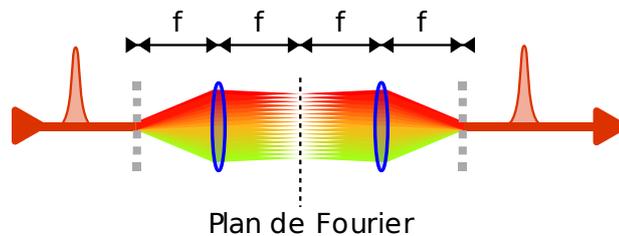


FIGURE 5.5 – Ligne à dispersion nulle ou ligne $4f$: l'impulsion d'entrée est dispersée par le premier réseau et la première lentille image chaque composante spectrale en un point du plan de Fourier (plan de symétrie). La deuxième partie est symétrique et recompose l'impulsion d'entrée que l'on retrouve inchangée en sortie de ligne. f correspond à la focale des lentilles.

angulairement les différentes composantes spectrales de l'impulsion entrant dans la ligne et la première lentille les image dans le plan de Fourier, situé au centre de la ligne $4f$. Cette première moitié de la ligne n'est ni plus ni moins qu'un spectromètre. La deuxième partie de la ligne est symétrique et permet de recomposer l'impulsion d'origine en rassemblant ses composantes. Telle quelle, la ligne $4f$ n'introduit aucune déformation sur l'impulsion d'entrée,⁴ d'où le nom de ligne à dispersion nulle. Pour réaliser un façonneur à l'aide d'une ligne $4f$, il suffit d'insérer un masque spatial dans son plan de Fourier : étant donné que les composantes spectrales de l'impulsion d'entrée y sont imagées, ce masque va aussi agir comme un masque spectral.

5.2.2.2 Différents types de masques

Dans un premier temps des masques fixes ont été utilisés[24], ce qui nécessitait la création et l'alignement d'un nouveau masque pour chaque nouvelle mise en forme. De

4. En effet, le chemin optique est le même pour toutes les composantes spectrales.

nos jours, différents masques programmables contrôlés par ordinateur sont disponibles. Ils permettent de changer très rapidement de mise en forme. Il existe trois grandes catégories de masques programmables : à cristaux liquides, acousto-optiques ou à miroirs déformables.

Les masques à cristaux liquides ou LC-SLM (liquid crystal spatial light modulator) sont composés d'une fine couche de cristaux liquides nématiques pris entre deux électrodes transparentes. La biréfringence de cette couche peut être contrôlée en modifiant la tension aux bornes des électrodes. Le plus souvent, ces masques sont pixellisés et chaque pixel se comporte comme une lame d'onde variable commandée en tension. Avec un masque à cristaux liquides, on peut donc modifier la phase spectrale $\varphi(\omega)$ en contrôlant indépendamment l'épaisseur optique de chaque pixel[25, 26]. Pour modifier à la fois la phase et l'amplitude spectrale, il faut associer deux masques à cristaux liquides[27, 28] agissant sur deux polarisations orthogonales⁵, comme cela est présenté sur la figure 5.6.

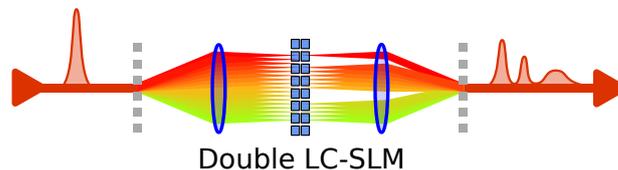


FIGURE 5.6 – Ligne 4f associée à deux masques à cristaux liquides agissant sur des polarisations croisées. Au niveau de chaque pixel la phase et l'amplitude de l'onde transmise sont contrôlées indépendamment.

Les masques acousto-optiques ou AOM (Acousto-Optical Masks) sont aussi utilisés pour contrôler à la fois la phase et l'amplitude spectrales[29, 30]. Les AOM sont parcourus par une onde acoustique mise en forme qui va induire un réseau de diffraction dont on peut localement faire varier l'efficacité et la phase en fonction de la forme de l'onde acoustique. Dans le plan de Fourier, les différentes composantes spectrales vont ainsi être diffractées avec des coefficients de phase et d'amplitude définis par la forme de l'onde acoustique. Contrairement aux LC-SLM, les AOM ne sont pas pixellisés. Autre particularité, la diffraction impose l'utilisation d'une ligne 4f « cassée », comme cela est présenté sur la figure 5.7 page ci-contre. Le principal défaut de cette ligne 4f cassée est qu'elle n'est plus à dispersion nulle : certaines composantes spectrales parcourent un chemin optique plus long que d'autres. Cela introduit une distorsion de l'impulsion en sortie de la ligne qu'il est nécessaire de compenser.

Enfin, il est possible d'utiliser des miroirs déformables à membrane[31, 32], ou à micro-miroirs électromécaniques (MEMS)[33, 34, 35]. Dans ce cas, on utilise une demi-ligne 4f ou ligne 2f, le faisceau de sortie étant renvoyé sur le faisceau d'entrée. Les miroirs à membrane sont constitués d'une membrane réfléchissante souple suspendue sur des pistons contrôlés en tension. En fonction du déplacement des pistons, la membrane se déforme. La déformation de la membrane se traduit par une variation du chemin optique et donc de

5. Avec deux masques à cristaux liquides agissant sur deux polarisations orthogonales, on modifie en fait la phase et la polarisation de l'onde traversant chaque pixel. En utilisant un polariseur en sortie de la ligne à dispersion nulle, le contrôle de la polarisation se transforme en contrôle de l'amplitude.

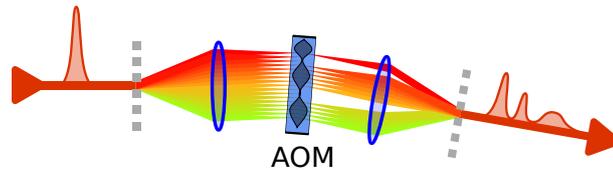


FIGURE 5.7 – Ligne 4f associée à un masque acousto-optique. L’angle de diffraction nécessite de « casser » la ligne 4f qui n’est plus à dispersion nulle.

la phase spectrale. Les miroirs à MMEMS sont constitués d’une rangée de micro-miroirs indépendants que l’on peut faire avancer ou reculer par application d’une tension. Tout comme pour les miroirs à membrane, seule la phase spectrale peut être modifiée. La différence principale entre ces deux solutions est que les membranes permettent une variation douce et continue de la phase spectrale alors que les MMEMS sont pixellisés et permettent d’introduire des sauts de phase spectrale.

Bien évidemment, il existe d’autres possibilités pour réaliser un façonneur à base de ligne 4f. Il est ainsi possible d’utiliser comme masque des valves optiques[36] (cristaux liquides non-pixellisés) ou encore de remplacer les réseaux par des prismes[37] afin de mettre en forme des impulsions très large bande.

5.2.2.3 Principales caractéristiques

Les façonneurs à base de ligne à dispersion nulle ont été utilisés avec succès dans de très nombreux domaines de recherche comme le contrôle cohérent[38], la compression d’impulsions[39], l’optique quantique[40] ou le refroidissement de molécules[41].

Ils présentent toutefois un certain nombre de limitations. Tout d’abord, ce sont des dispositifs optiques complexes, délicats à aligner et à utiliser. Ensuite, ils introduisent sur les impulsions mises en forme un couplage spatio-temporel. C’est à dire qu’ils mettent en forme simultanément le profil temporel, mais aussi le profil transverse de l’impulsion. Par exemple, un décalage temporel s’accompagnera toujours d’un décalage de l’impulsion par rapport à l’axe optique et une dérive de fréquence temporelle par l’apparition d’une dérive de fréquence spatiale (chirp spatial en bon français). Il s’agit là d’un défaut inhérent au principe même de fonctionnement de la ligne 4f : les composantes angulaires et spectrales sont couplées au niveau du réseau et sont simultanément mises en forme par le masque placé dans le plan de Fourier. En sortie de la ligne, le profil transverse reproduira donc toujours le profil temporel de l’impulsion.

Enfin, dans le cas fréquent où le masque utilisé est pixellisé, l’impulsion mise en forme est accompagnée d’un certain nombre de répliques temporelles. Cela peut se comprendre aisément par des considérations de transformée de Fourier : le masque pixellisé se comporte comme une fonction de transfert discrète dans le domaine spectral, ce qui correspond, dans le domaine temporel à une fonction de réponse périodique. L’impulsion mise en forme est ainsi accompagnée d’une infinité de copies régulièrement espacées dans le temps. Cependant, ces répliques sont moins rédhibitoires qu’il n’y paraît car elles ont tendance à être déformées et atténuées.

Malgré ces limitations, la ligne 4f reste un façonneur extrêmement efficace avec de nombreux points forts. Tout d'abord, il s'agit d'une technique éprouvée et très bien documentée. De nombreuses publications détaillent tant les limites que les capacités de la ligne 4f et il est ainsi relativement aisé de cerner les possibilités offertes par différentes configurations.

De plus, elle permet généralement de mettre en forme des impulsions laser quelque soit le taux de répétition du laser⁶.

Autre point important, la ligne 4f supporte des impulsions intenses. En effet, sauf au niveau des réseaux, le faisceau est dispersé et donc l'énergie répartie sur une plus grande surface. Il est ainsi possible d'obtenir en sortie de ligne 4f des densités de puissance de plusieurs centaines de GW/cm^2 .

Enfin, il est possible de concevoir et de réaliser assez simplement une ligne 4f taillée sur mesure pour des gammes spectrales et des applications données en choisissant judicieusement les réseaux et les focales des miroirs.

5.2.3 Filtre dispersif programmable

5.2.3.1 Principe de fonctionnement

La ligne 4f n'est plus la seule option pour façonner des impulsions ultra-rapides. Mis au point il y a une vingtaine d'années[42, 43], le filtre acousto-optique dispersif programmable (ou AOPDF pour Acousto-Optical Programmable Dispersif Filter) est aujourd'hui disponible commercialement sous le nom de DAZZLERTM(Fastlite). Son principe est très différent de celui de la ligne à dispersion nulle. Il repose sur l'interaction colinéaire entre l'impulsion à mettre en forme et une onde acoustique mise en forme au sein d'un cristal biréfringent. L'onde acoustique est une onde propagative qui est générée dans le cristal à l'aide d'un transducteur contrôlé par un générateur radio-fréquence. Le générateur radio-fréquence est synchronisé sur le taux de répétition du laser de manière à ce que l'impulsion traverse le cristal au moment où l'onde acoustique est au centre de ce dernier. Compte tenu des différences de vitesse de propagation optique et acoustique, l'onde acoustique semble figée durant toute l'interaction avec l'impulsion laser. Comme cela est schématisé sur la figure 5.8 page suivante, l'onde acoustique façonne l'impulsion par diffraction de Bragg : en un point donné du cristal, les composantes spectrales de l'onde lumineuse qui vérifient les conditions d'accord de phase sont diffractées de l'axe rapide vers l'axe lent. On peut donc choisir quelle composante spectrale sera diffractée et avec quelle efficacité en choisissant la fréquence et l'intensité de l'onde acoustique en ce point. Ceci permet donc de mettre en forme l'amplitude spectrale de l'impulsion laser qui sort du cristal polarisé selon l'axe lent. La phase spectrale est contrôlée en choisissant en quel point du cristal a lieu la diffraction d'une composante donnée. Compte tenu de la différence d'indice entre l'axe lent et l'axe rapide, en modifiant le lieu de diffraction, on modifie le temps mis par cette composante pour traverser le cristal : une composante diffractée en tout début de cristal sera retardée par rapport à une composante diffractée en toute fin de cristal. On contrôle ainsi le délai de groupe et donc la phase spectrale.

6. La seule exception est lorsque l'on utilise un masque acousto-optique qui ne fonctionne que pour

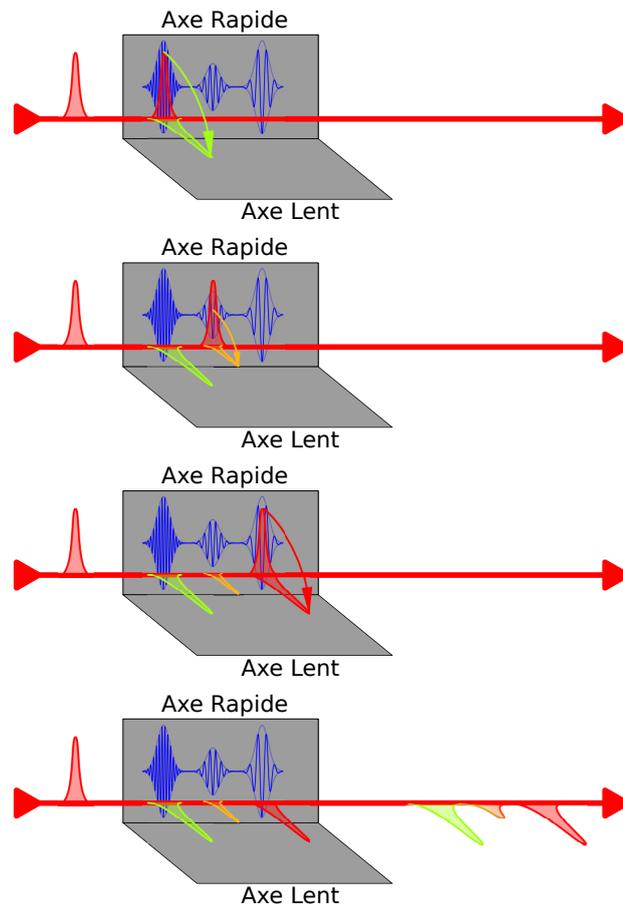


FIGURE 5.8 – Principe de fonctionnement de l’AOPDF. L’impulsion laser interagit avec une onde acoustique façonnée dans un cristal biréfringent. Par diffraction de Bragg, les différentes composantes spectrales sont basculées de l’axe rapide à l’axe lent. L’efficacité de ces diffractions et la position où elles se produisent sont déterminées par la forme de l’onde optique. En sortie du cristal, on obtient une impulsion laser dont la mise en forme correspond à celle de l’onde acoustique.

Il existe en fait un lien direct entre la fonction de transfert $H(\omega)$ de l'AOPDF et la forme de l'onde acoustique, exprimée dans le domaine fréquentiel $S(\nu)$:

$$H(\omega) \simeq S(\alpha\omega) \quad (5.8)$$

où α est un facteur d'échelle qui transfère la mise en forme du domaine acoustique au domaine optique. Ce facteur est donné par :

$$\alpha = \Delta n V / c \simeq 10^{-7} \quad (5.9)$$

où Δn est l'anisotropie optique du cristal, c la vitesse de la lumière et V la vitesse de propagation du son dans le cristal.

La capacité de façonnage d'un AOPDF augmente avec la longueur du cristal et diminue avec la largeur spectrale de l'impulsion à mettre en forme. En fonction de l'angle de coupe du cristal on peut jouer sur un compromis entre la capacité de façonnage et l'efficacité de diffraction.

5.2.3.2 Principales caractéristiques

L'AOPDF, initialement disponible uniquement pour le proche infrarouge, existe maintenant dans le visible[44], l'UV[45, 46] et l'infrarouge moyen. Il couvre ainsi une gamme spectrale quasiment aussi vaste que les façonneurs à ligne 4f.

Ses avantages et inconvénients sont tout à fait différents de ceux des lignes 4f. L'AOPDF repose sur une technologie beaucoup plus récente que les lignes 4f et qui n'est maîtrisée que par une seule compagnie. Il existe donc moins de documents de références permettant de bien cerner à la fois les détails de fonctionnement et les limitations de cette approche.

De plus, l'AOPDF ne peut fonctionner avec des impulsions laser dont le taux de répétition dépasse quelques 100 kHz tout comme les masques acousto-optiques transverses. En particulier, il ne peut pas mettre en forme les impulsions issues d'un oscillateur (taux de répétition $\simeq 80$ MHz) Il faut dans ce cas réduire le taux de répétition en ne gardant qu'une fraction des impulsions disponibles. Enfin, il supporte des densités de puissance plus faibles que les lignes 4f, de l'ordre de quelques MW/cm².

En contrepartie, l'AOPDF est bien plus compact et bien plus simple qu'une ligne 4f (voir figure 5.9 page ci-contre). Son alignement et son insertion au sein d'une chaîne laser sont donc bien plus aisés que pour une ligne 4f. De plus, il n'y a quasiment aucun couplage spatio-temporel sur les impulsions mises en forme. Enfin, contrairement à la majorité des façonneurs à base de ligne 4f qui sont fabriqués par les utilisateurs eux-mêmes, l'AOPDF est un outil commercial et dispose donc d'un support et d'une assistance qui peut simplifier grandement le dimensionnement et la mise en œuvre d'un façonneur adapté à une expérience donnée.

5.2.4 Façonnage et complexité

Un point important que nous avons passé sous silence jusqu'ici est la capacité d'un façonneur à générer des impulsions complexes, c'est à dire nécessitant de mettre en forme

des taux de répétition inférieurs à 100 kHz

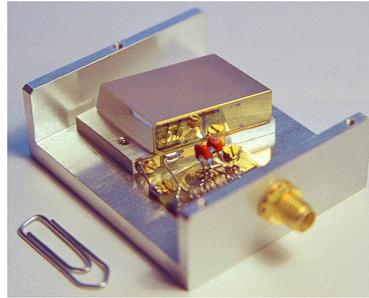


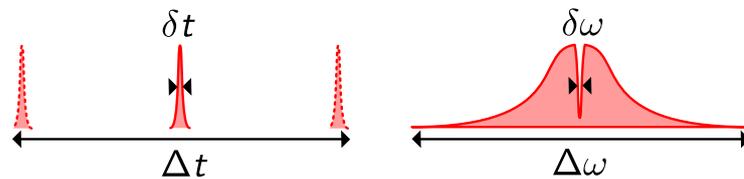
FIGURE 5.9 – L'AOPDF est un façonneur extrêmement compact.

indépendamment un grand nombre de composantes spectrales. Une façon de quantifier ceci est de définir la complexité ξ d'une impulsion mise en forme comme le rapport entre l'élément le plus grand et l'élément le plus petit présents dans le profil de l'impulsion, soit dans le domaine spectral, soit dans le domaine temporel

$$\xi = \Delta\omega/\delta\omega \quad (5.10)$$

$$\xi = \Delta t/\delta t \quad (5.11)$$

comme cela est schématisé sur la figure 5.10.

FIGURE 5.10 – La complexité d'une impulsion ξ se traduit comme le rapport entre le plus grand et le plus petit élément du profil de l'impulsion que ce soit dans le domaine temporel ou le domaine fréquentiel.

Par exemple, une séquence de deux impulsions de 100 fs séparées de 100 ps a une complexité de $\xi = 100\,000/100 = 1000$ ou bien encore, une impulsion ayant un spectre s'étalant sur 30 nm et ayant un trou de 0,3 nm de large a une complexité de $\xi = 30/0,3 = 100$. La complexité permet de quantifier le nombre de composantes qu'il faut contrôler de façon indépendante afin de générer un profil donné.

L'ensemble des façonneurs programmables disponibles à l'heure actuelle offrent des complexités ne dépassant pas quelques centaines. Il est ainsi bon de se rappeler la complexité maximale du façonneur que l'on utilise afin d'éviter de lui demander l'impossible.

Il arrive qu'une mise en forme apparemment simple soit hors de portée d'un façonneur programmable alors qu'elle peut être réalisée très simplement avec de l'optique standard. C'est le cas notamment de l'exemple ci-dessus d'une séquence de deux impulsions de 100 fs séparées de 100 ps qui dépasse les limites des façonneurs programmables et qui est obtenue tout simplement avec un Michelson.

5.3 Caractérisation d'impulsions ultrarapides

5.3.1 Quelle caractérisation ?

Caractériser une impulsion laser ultrarapide n'est pas une tâche aisée et peut concerner un grand nombre de quantités physiques définissant l'impulsion laser : puissance, cadence, profil spatial, profil temporel, polarisation, etc. Nous nous cantonnons ici à la caractérisation du profil temporel. Il existe pour cela plusieurs types de caractérisations d'impulsions ultracourtes, des plus simples aux plus raffinées. Avant de présenter les techniques les plus couramment employées, il est important de rappeler quelques définitions.

Une caractérisation est dite *à référence* lorsqu'elle repose sur l'utilisation d'une impulsion déjà caractérisée et de même type que l'impulsion à mesurer.

Par opposition, une *caractérisation autoréférencée* ne nécessite pas d'impulsion déjà connue. Cela n'interdit en rien d'utiliser des impulsions auxiliaires du moment que les détails de leur profil n'influencent pas le résultat de la caractérisation.

On parle de *caractérisation complète* lorsqu'elle donne toute l'information sur l'impulsion, c'est à dire qu'elle permet de reconstruire son champ électrique $E(t)$ ou encore son amplitude $A(\omega)$ et sa phase spectrale $\varphi(\omega)$.

Enfin, les caractérisations les plus abouties sont les *caractérisations complètes autoréférencées* qui permettent de reconstruire l'impulsion inconnue sans pré-supposition.

Dans un premier temps, nous détaillerons les conditions qu'une technique de caractérisation doit remplir pour permettre une caractérisation complète autoréférencée. Nous présenterons ensuite différentes méthodes de caractérisations couramment utilisées. Enfin, nous décrirons les deux grandes familles de caractérisations complètes autoréférencées.

5.3.2 Caractérisation complète autoréférencée : les prérequis

Quelles sont les conditions à remplir pour effectuer une caractérisation complète d'une impulsion inconnue sans utiliser de référence ?

Peut-on utiliser des optiques « standards », c'est à dire des filtres linéaires stationnaires ? Le mieux est encore d'essayer... Comme nous l'avons vu dans la partie 5.2, tout dispositif optique linéaire et stationnaire, aussi compliqué soit-il, peut être résumé par une fonction de transfert complexe $H(\omega)$. En envoyant l'impulsion à caractériser $E(\omega)$ dans ce filtre, on obtient à sa sortie une impulsion filtrée $E_F(\omega)$:

$$E_F(\omega) = H(\omega)E(\omega) \quad (5.12)$$

Le dispositif optique peut être arbitrairement complexe, contenir plusieurs interféromètres, des façonneurs programmables, l'impulsion en sortie sera toujours donnée par l'équation 5.12. Pour mener à bien notre caractérisation, le mieux que l'on puisse faire, c'est de mesurer cette impulsion E_F . On peut pour cela utiliser soit un spectromètre, soit une photodiode. Dans les deux cas, il s'agit de détecteurs lents à l'échelle de la femtoseconde. Nous allons poursuivre la discussion en supposant que l'on dispose d'un spectromètre, mais le résultat est le même avec une photodiode. Le spectromètre nous donne accès à l'intensité spectrale :

$$I_F(\omega) = |E_F(\omega)|^2 = |H(\omega)|^2 |E(\omega)|^2 = |H(\omega)|^2 |A(\omega) e^{i\varphi(\omega)}|^2 = |H(\omega)|^2 A^2(\omega) \quad (5.13)$$

Comme on peut le voir, le signal que l'on obtient ne dépend absolument plus de la phase spectrale $\varphi(\omega)$ de l'impulsion à caractériser. Il ne reste en effet qu'une information sur l'intensité spectrale de l'impulsion inconnue, convoluée par le module de la fonction de transfert du filtre. Dans ces conditions, nous ne pouvons pas aboutir à une caractérisation complète de $E(\omega)$ vu qu'il nous manque la moitié des informations nécessaires.

En conclusion de cette rapide tentative, il est impossible de réaliser une caractérisation complète autoréférencée en se limitant à de l'optique linéaire stationnaire. Il est en fait nécessaire (mais pas suffisant) de recourir à un mélange d'optique linéaire stationnaire et soit d'optique non-linéaire, soit d'optique linéaire non-stationnaire[47, 48].

5.3.3 Quelques caractérisations courantes

5.3.3.1 Autocorrélations

L'autocorrélation est une des méthodes de caractérisation parmi les plus anciennes et les plus répandues. Elle constitue une *caractérisation incomplète* car elle ne fournit qu'une information restreinte sur l'impulsion à mesurer. Elle repose sur le principe suivant : un interféromètre de Michelson sépare l'impulsion à caractériser en deux répliques identiques, décalées temporellement. Ces deux répliques sont focalisées et superposées au sein d'un cristal doubleur $\chi^{(2)}$. L'intensité de la seconde harmonique ainsi générée est enregistrée en fonction du délai entre les deux répliques. Il existe deux types d'autocorrélations : intensimétrique [49] et interférométrique[50]. L'autocorrélation intensimétrique est présentée

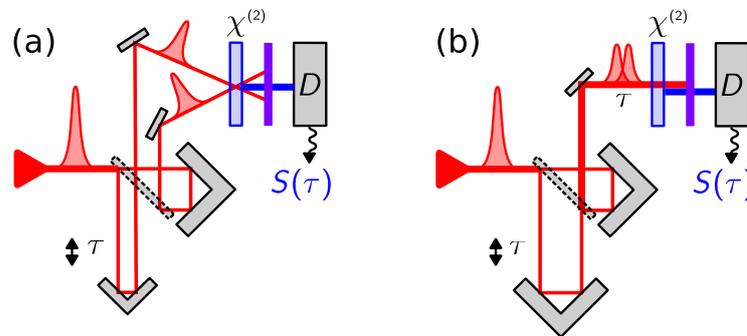


FIGURE 5.11 – Autocorrélations : (a) intensimétrique, (b) interférométrique. Dans les deux cas, l'impulsion à mesurer est séparée en deux répliques décalées temporellement qui sont recombinaées dans un cristal doubleur. L'intensité de seconde harmonique est enregistrée en fonction du délai entre les répliques.

sur la figure 5.11(a) : les deux copies décalées temporellement sont focalisées dans le cristal de façon non-colinéaire. La seconde harmonique générée contient trois contributions : le doublage de la première réplique $E(t)$, le doublage de la seconde réplique $E(t - \tau)$ ainsi que le terme croisé. Par conservation du vecteur d'onde, chaque contribution sort du cristal avec un angle donné, le terme croisé étant au milieu. A l'aide d'un filtre spatial, ce terme est sélectionné et envoyé vers une photodiode. La seconde harmonique arrivant sur la photodiode peut ainsi s'écrire $E_2(t, \tau) \propto E(t)E(t - \tau)$. La photodiode est lente (à l'échelle de la durée de l'impulsion) et elle fournit donc un signal proportionnel à l'intégrale de

l'intensité de $E_2(t, \tau)$:

$$S(\tau) \propto \int |E_2(t, \tau)|^2 dt \propto \int I(t)I(t - \tau) dt \quad (5.14)$$

où $I(t) = |E(t)|^2$.

L'autocorrélateur intensimétrique donne ainsi accès à la fonction d'autocorrélation de l'intensité de l'impulsion. Il fournit un signal *sur fond noir* car le signal revient à zéro lorsque les répliques ne sont plus superposées temporellement. L'intérêt principal de ce dispositif est sa simplicité. Cependant, il fournit une information très limitée sur l'impulsion. En particulier, pour estimer la durée d'une impulsion à partir de son signal d'autocorrélation, il faut faire une supposition sur la forme de l'impulsion [49]. De plus, le signal d'autocorrélation est symétrique, ce qui signifie qu'une impulsion précédée de pré-impulsions aura la même trace d'autocorrélation qu'une impulsion suivie de post-impulsions. De plus, l'autocorrélation intensimétrique ne donne aucune information sur ce qui se passe sous l'enveloppe : par exemple, une impulsion à dérive de fréquence aura la même trace d'autocorrélation qu'une impulsion limitée par transformée de Fourier plus longue.

L'autocorrélation interférométrique (voir figure 5.11(b) page précédente) se distingue de l'autocorrélation intensimétrique par le fait que les deux répliques de l'impulsion à mesurer sont recombinaées dans le cristal de façon colinéaire. Le champ incident sur la photodiode contient donc les trois composantes de la seconde harmonique et on obtient ainsi un signal de la forme :

$$S(\tau) \propto \int |E_2(t, \tau)|^2 dt \propto \int |E(t) + E(t - \tau)|^4 dt \quad (5.15)$$

Il existe deux différences essentielles entre ce signal et celui issu d'une autocorrélation intensimétrique. Tout d'abord, même lorsque les répliques ne sont pas superposées temporellement, le signal ne revient pas à zéro car il contient aussi le doublage de chaque réplique. L'autocorrélation interférométrique n'est donc pas sur fond noir. Ensuite, le signal interférométrique présente des oscillations rapides qui correspondent au battement entre les différentes composantes de la seconde harmonique. Par analyse de Fourier de ces oscillations, le spectre de l'impulsion peut être reconstruit. L'autocorrélation interférométrique offre donc un peu plus d'information que l'autocorrélation intensimétrique.

5.3.3.2 Interférométrie spectrale

Initialement mise au point par Froehly et ses collaborateurs [23], l'interférométrie spectrale repose sur un dispositif très simple qui ne contient guère plus qu'un spectromètre (voir figure 5.12 page ci-contre). Elle permet une caractérisation complète de l'impulsion à mesurer $E(t)$ en utilisant une référence parfaitement connue $E_{ref}(t)$. La mesure se déroule en deux temps.

Dans un premier temps (figure 5.12(a) page suivante), l'impulsion à mesurer est envoyée seule dans le spectromètre. Sans surprise, ce dernier donne un signal

$$I(\omega) = |E(\omega)|^2 = A^2(\omega) \quad (5.16)$$

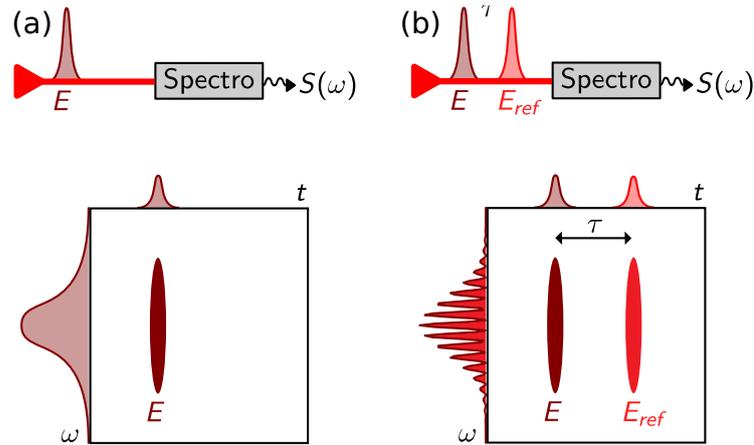


FIGURE 5.12 – Interférométrie spectrale. L'impulsion à mesurer est envoyée dans un spectromètre : (a) seule pour mesurer de l'intensité spectrale, (b) avec une référence connue E_{ref} décalée temporellement pour mesurer la phase spectrale.

permettant aisément de retrouver l'amplitude spectrale $A(\omega)$.

Dans un deuxième temps, les deux impulsions sont envoyées dans le spectromètre, séparées d'un délai τ fixé (figure 5.12(b)). Le signal du spectromètre présente maintenant des franges dues à l'interférences entre les deux impulsions :

$$I(\omega) = |E(\omega) + E_{ref}(\omega)e^{i\omega\tau}|^2 \quad (5.17)$$

$$\begin{aligned} &= A^2(\omega) + A_{ref}^2(\omega) + \dots \\ &\dots 2A(\omega)A_{ref}(\omega) \cos[\varphi(\omega) - \varphi_{ref}(\omega) - \omega\tau] \end{aligned} \quad (5.18)$$

Le terme en cosinus, responsable des franges, est composé de deux contributions. La contribution principale, $-\omega\tau$, est due au délai et fixe l'interfrange. La deuxième contribution, $\varphi(\omega) - \varphi_{ref}(\omega)$, correspond à la différence de phase entre l'impulsion à mesurer et l'impulsion de référence et vient modifier localement l'interfrange. Pour extraire cette différence de phase, on utilise le plus souvent un filtrage par transformée de Fourier [51, 52].

Le principe est le suivant : on prend la transformée de Fourier de $I(\omega)$ qui est constituée de trois lobes respectivement centrés autour de $-\tau$, 0 , et τ . Ensuite, on applique un filtre d'amplitude pour ne conserver que le lobe en τ et on en prend la transformée de Fourier inverse. Ceci donne la fonction complexe

$$I_\tau(\omega) = A(\omega)A_{ref}(\omega) \exp[i(\varphi(\omega) - \varphi_{ref}(\omega) - \omega\tau)] \quad (5.19)$$

dont on peut extraire l'argument :

$$\theta(\omega) = \varphi(\omega) - \varphi_{ref}(\omega) - \omega\tau \quad (5.20)$$

Comme $\varphi_{ref}(\omega)$ est connue, on peut retrouver $\varphi(\omega)$ moyennant un terme de phase linéaire $-\omega\tau$. Ce terme correspond simplement à un délai et ne modifie pas la forme de l'impulsion. L'interférométrie spectrale permet donc de mesurer à la fois $A(\omega)$ et $\varphi(\omega)$ à partir desquelles l'impulsion peut être reconstruite. Pour que cela fonctionne, il faut

toutefois respecter certaines conditions. Tout d'abord l'impulsion à mesurer et l'impulsion de référence doivent avoir le même support spectral et être cohérentes afin de pouvoir observer des interférences. Ensuite, le délai τ doit être suffisamment petit pour que les franges soient correctement échantillonnées par le spectromètre. En pratique, si la résolution du spectromètre est $\delta\omega$, on doit vérifier $\tau < \tau_{max} = 2\pi/(6\delta\omega)$ pour un échantillonnage raisonnable. Enfin, pour que la technique fonctionne correctement, les trois lobes de la transformée de Fourier de l'interférogramme doivent être bien séparés. Ceci implique que $\tau > [3T, 3T_{ref}]$ où T et T_{ref} sont les durées de l'impulsion inconnue et de l'impulsion de référence.

Il est à noter qu'il existe une technique équivalente, mais fonctionnant dans le domaine temporel, à savoir la spectroscopie par transformée de Fourier[52]. Cette technique ne nécessite pas de spectromètre : le signal est recueilli par une simple photodiode et enregistré en fonction d'un délai τ variable entre l'impulsion à mesurer et l'impulsion de référence.

5.3.4 Caractérisation complète autoréférencée : le FROG

La technique la plus ancienne permettant une caractérisation complète autoréférencée est le FROG[53, 54] pour « Frequency Resolved Optical Gating ». Le principe du FROG est de découper temporellement l'impulsion à mesurer à l'aide d'une fonction de porte (« gate » en anglais) et d'enregistrer le spectre de chacune de ces coupes, comme cela est schématisé sur la figure 5.13. De façon plus générale, le FROG se résume à un filtrage temporel⁷ résolu

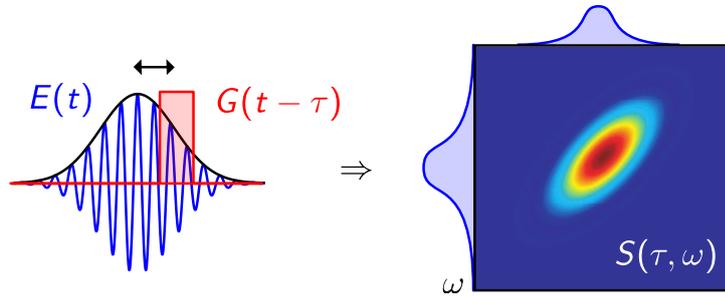


FIGURE 5.13 – FROG : l'impulsion à mesurer $E(t)$ est découpée temporellement par une fonction porte $G(t - \tau)$ et on enregistre le spectre de chaque coupe, ce qui donne une carte 2D de l'intensité en fonction de la fréquence et du délai.

spectralement.

On obtient ainsi une carte 2D de l'intensité en fonction de la fréquence et en fonction du délai τ entre la fonction de porte et l'impulsion. Ce signal 2D $S(\tau, \omega)$ s'écrit sous la forme :

$$S(\tau, \omega) \propto \left| \int E(t)G(t - \tau)e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (5.21)$$

où $G(t - \tau)$ est la fonction de porte, décalée temporellement. Pour extraire l'amplitude $A(\omega)$ et la phase $\varphi(\omega)$ spectrales, on utilise un algorithme itératif[53]. Il n'est pas nécessaire que

7. Il peut s'agir d'un filtrage en amplitude ou en phase.

$G(t)$ soit plus courte que l'impulsion à caractériser pour que cela fonctionne. En pratique, $G(t)$ et $E(t)$ ont des durées similaires.

5.3.4.1 Le plus courant : SHG-FROG

L'implémentation la plus couramment rencontrée est le SHG-FROG (pour Second Harmonic Generation FROG) ou ses dérivés. Dans cette version du FROG, on utilise la somme de fréquences dans un cristal doubleur $\chi^{(2)}$ pour générer la fonction de porte. Le dispositif expérimental, présenté sur la figure 5.14, se résume à un autocorrélateur intensimétrique où un spectromètre remplace la photodiode de détection. Avec un SHG-FROG, la porte est simplement une réplique de l'impulsion inconnue : $G(t - \tau) = E(t - \tau)$. Le principal avantage du SHG-FROG est sa simplicité : on peut facilement transformer un

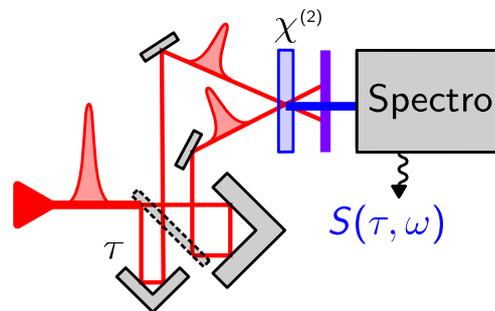


FIGURE 5.14 – SHG-FROG : le dispositif expérimental est un autocorrélateur intensimétrique résolu spectralement.

autocorrélateur en SHG-FROG. Par contre, il présente le défaut majeur de ne pas offrir une vraie caractérisation complète. En effet, il souffre des mêmes défauts que l'autocorrélateur : il fournit un signal symétrique en τ . C'est à dire qu'il y a une ambiguïté sur le sens du temps et que des impulsions $E_1(t) = f(t)$, $E_2(t) = f(-t)$, $E_3(t) = 1/\sqrt{2}(f(-t) + f(t))$ donneront le même signal et ne pourront pas être discernées les unes des autres.

5.3.4.2 Le plus ancien : PG-FROG

La première implémentation du FROG est le PG-FROG, pour « Polarization Gating ». Dans cette version du FROG, on utilise un effet Kerr dans un matériau non-linéaire pour générer la fonction de porte. Plus précisément, une réplique de l'impulsion dont la polarisation a été tournée de 45° va jouer le rôle de porte de polarisation.

Le dispositif expérimental, présenté sur la figure 5.15 page suivante, est légèrement plus complexe que pour le SHG-FROG. Tout d'abord, une lame d'onde $\lambda/2$ est insérée pour tourner la polarisation de la réplique servant de porte. Ensuite l'autre réplique, celle qui va être mesurée, traverse le milieu non-linéaire $\chi^{(3)}$ et passe par un polariseur croisé P et est envoyée vers le spectromètre. Lorsque l'impulsion porte est présente dans le milieu non-linéaire, elle induit une biréfringence et modifie la polarisation de l'impulsion à mesurer qui peut alors traverser le polariseur. Avec un PG-FROG, la porte est le profil d'intensité de l'impulsion inconnue : $G(t - \tau) = |E(t - \tau)|^2$.

l'amplitude $A(\omega)$ et la phase spectrale $\varphi(\omega)$. La mesure de l'amplitude spectrale ne présente pas de difficulté majeure (une mesure avec un spectromètre suffit) et nous allons ici détailler la méthode permettant de reconstruire analytiquement la phase spectrale $\varphi(\omega)$. Le schéma de principe du SPIDER est représenté sur la figure 5.16.

On commence par générer deux répliques, $E(t)$ et $E(t - \tau)$, séparées temporellement d'un

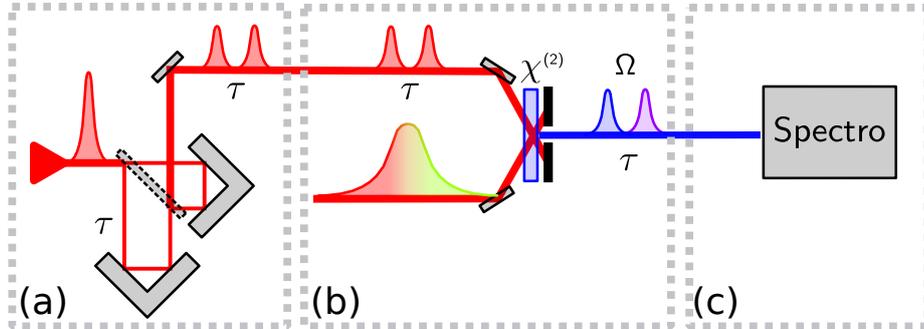


FIGURE 5.16 – SPIDER : (a) l'impulsion inconnue est séparée en deux répliques décalées temporellement, (b) par interaction avec une impulsion à dérive de fréquence, ces deux répliques sont décalées spectralement, (c) par interférométrie spectrale, la phase relative entre ces deux impulsions est mesurée.

délai τ , à l'aide d'un interféromètre de Michelson (figure 5.16(a)).

Ces deux répliques interagissent ensuite avec une impulsion à dérive de fréquence dans un cristal doubleur (figure 5.16(b)). La pulsation instantanée de l'impulsion à dérive de fréquence varie linéairement au cours du temps et se met sous la forme

$$\omega(t) = \omega_0 + \alpha t \quad (5.22)$$

où $t = 0$ correspond à l'interaction avec la première réplique. En sortie du cristal, la seconde harmonique générée correspond à deux répliques décalées spectralement respectivement de ω_0 et $\omega_0 + \alpha\tau$. Dans le domaine spectral, on a ainsi deux impulsions

$$E_1(\omega) = E(\omega - \omega_0) \quad (5.23)$$

$$E_2(\omega) = E(\omega - \omega_0 - \Omega) \exp(i\omega\tau) \quad (5.24)$$

qui sont décalées spectralement de $\Omega = \alpha\tau$ et temporellement de τ .

La dernière étape du SPIDER correspond à la mesure de la phase spectrale relative entre $E_1(\omega)$ et $E_2(\omega)$ par interférométrie spectrale (figure 5.16(c)). Cette étape donne accès à la phase $\theta(\omega)$ (voir l'équation 5.20) :

$$\theta(\omega) = \varphi_1(\omega) - \varphi_2(\omega) - \omega\tau \quad (5.25)$$

$$\theta(\omega) = \varphi(\omega - \omega_0) - \varphi(\omega - \omega_0 - \Omega) - \omega\tau \quad (5.26)$$

$$\theta(\omega) \simeq \Omega \frac{\partial \varphi(\omega - \omega_0)}{\partial \omega} - \omega\tau \quad (5.27)$$

qui est proportionnelle au gradient de la phase spectrale $\varphi(\omega)$, à un terme linéaire près. Pour remonter au gradient de $\varphi(\omega)$, il faut connaître précisément τ , pour retirer le terme linéaire, et Ω , pour appliquer le bon facteur d'échelle.

Le SPIDER donne ainsi accès, non pas à la phase spectral $\varphi(\omega)$, mais à son gradient, à partir duquel on peut reconstruire la phase spectrale à un terme linéaire près, par intégration ou concaténation. La seule information manquante est la partie linéaire de la phase qui correspond à un simple délai, sans conséquence sur la forme de l'impulsion.

Pour obtenir une reconstruction valable, il faut respecter certaines conditions pour τ et Ω . Tout d'abord, comme pour l'interférométrie spectrale, τ doit être plus grand que la durée de l'impulsion à mesurer (pour assurer un bon filtrage de Fourier) et doit aussi être suffisamment petit pour que les franges spectrales soient correctement échantillonnées. Une fois τ fixé, on peut faire varier $\Omega = \alpha\tau$ en choisissant la dérive de fréquence α de l'impulsion auxiliaire. Ω doit être suffisamment petit pour assurer un bon échantillonnage de la phase spectrale. On ne peut toutefois pas prendre un Ω trop petit au risque d'accumuler du bruit lors de l'intégration du gradient. En pratique on prend $\Omega \simeq \Delta\omega/10$, où $\Delta\omega$ correspond à la largeur du spectre de l'impulsion inconnue.

Il est à noter que le SPIDER permet une caractérisation complète autoréférencée, bien qu'il utilise une impulsion auxiliaire à dérive de fréquence. En effet, cette impulsion n'a pas besoin d'être complètement caractérisée, il suffit de pouvoir en contrôler la dérive de fréquence.

5.3.5.1 La grande famille du SPIDER

Tout comme le FROG, le SPIDER a été décliné en un grand nombre de variantes dont une partie est listée dans le tableau V.2. Cette liste n'est pas exhaustive et de plus amples détails sont données dans la référence [55] ainsi que la référence [69] qui traite exclusivement du SPIDER.

SPIDER	[68, 70] [71] [72]	Version originale du SPIDER. Version mono-coup. Optimisée pour des impulsions large bande.
HOT SPIDER	[73]	Version homodyne avec mesure en deux temps, adaptée aux impulsions peu intenses.
M SPIDER	[74]	Impulsion auxiliaire très intense, adapté aux impulsions peu intenses.
SPIDER (DC)	[75]	Décalage spectral par différence de fréquences, pour des impulsions UV.
Time-domain HOT SPIDER	[76] [77]	HOT SPIDER dans le domaine temporel, pas de spectromètre, pour l'infrarouge moyen.
ZAP SPIDER	[78] [79] [80]	Pas de séparation de l'impulsion inconnue, utilise deux impulsions auxiliaires, adapté aux impulsions très courtes.
SEA SPIDER	[1]	ZAP SPIDER utilisant des franges spatiales pour encoder le gradient de la phase, adaptée aux impulsions très large bande

TABLE V.2 – Quelques implémentations courantes du SPIDER

5.4 Mes contributions au façonnage et à la caractérisation d'impulsion

Durant mes années de DEA, de thèse et de postdoctorat, j'ai contribué au domaine de la caractérisation et du façonnage d'impulsions ultracourtes. Je présente ici les travaux les plus pertinents effectués durant cette période.

5.4.1 Le façonneur à haute résolution HRPS

Pour mener à bien diverse expérience de physique atomique, j'ai mis au point durant ma thèse un façonneur pour des impulsions femtosecondes centrées autour de 800 nm, basé sur une ligne 4f, présenté sur la figure 5.17.

Il s'agit d'un façonneur à haute résolution[28] qui combine une ligne à dispersion nulle à forte dispersion spatiale (focale de 600 mm et réseaux à 2000 traits/mm) avec deux masques à cristaux liquides de 640 pixels chacun (Jenoptik). Afin de limiter les aberrations, les lentilles sont remplacées par des miroirs cylindriques et pour faciliter l'alignement, les faisceaux d'entrée et de sortie passent par un même iris. Les deux masques à cristaux liquides (SLM) sont placés en vis-à-vis l'un de l'autre et centrés sur le plan de Fourier.

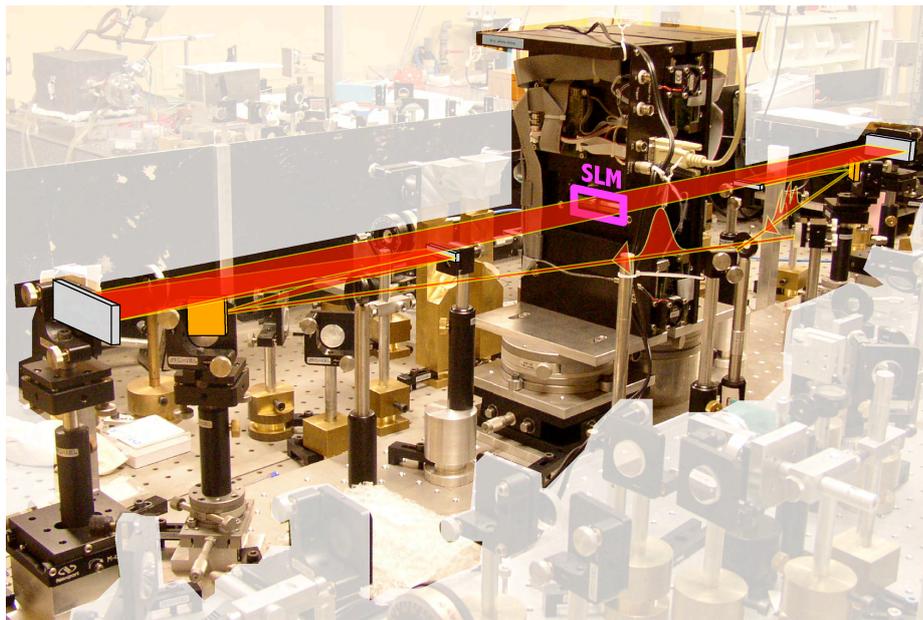


FIGURE 5.17 – Façonneur à haute résolution basé sur une ligne 4f associée à deux masques à cristaux liquides (SLM) de 640 pixels (Jenoptik).

Avec ce type de façonneur, on obtient une résolution spectrale d'environ 0,06 nm, ce qui correspond à une fenêtre temporelle de 35 ps. A l'intérieur de cette fenêtre, on peut déplacer et façonner les impulsions (durée minimale de l'ordre de 100 fs) entrant dans le façonneur. La figure 5.18 page suivante présente trois exemples de mises en forme réalisées à l'aide de ce façonneur : (a) une séquence de trois paires d'impulsions d'intensités relatives

0,5 : 1 : 0,3; (b) une impulsion carrée de 700 fs de long; (c) une séquence de trois impulsions ayant respectivement une phase spectrale cubique, plate et quadratique.

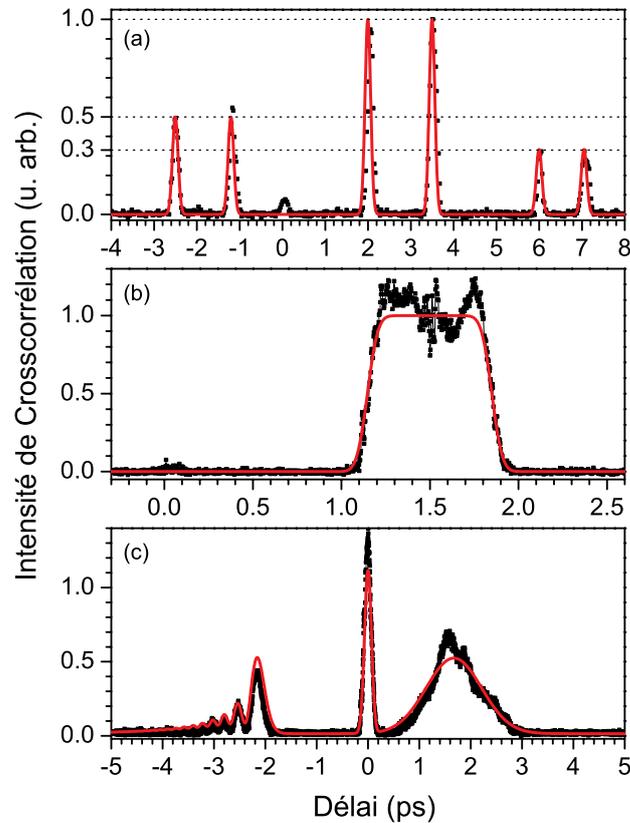


FIGURE 5.18 – Exemples de mises en forme obtenues avec le façonneur à haute résolution : (a) trois paires d’impulsions d’intensités relatives 1/2 : 1 : 1/3, (b) impulsion carrée de 700 fs, (c) trois impulsions ayant respectivement une phase spectrale cubique, plate et quadratique.

Ce dispositif a permis de faire progresser l’état de l’art de l’époque en combinant les meilleures solutions techniques du moment avec de nouvelles approches originales. Ainsi, le choix de la géométrie générale de la ligne 4f à optique réflective s’est basé sur l’état de l’art existant, notamment sur les travaux de l’équipe de M. Motzkus (thèse de Dirk Ziedler [81]). Nous avons cependant fait le choix d’ajouter des miroirs de replis entre les réseaux de diffraction et les miroirs cylindriques. Cela permet aux rayons diffractés d’attaquer les miroirs cylindriques dans l’axe (avec un léger angle vertical) et limite ainsi les aberrations géométriques hors axe. De plus, nous avons dû trouver des solutions originales pour obtenir conjointement une haute résolution et le contrôle simultané de la phase et de l’amplitude. En effet, à l’époque de ces travaux, les masques à cristaux liquides les plus résolus (Jenoptik 640-LC-SLM) n’étaient disponibles qu’en simple couche, ne permettant que le contrôle de la phase. Nous avons ainsi pris le parti de combiner deux masques indépendants, travaillant sur des polarisations croisées afin de contrôler simultanément phase et amplitude. Un travail important de conception opto-mécanique a ainsi été nécessaire. D’une part les supports des masques à cristaux liquides ont dû être entièrement modifiés pour réduire la distance entre les deux masques (< 1 mm) tout en offrant tous les degrés de liberté nécessaire à leur

positionnement relatif. D'autre part, la ligne 4f a été dimensionnée de façon à obtenir au niveau du plan de Fourier une grande zone de Rayleigh (2 cm) de façon à ne pas être sensible à la distance intermasque. Enfin, une attention toute particulière a été portée à la méthodologie de calibration du dispositif : calibration de la dispersion spectrale au niveau des masques (quelle composantes spectrales sur quel pixel) mais aussi calibration de la biréfringence des cristaux liquides en fonction de la longueur d'onde et de la tension appliquée (quelles tensions appliquer à un pixel donné pour avoir l'amplitude et la phase souhaitées). Cette étape de calibration a été déterminante dans l'obtention de résultats quantitatifs avec des mises en forme complexes utilisées durant ma thèse.

5.4.2 HOT SPIDER temporel : façonner pour caractériser

J'ai présenté jusqu'ici le façonnage d'impulsions ultracourtes et la caractérisation d'impulsions ultracourtes comme deux domaines distincts et complémentaires. Il est pourtant possible de caractériser des impulsions à l'aide de dispositifs ne contenant guère plus d'éléments qu'un façonneur et un cristal non-linéaire. Au cours de mon DEA, j'ai eu la chance de travailler dans ce domaine naissant du façonnage pour la caractérisation complète d'impulsion[76]. Il s'agit d'un domaine qui reste très actif, notamment avec les travaux de l'équipe de Marcos Dantus[82, 83, 84] ainsi que les dispositifs commerciaux développés par la société Fastlite (Dazscope [85], Wizzler [86]). Le dispositif sur lequel j'ai travaillé est schématisé sur la figure 5.19.

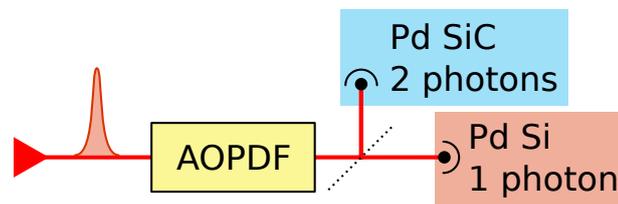


FIGURE 5.19 – Schéma de principe du dispositif de caractérisation comprenant un façonneur (AOPDF), une lame séparatrice, une photodiode à un photon (Si) et une photodiode à deux photons (SiC).

Il se compose d'un façonneur, en l'occurrence un AOPDF (voir la partie 5.2.3 page 26), d'une lame séparatrice et de deux photodiodes. L'impulsion à caractériser (impulsion d'une centaine de femtoseconde, centrée autour de 800 nm) est façonnée par l'AOPDF et détectée simultanément par les deux photodiodes. La première est une photodiode silicium standard se comportant comme un détecteur à un photon, c'est à dire fournissant un signal proportionnel à l'intensité de l'impulsion laser. La deuxième photodiode est une photodiode en carbure de silicium habituellement utilisée dans l'UV. Utilisée avec une impulsion ultrarapide infrarouge, elle se comporte comme un détecteur à deux photons, c'est à dire qu'elle délivre un signal proportionnel au carré de l'intensité de l'impulsion laser. Cette photodiode à deux photons joue les rôles combinés d'un cristal doubleur et d'une photodiode UV.

Bien qu'extrêmement simple, ce dispositif permet de réaliser la caractérisation complète de l'impulsion incidente. Il permet en fait de réaliser plusieurs types de caractérisations, complètes ou non, en fonction de la séquence de mises en forme programmée dans le

façonneur.

5.4.2.1 Autocorrélations

Ce dispositif permet ainsi de fonctionner comme un autocorrélateur. Nous générons pour cela une séquence de deux impulsions, décalées d'un délai variable τ :

$$H_\tau(\omega) = 1 + \exp(-i\omega\tau) \quad (5.28)$$

Cette mise en forme s'applique à l'impulsion que nous cherchons à caractériser $E(t)$ et en sortie de l'AOPDF nous obtenons ainsi un champ

$$E_s(t) = E(t) + E(t - \tau) \quad (5.29)$$

La photodiode à un photon donne ainsi accès au signal :

$$S_1(\tau) \propto \int |E_s(t)|^2 dt \propto \int |E(t) + E(t - \tau)|^2 dt \quad (5.30)$$

et la photodiode à deux photons au signal :

$$S_2(\tau) \propto \int |E_s(t)|^4 dt \propto \int |E(t) + E(t - \tau)|^4 dt \quad (5.31)$$

En enregistrant ces deux signaux pour différents délais τ , on obtient respectivement une autocorrélation du premier ordre, à partir de laquelle on obtient le spectre de l'impulsion par transformée de Fourier et une autocorrélation du second ordre qui donne en outre une information incomplète sur la durée et la forme de l'impulsion. Dans cette configuration, le dispositif nous permet donc de réaliser deux caractérisations incomplètes de l'impulsion, jouant simultanément le rôle d'un autocorrélateur interférométrique du premier et du second ordre et permet une première détermination des paramètres de l'impulsion à caractériser.

5.4.2.2 HOT SPIDER temporel

Par simple reprogrammation du façonneur, nous pouvons également obtenir une reconstruction complète à l'aide de séquences d'impulsions plus complexes. Nous avons ainsi reproduit, dans le domaine temporel la méthode de HOT SPIDER (Homodyne Optical Technique for Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction)[73]. Dans le SPIDER classique, on mesure par interférométrie spectrale la phase relative entre deux copies de l'impulsion à reconstruire décalées respectivement de ω_1 et $\omega_2 = \omega_1 + \Omega$, ce qui donne accès au gradient de la phase spectrale, mesuré avec un pas de $|\Omega|$.

Dans le HOT SPIDER, cette mesure est découpée en deux étapes successives : on mesure tout d'abord par interférométrie spectrale la phase relative entre l'impulsion inconnue décalée de ω_1 et une impulsion homodyne, le plus souvent intense pour améliorer le rapport signal à bruit. Dans un deuxième temps on mesure la phase relative entre l'impulsion inconnue décalée cette fois de ω_2 et la même impulsion homodyne que précédemment. Par différence entre les deux mesures, on obtient finalement le même signal de gradient de

phase que dans le SPIDER initial, sans avoir à faire la moindre supposition concernant la forme de l'impulsion homodyne.

Pour créer une version temporelle du HOT SPIDER, nous rajoutons à notre mise en forme une troisième impulsion quasi-monochromatique, de pulsation centrale ω_1 en programmant la fonction de transfert :

$$H_\tau^1(\omega) = 1 + \exp(-i\omega\tau) + \exp(-i\theta_1)\delta(\omega - \omega_1) \quad (5.32)$$

L'ajout de ce terme permet de faire apparaître dans le signal de la photodiode à deux photons un terme de somme de fréquence entre l'impulsion quasi-monochromatique et l'impulsion à caractériser, ce qui permet de générer une copie de l'impulsion à caractériser, décalée spectralement de ω_1 . Sans rentrer dans les détails mathématiques (voir la référence [76] pour plus de détails), un des termes du second ordre correspond à la corrélation entre cette copie décalée et le profil d'intensité de l'impulsion inconnue qui sert d'impulsion homodyne. Le terme de phase $\exp(-i\theta_1)$ permet de choisir la phase relative entre cette impulsion quasi-monochromatique et la séquence de deux impulsions précédemment utilisée. En faisant varier ce terme de phase nous pouvons séparer le terme d'intérêt des autres termes de second ordre (doublement de chacune des trois impulsions de la séquence).

Au final, l'extraction de l'intensité et de la phase spectrale (du moins de son gradient) requière une séquence de quatre acquisitions avec des délais variables τ , deux pulsations différentes ω_1 ou ω_2 et des phases de 0 ou de π :

$$H_\tau^{1,0}(\omega) = 1 + \exp(-i\omega\tau) + \delta(\omega - \omega_1) \quad (5.33)$$

$$H_\tau^{1,\pi}(\omega) = 1 + \exp(-i\omega\tau) - \delta(\omega - \omega_1) \quad (5.34)$$

$$H_\tau^{2,0}(\omega) = 1 + \exp(-i\omega\tau) + \delta(\omega - \omega_2) \quad (5.35)$$

$$H_\tau^{2,\pi}(\omega) = 1 + \exp(-i\omega\tau) - \delta(\omega - \omega_2) \quad (5.36)$$

Une combinaison linéaire des signaux acquis pour les deux premières mises en forme permet de récupérer la première phase du SPIDER homodyne (entre l'impulsion inconnue décalée de ω_1 et l'impulsion homodyne), les signaux acquis pour les deux mises en forme suivante permettant de récupérer la deuxième phase homodyne.

La figure 5.20 page suivante illustre les mesures obtenues avec ce dispositif. L'impulsion issue d'une chaîne laser amplifiée (Hurricane 1-kHz, Spectra-Physics) est mesurée complètement sur la figure 5.20(a). On constate que la phase spectrale est relativement plate dans toute la zone centrale où l'intensité spectrale est importante. La même impulsion, mais avec une phase quadratique additionnelle ($+8300 \text{ fs}^2$) est mesurée sur la figure 5.20(b), la différence de phase mesurée, comparée à la différence attendue étant présentée sur la figure 5.20(c).

Outre la démonstration d'une nouvelle approche de caractérisation complète, ces travaux ont eu deux prolongements majeurs. Ils ont tout d'abord montré qu'il était possible d'utiliser un façonneur pour réaliser le prototypage rapide d'une méthode de caractérisation. En effet, dans la gamme proche infrarouge (800 nm) où nous avons fait sa démonstration de principe, le HOT SPIDER temporel n'apporte pas grand chose par rapport aux méthodes déjà bien établies (SPIDER, FROG, ...). Mais il a permis de démontrer une méthode, d'en

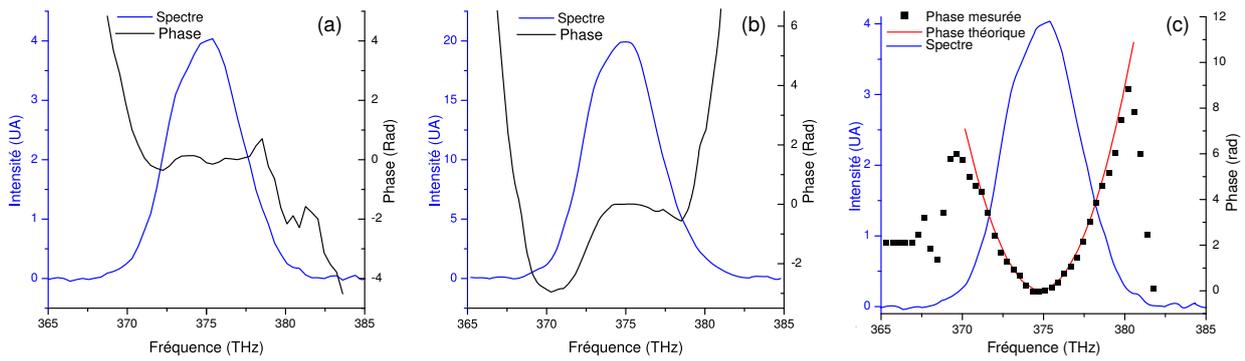


FIGURE 5.20 – Mesures expérimentales par HOT SPIDER Temporel : (a) Impulsion issue de la chaîne laser amplifiée, (b) Impulsion précédente à laquelle une phase quadratique de 8300 fs^2 a été ajoutée et (c) différence de phase entre les deux mesures précédentes.

comprendre le fonctionnement et les limitations afin de l'implémenter en vrai dans le domaine du moyen infrarouge où les méthodes classiques n'étaient pas disponibles (absence de spectromètres, de façonneurs, ...). Durant sa thèse, Cathie Ventalon a ainsi développé un dispositif complet permettant la caractérisation complète d'impulsions par HOT SPIDER temporel[77]. Ensuite, ces travaux ont ouvert la voie à des nombreuses études et dispositifs aujourd'hui commerciaux permettant d'utiliser un façonneur d'impulsion pour mettre en œuvre une, voire plusieurs méthodes de caractérisation complète[82, 83, 84, 85, 86].

Chapitre 6

APPLICATION AU CONTRÔLE DE TRANSITOIRES COHÉRENTS

Les fondements de la physique quantique reposent sur l'étude d'interactions entre la matière et le rayonnement et l'observation d'effets que la physique classique ne pouvait expliquer. L'interaction lumière-matière reste le cœur de la physique quantique. Elle permet à la fois l'étude et le contrôle de la matière.

Dans le domaine de la spectroscopie ultra-rapide, l'idée de contrôler un système quantique ou une réaction chimique par le biais de son interaction avec une ou plusieurs impulsions lumineuses n'est pas récente. De nombreux schémas de contrôle utilisent l'interaction cohérente entre une ou plusieurs impulsions et le système étudié. Ces schémas reposent sur des phénomènes d'interférences quantiques que l'on peut influencer à l'aide d'un petit nombre de paramètres, comme le délai ou la phase entre deux impulsions excitatrices. De nombreuses avancées tant théoriques[87, 88, 89] qu'expérimentales[90, 91] ont été réalisées dans ce domaine au cours des années 90, mais cette approche reste limitée car on ne dispose que d'un nombre très restreint de paramètres.

En 1992, Rabitz propose une approche novatrice de *contrôle optimal*[92] qui va s'avérer très prolifique pour la manipulation de systèmes complexes pour lesquels il existe peu ou pas de modèle théorique. L'idée est de reboucler l'expérience sur elle-même par l'utilisation d'algorithmes d'optimisation. On parle souvent d'expériences en *boucle fermée*. Pour pousser le système à produire un résultat donné, comme maximiser un signal de fluorescence ou modifier un ratio de produits d'une réaction chimique, on essaye un grand nombre d'impulsions lumineuses fortement façonnées. En fonction de la pertinence des différentes formes, l'algorithme d'optimisation génère de nouvelles formes que l'on teste à nouveau. En quelques sortes, dans le contrôle optimal, on laisse le système trouver la voie qui répond à notre objectif. La mise en œuvre pratique a demandé de gros efforts de développement, notamment pour obtenir des façonneurs d'impulsion rapides comme ceux présentés précédemment (voir la partie 5 page 17). La première démonstration expérimentale a été faite 6 ans plus tard, par l'équipe de Gerber[93]. Cette approche a montré des résultats spectaculaires, en permettant notamment de modifier les produits d'une réaction chimique de façon importante. De nombreux résultats ont ainsi été obtenus entre autres dans des molécules[93, 94, 95], des agrégats[96] et bien d'autres systèmes complexes[97, 98, 99, 100]. Le contrôle optimal a ainsi prouvé qu'il était possible de manipuler des systèmes complexes dont nous ne connaissions presque rien. Pour autant, cette manipulation ne nous apprend pas forcément beaucoup sur la physique qui gouverne le système manipulé.

Parallèlement, une approche différente s'est développée pour l'étude et le contrôle de

systèmes plus simples. Cette technique de *contrôle cohérent*, repose sur un schéma dit de *boucle ouverte*. Pour ces systèmes suffisamment bien modélisables, on peut déterminer à l'avance quelle forme d'impulsion appliquer pour obtenir un résultat donné. Contrairement au contrôle en boucle fermée, il n'y a ici aucune itération. Par contre, les deux approches partagent en commun l'utilisation d'impulsions fortement façonnées. L'approche de contrôle cohérent rajoute en outre la nécessité de disposer de techniques de caractérisation complète d'impulsions, si possible in situ, permettant de s'assurer que l'impulsion utilisée en pratique correspond bien à celle qui a été déterminée par modélisation. De nombreux résultats dans des systèmes atomiques ont ainsi été obtenus entre autres par l'équipe de Silberberg[101, 102] ainsi que l'équipe dans laquelle j'ai effectué ma thèse[103, 104, 105]. D'autres groupes ont appliqué cette approche avec succès à des petites molécules[82, 106]. Cette technique de boucle ouverte nécessite une connaissance parfaite du système et de ses interactions et cela limite son champ d'application aux systèmes que l'on est capable de modéliser avec précision.

L'originalité des travaux que j'ai mené durant ma thèse dans le domaine du contrôle cohérent et que contrairement à la très grande majorité des études de contrôle cohérent ou optimal [107, 98, 108, 109], nous n'avons pas cherché à influencer l'issue de l'interaction entre le système atomique et l'impulsion. Nous nous sommes plutôt intéressés à l'état quantique du système au cours de son interaction avec l'impulsion. Nous avons ainsi cherché à contrôler l'état d'un système quantique en interaction à des échelles de temps de l'ordre de la femtoseconde.

6.1 Transitoires cohérents : un peu de théorie

Nous cherchons à contrôler l'état quantique d'un système atomique durant son interaction avec une impulsion femtoseconde. Bien évidemment, nous n'avons pas de moyen direct pour observer l'état du système à des échelles de temps aussi courtes. Nous utilisons ainsi une technique très courante en spectroscopie ultra-rapide dite du *pompe-sonde*. Le principe en est décrit sur la figure 6.1

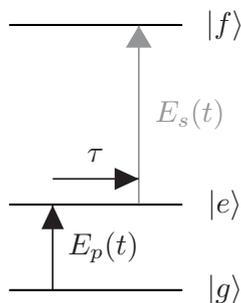


FIGURE 6.1 – Système atomique à 3 niveaux (fondamental $|g\rangle$, excité $|e\rangle$ et final $|f\rangle$) avec les impulsions de pompe $E_p(t)$ et de sonde $E_s(t)$ séparées par un délai pompe-sonde τ .

Nous considérons un système atomique à trois niveaux $|g\rangle$, $|e\rangle$ et $|f\rangle$ d'énergies propres

respectives $\hbar\omega_g$, $\hbar\omega_e$ et $\hbar\omega_f$. La fonction d'onde de ce système s'écrit :

$$|\Psi(t)\rangle = a_g(t) |g\rangle e^{-i\omega_g t} + a_e(t) |e\rangle e^{-i\omega_e t} + a_f(t) |f\rangle e^{-i\omega_f t} \quad (6.1)$$

où $a_g(t)$, $a_e(t)$ et $a_f(t)$ sont les amplitudes de probabilités respectives des différents états. Les pulsations associées aux transitions de pompe ($|g\rangle \mapsto |e\rangle$) et de sonde ($|e\rangle \mapsto |f\rangle$) sont notées $\omega_{eg} = \omega_e - \omega_g$ et $\omega_{fe} = \omega_f - \omega_e$, respectivement.

Dans toute la suite, nous considérerons les durées de vie de ces trois états comme infinies¹ ou du moins excessivement longues devant tous les processus étudiés. Notre objectif est de contrôler l'état quantique sur le niveau excité $|e\rangle$, par le biais de l'interaction de la transition $|g\rangle \mapsto |e\rangle$ avec une impulsion façonnée résonnante $E_p(t)$ dite de *pompe*. Cette impulsion va transférer de la population depuis le niveau fondamental $|g\rangle$ vers le niveau d'étude $|e\rangle$. Afin de reconstruire l'amplitude de probabilité quantique de trouver le système atomique dans le niveau $|e\rangle$, nous utilisons une deuxième impulsion femtoseconde $E_s(t)$ dite de *sonde*. Elle est résonnante avec la transition $|e\rangle \mapsto |f\rangle$ et décalée temporellement d'une durée τ (appelée le délai pompe-sonde) par rapport à l'impulsion de pompe. Celle-ci va transférer la population présente à l'instant τ dans l'état excité $|e\rangle$ vers l'état final $|f\rangle$. L'évolution de cette population dans l'état final $|f\rangle$ en fonction du délai pompe-sonde τ fournira une image de l'évolution de la population dans l'état $|e\rangle$ au cours du temps.

En effet, l'amplitude de probabilité dans l'état excité $|e\rangle$, à un instant t s'écrit[110] :

$$a_e(t) = -\frac{\mu_{eg}}{2i\hbar} \int_{-\infty}^t E_p(t') e^{i\omega_{eg}t'} dt' \quad (6.2)$$

avec $\mu_{eg} = \langle e | \mathbf{D} \cdot \mathbf{e} | g \rangle$, \mathbf{D} étant l'opérateur dipolaire électrique et \mathbf{e} la polarisation du champ électrique. La population dans l'état $|e\rangle$ s'écrit quant à elle :

$$P_e(t) = |a_e(t)|^2 = \left| \frac{\mu_{eg}}{2\hbar} \int_{-\infty}^t E_p(t') e^{i\omega_{eg}t'} dt' \right|^2 \quad (6.3)$$

De manière similaire, l'amplitude de probabilité dans l'état final $|f\rangle$ à un instant t s'écrit :

$$a_f(t, \tau) = -\frac{\mu_{fe}}{2i\hbar} \int_{-\infty}^t E_s(t' - \tau) e^{i\omega_{fe}t'} a_e(t') dt' \quad (6.4)$$

où μ_{fe} est le moment dipolaire de la transition de sonde. L'amplitude de probabilité dans l'état final dépend du délai pompe-sonde τ par le biais de la sonde $E_s(t' - \tau)$.

Le signal que nous observons expérimentalement est en fait une intensité de fluorescence qui est proportionnelle à la population dans l'état final. Cette intensité n'est pas résolue en temps et elle est ainsi liée à la population asymptotique $P_f(\infty, \tau)$ et ne dépend que du délai pompe-sonde. On peut montrer que ce signal de fluorescence $S(\tau)$ se met sous la forme[110] :

$$S(\tau) \propto P_f(\infty, \tau) = |a_f(\infty, \tau)|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} dt' E_s(t' - \tau) e^{i\omega_{fe}(t' - \tau)} a_e(t') \right|^2 \quad (6.5)$$

1. Expérimentalement, cette approximation est valide car nous allons étudier des dynamiques de quelques picosecondes, les durées de vie des états utilisés étant supérieures à la nanoseconde.

Tous ces résultats présentés ne sont valables que tant que les différentes transitions atomiques sont très loin de la saturation (régime perturbatif où la majorité de la population reste dans le niveau fondamental $|g\rangle$). Cela se traduit par les conditions suivantes :

$$P_g(t) \simeq 1 \quad \text{et} \quad P_e(t), P_f(t) \ll 1 \quad \text{pour tout instant } t. \quad (6.6)$$

L'effet principal de la sonde $E_s(t)$ est de moyenner l'amplitude de probabilité $a_e(t)$ sur un temps caractéristique de l'ordre de sa durée Δt_s . Si cette impulsion est suffisamment courte devant les temps caractéristiques d'évolution de $a_e(t)$, elle se résume à un simple delta de Dirac et on obtient ainsi un signal de fluorescence proportionnel à la population dans l'état excité $|e\rangle$:

$$S^\delta(\tau) \propto P_e(\tau) \quad (6.7)$$

Deux conditions sont nécessaires pour pouvoir mener à bien notre expérience de pompe-sonde.

Tout d'abord, il nous faut pouvoir mesurer la population dans l'état final. Notons que nous n'avons pas besoin de résoudre temporellement cette population, la valeur asymptotique aux temps longs nous suffit. Pour cela, nous pouvons considérer un état final se désexcitant par cascade radiative et utiliser la fluorescence émise pour mesurer la population dans cet état final.

Ensuite, l'impulsion de sonde doit être plus courte que la résolution temporelle avec laquelle nous souhaitons reconstruire notre amplitude de probabilité. En pratique, nous considérons une impulsion de pompe de quelques dizaines de femtosecondes pour reconstruire des transitoires évoluant sur des échelles de plusieurs centaines de femtosecondes.

6.2 Transitoires cohérents : effet de la phase et contributions hors résonance

L'originalité des travaux de contrôle cohérent menés au sein de mon équipe de thèse a été de chercher à contrôler l'évolution transitoire du système et non pas la population transférée à la fin de l'interaction. En effet, aux temps longs², l'équation 6.2 nous donne :

$$a_e(+\infty) = \frac{\mu_{eg}}{2\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} E_p(t) e^{i\omega_{eg}t} dt \propto \mathcal{F}[E_p(t)](\omega_{eg}) \quad (6.8)$$

et ainsi

$$P_e(+\infty) = \left| \frac{\mu_{eg}}{2\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} E_p(t) e^{i\omega_{eg}t} dt \right|^2 \propto |\mathcal{F}[E_p(t)](\omega_{eg})|^2 \quad (6.9)$$

C'est à dire que la population transférée est directement proportionnelle à la transformée de Fourier de l'impulsion de pompe à la fréquence de la transition excitée. En d'autres termes, cette population asymptotique ne peut être modifiée qu'en modifiant l'intensité spectrale de l'impulsion exactement à la résonance. Le reste des composantes spectrales

2. C'est à dire longs devant la durée de l'impulsion (100 fs à \simeq 10 ps), mais courts devant la durée de vie du niveau $|e\rangle$ (\simeq 10 ns).

(hors résonances) ne jouent aucun rôle sur cette population transférée une fois que l'interaction avec l'impulsion est terminée. Notons que la phase spectrale à la résonance modifie la phase de l'amplitude de probabilité d'être dans l'état excité, propriété que j'ai exploitée durant ma thèse pour reconstruire complètement le transitoire cohérent (voir la partie 6.4 page 55).

Considérons maintenant deux cas de figure pour l'impulsion interagissant avec la transition atomique, rapportés sur la figure 6.2 page suivante. Dans le premier cas (figure 6.2, colonne de gauche), l'impulsion est résonnante, limitée par transformée de Fourier³, de durée 100 fs⁴. Son profil d'intensité $|A_p(t)|^2$ est représenté sur la figure 6.2(a), la population $P_e(t)$ transférée dans l'état $|e\rangle$ sur la figure 6.2(b) et l'amplitude de probabilité $a_e(t)$ d'être sur le niveau $|e\rangle$ sur la figure 6.2(c). Pour cette première impulsion, la population est rapidement transférée dans l'état excité (sur un temps comparable à la durée de l'impulsion) et ce de façon monotone. Dans le plan complexe, l'amplitude de probabilité trace un segment droit, débutant en $(0, 0)$ (aucune population dans l'état excité avant l'interaction) et finissant en un point du plan complexe dont les coordonnées polaires sont liées à l'amplitude spectrale de l'impulsion à résonance (voir équation 6.8 page précédente) : son rayon correspond à la norme de l'amplitude spectrale, son angle à la phase spectrale.

Un deuxième cas (figure 6.2, colonne de droite) permet d'illustrer l'effet de la phase et des contributions hors-résonance. L'impulsion que nous considérons maintenant présente une même durée initiale que précédemment (100 fs) mais à laquelle vient s'ajouter une forte phase quadratique $\varphi_0^{(2)} = 200\,000 \text{ fs}^2$. Cela a pour effet d'allonger la durée de l'impulsion (voir figure 6.2(d)), mais aussi d'introduire une forte dérive de fréquence. Les différentes composantes spectrales sont ainsi placées temporellement les unes à la suite des autres dans le profil d'impulsion et elles vont ainsi interagir séquentiellement avec la transition atomique et non plus simultanément comme dans le cas précédent. On voit sur la figure 6.2(e), que cela a deux conséquences sur le transfert de population dans l'état excité. D'une part, ce transfert est plus long, ce qui se comprend aisément étant donné que l'impulsion de pompe a été allongée. D'autre part, le profil temporel de ce transfert est fortement modifié : il présente en effet une série d'oscillations anharmoniques après le passage par la résonance. Ces oscillations constituent les transitoires cohérents. Ils sont *transitoires*, car ces oscillations disparaissent aux temps longs, et le niveau de population transférée est le même que pour l'impulsion limitée par Transformée de Fourier (valeurs asymptotiques identiques dans les figures 6.2(b) & 6.2(e)). Ils sont *cohérents* car ces oscillations résultent du déphasage relatif entre la population déjà transférée dans le niveau $|e\rangle$ et les composantes spectrales hors résonance arrivant dans l'impulsion à un instant donné.

Dans le plan complexe (figure 6.2(f)), l'évolution de l'amplitude de probabilité forme une spirale de Cornu, similaire à celle observée lors de la diffraction d'une onde plane ou d'un faisceau gaussien par un bord d'écran, dans l'approximation de Fresnel[111]. Tout comme pour la population transférée, nous observons que la valeur asymptotique pour l'amplitude de probabilité n'est pas affectée par la dérive de fréquence : le point d'arri-

3. C'est à dire n'ayant pas de phase spectrale non-linéaire et étant donc la plus courte possible pour un support spectral donné.

4. Nous appelons durée la largeur à mi-hauteur en intensité (ou *IFWHM* pour l'anglais Intensity Full Width at Half Maximum).

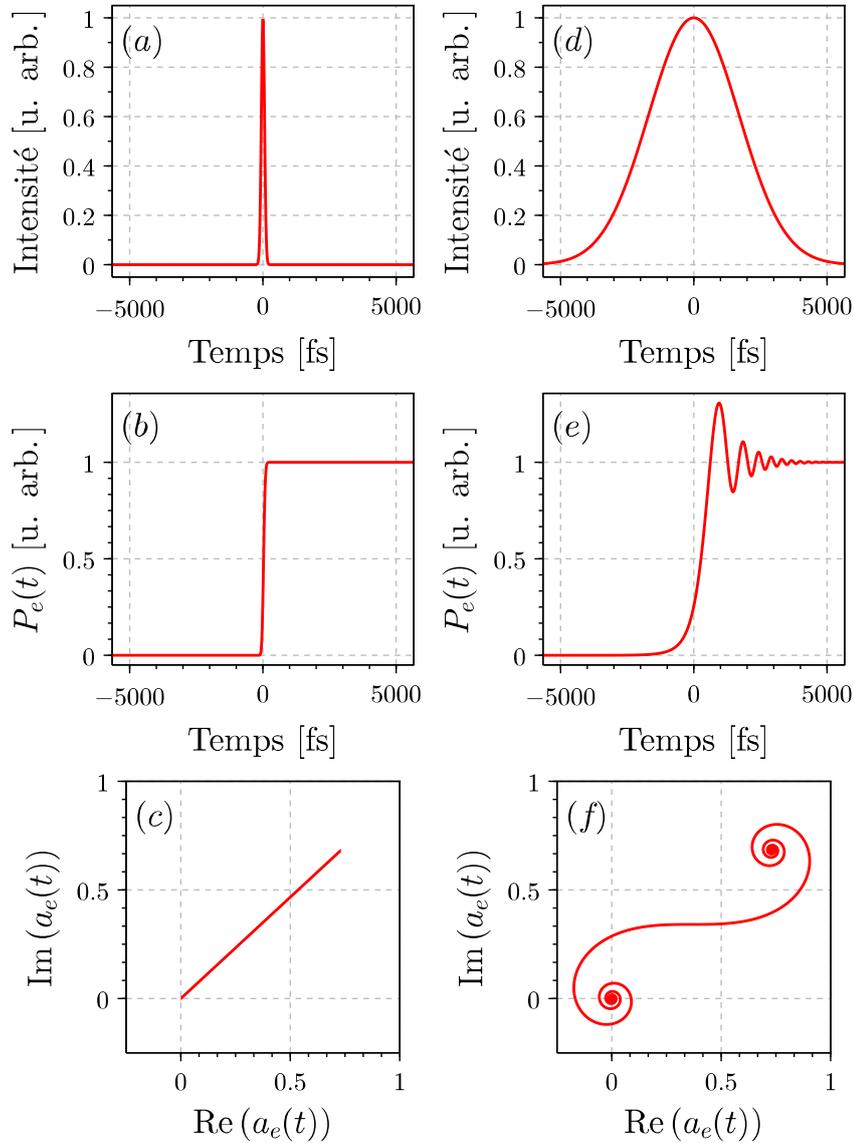


FIGURE 6.2 – Transitoires cohérents à gauche pour une impulsion limitée par transformée de Fourier (durée de 100 fs) et à droite pour une impulsion à dérive de fréquence (durée initiale de 100 fs et phase quadratique de $200\,000\text{ fs}^2$). Les deux impulsions sont résonnantes avec la transition atomique. (a)&(d) profil d'intensité de l'impulsion considérée, (b)&(e) transfert de population dans l'état excité associé, (c)&(f) amplitude de probabilité d'être dans l'état excité dans le plan complexe.

vée dans le plan complexe est le même que pour l'excitation par une impulsion limitée par transformée de Fourier, seul le parcours pour y parvenir change. Nous pouvons aussi constater que les évolutions de l'amplitude de probabilité avant et après le passage par la résonance sont tout à fait symétriques : avant résonance, une spirale se déroule autour du centre du plan complexe alors qu'après résonance, une spirale s'enroule autour du point asymptotique. Pour autant, le transfert de population est très asymétrique et en particulier, nous n'observons d'oscillations qu'après le passage par la résonance (figure 6.2(e) page ci-contre), l'évolution avant la résonance étant monotone.

Cela peut s'expliquer en étudiant les trois régimes qui se succèdent au cours des transitoires cohérents, comme cela est schématisé sur la figure 6.3 page suivante :

1. *Avant résonance* (en bleu) : la norme de l'amplitude de probabilité augmente très faiblement alors que sa phase évolue très rapidement du fait de l'interaction avec les composantes spectrales très fortement hors résonance. Comme l'amplitude de probabilité se déroule autour du centre du plan complexe, l'évolution rapide de la phase (de t_1 à t_3) n'induit pas d'oscillations et la norme de l'amplitude de probabilité (figure 6.3(b)) ainsi que la population transférée (figure 6.3(a)) évoluent lentement et de façon monotone.
2. *A résonance* (en vert) : les composantes spectrales proches de la fréquence de transition entrent en jeu et induisent un fort accroissement de la population transférée (t_4 à t_6) accompagné d'une évolution lente de la phase de l'amplitude de probabilité. Cela se comprend aisément : les composantes étant proches de la résonance, le transfert est très efficace tandis que le déphasage entre la population déjà transférée et la contribution des nouvelles composantes spectrales évolue lentement.
3. *Après résonance* (en rouge) : tout comme avant la résonance, les contributions sont fortement hors résonance et elles contribuent peu à l'évolution de la norme de l'amplitude de probabilité (et donc à celle de la population). Plus on avance dans le temps et plus ces contributions s'éloignent de la résonance. Elles se déphasent de plus en plus rapidement par rapport à l'amplitude de probabilité déjà transférée, tout en induisant un transfert de moins en moins efficace. Ces deux effets combinés donnent naissance à l'enroulement d'une spirale autour de la valeur asymptotique. La situation est tout à fait analogue à celle avant résonance, à un détail près : la spirale ne tourne plus autour du centre du plan complexe. La norme de l'amplitude de probabilité et par conséquent la population transférée ne peuvent plus évoluer de façon monotone (t_7 à t_9). En fonction de la position sur la spirale par rapport à la valeur asymptotique, des minima et maxima apparaissent.

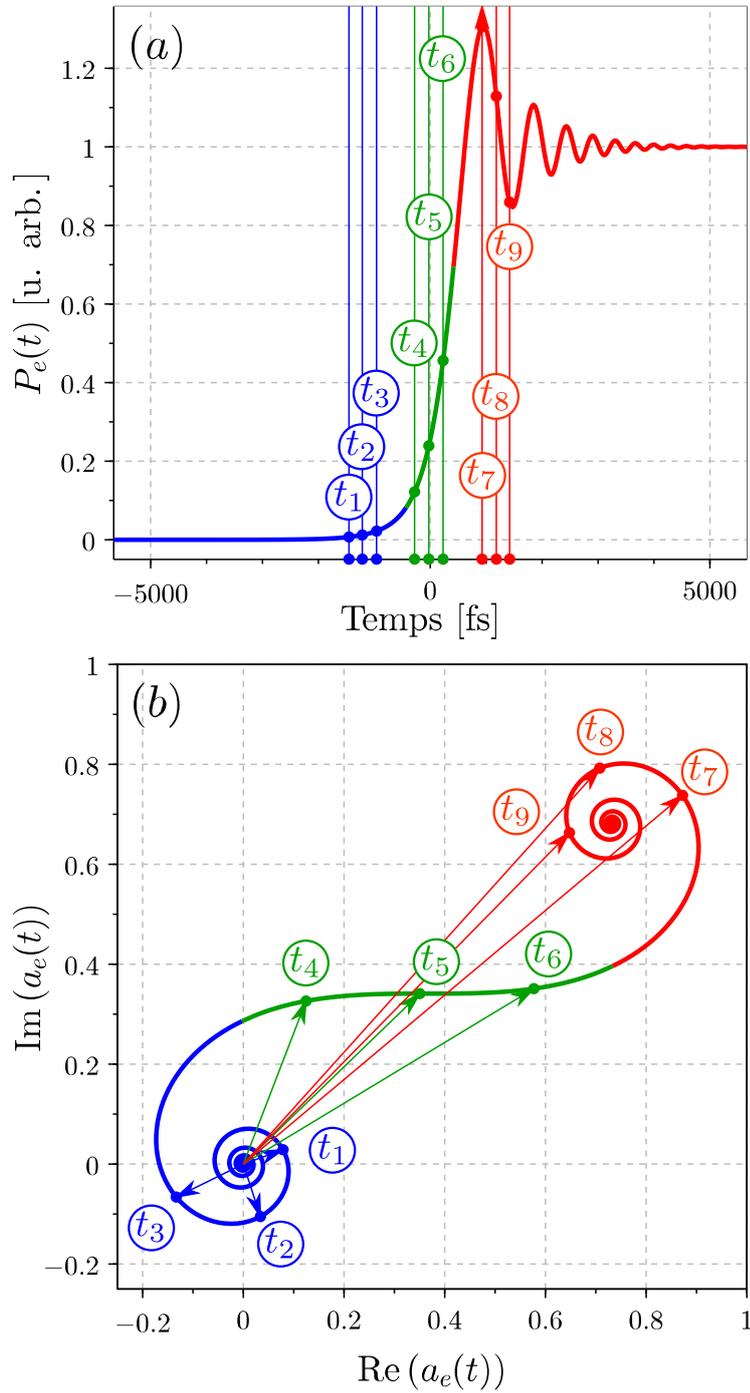


FIGURE 6.3 – Trois régimes successifs durant un transitoire cohérent : *avant résonance* en bleu ; *passage par la résonance* en vert ; *après résonance* en rouge.

6.3 Transitoires cohérents : études préliminaires

Les travaux présentés ici ont été menés avant le début de ma thèse mais il me semble bon de les rappeler afin de mieux comprendre l'apport de mes travaux de thèse. Deux étudiants (Sébastien Zamith et Jérôme Degert) m'ont ainsi précédé sur les transitoires cohérents. Pour simplifier, disons que Sébastien Zamith a mis en évidence l'existence de transitoires cohérents dans des expériences de pompe-sonde lorsque l'impulsion de pompe présente une forte dérive de fréquence[96, 112, 103] (voir figure 6.4).

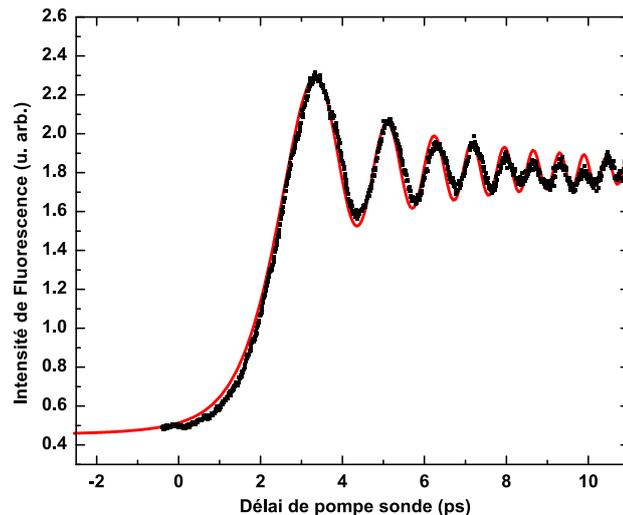


FIGURE 6.4 – D'après [103] : première observation expérimentale des transitoires cohérents dans le rubidium.

Par la suite, Jérôme Degert a mené les premières expériences visant à contrôler ces transitoires en appliquant à l'impulsion de pompe des façonnages plus complexes qu'une simple dérive de fréquence[113, 104, 114]. Notamment, il a clairement mis en évidence le lien entre les oscillations de population et les interférences entre la composante spectrale de l'impulsion de pompe à résonance et celles non-résonnantes arrivant plus tard dans l'impulsion. Pour cela, outre la forte dérive de fréquence, il a introduit sur l'impulsion de pompe un saut de phase de π à différentes positions spectrales, comme cela est résumé sur la figure 6.5 page suivante.

On observe qu'après l'arrivée de la composante spectrale où a été introduit le saut de phase de π , les transitoires sont en opposition de phase par rapport aux transitoires originaux. Pour ma part, je me suis attaché à la reconstruction complète des transitoires cohérents en utilisant des séquences d'impulsion de pompe façonnées[115, 116, 114].

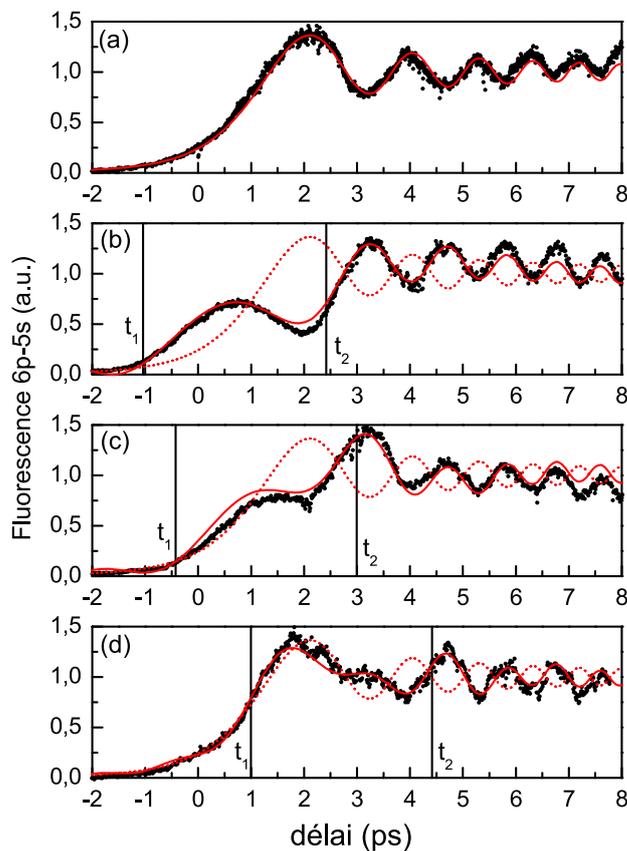


FIGURE 6.5 – D’après [113] : Mise en évidence expérimentale du lien entre oscillations transitoires de population et phase relative entre la composante spectrale à résonance et les composantes spectrales hors résonance. Transitoires cohérents normaux (a) et en présence de saut de phase de π : en $\lambda_\pi = 795,23$ nm (b), en $\lambda_\pi = 795,49$ nm (c) et en $\lambda_\pi = 796,01$ nm (d). Dans les trois cas, la théorie prévoit des transitoires non modifiés avant le temps t_1 , en opposition de phase après t_2 et une phase de transition entre t_1 et t_2 . Les signaux expérimentaux sont en ronds noirs et les ajustements théoriques en traits rouges (traits pleins pour les transitoires avec saut de phase et en traits pointillés pour le rappel des transitoires normaux).

6.4 Reconstruction de transitoires cohérents

Comme nous l'avons vu dans les parties précédentes, les différentes expériences de transitoires cohérents ou de contrôle de ces derniers font interagir les champs de pompe $E_p(t)$ et de sonde $E_s(t)$ avec le système atomique à trois niveaux $\{|g\rangle, |e\rangle, |f\rangle\}$. L'état du système atomique est entièrement déterminé par sa fonction d'onde $|\Psi(t)\rangle$:

$$|\Psi(t)\rangle = a_g(t) |g\rangle e^{-i\omega_g t} + a_e(t) |e\rangle e^{-i\omega_e t} + a_f(t) |f\rangle e^{-i\omega_f t} \quad (6.10)$$

Nous cherchons ici à résoudre temporellement, à l'échelle femtoseconde, l'évolution de $a_e(t)$. Cela donne accès à l'amplitude de probabilité de $|\Psi(t)\rangle$ sur l'état $|e\rangle$. Ceci constitue une mesure partielle de la fonction d'onde atomique. La mesure de fonction d'onde [117, 118, 119] est un domaine très actif. Dans de nombreux cas, la mesure concerne un paquet d'onde qui évolue librement [117] (comme un paquet d'onde vibrationnel évoluant dans un potentiel électronique donné). Ici, nous proposons une mesure quelque peu différente car nous nous intéressons à un seul niveau propre dont on veut mesurer l'évolution forcée sous l'action du champ de pompe.

6.4.1 Des transitoires cohérents à l'atome

Nous reprenons ici les résultats précédents (équation 6.5 page 47) en supposant maintenant que la sonde $E_s(t)$ est suffisamment courte pour être assimilée à un delta de Dirac. Sous cette condition, le signal de fluorescence mesuré $S^\delta(\tau)$ est directement proportionnel à la population dans l'état excité :

$$S^\delta(\tau) = S^\delta(\tau) \propto P_e(\tau) = |a_e(\tau)|^2 \quad (6.11)$$

Dans toute la suite, nous omettrons le facteur de proportionnalité et nous ne mentionnerons pas explicitement la supposition faite sur $E_s(t)$. Nous noterons donc simplement $S(\tau)$ le signal pompe-sonde mesuré, celui-ci valant :

$$S(\tau) = P_e(\tau) = |a_e(\tau)|^2 \quad (6.12)$$

6.4.1.1 Séquence d'impulsions de pompe

Nous souhaitons reconstruire l'amplitude de probabilité $a_e(\tau)$ sachant que nos mesures ne nous donnent accès qu'à des mesures de population $P_e(\tau)$. Nous sommes ainsi face à une double difficulté.

D'une part, comme $a_e(\tau)$ est complexe alors que $P_e(\tau)$ est réel, nous avons deux fois plus d'inconnues que de données mesurées.

D'autre part, avant le passage par la résonance, l'évolution de la population $P_e(\tau)$ ne donne quasiment aucune information sur celle de l'amplitude de probabilité $a_e(\tau)$ que l'on cherche à reconstruire (voir par exemple la figure 6.3 page 52, dans la partie bleue). En effet, après le passage par la résonance, les oscillations informent sur l'enroulement de la spirale et donc sur la phase de l'amplitude probabilité. En revanche, aucune oscillation n'est visible avant la résonance car nous débutons l'interaction avec une population nulle dans l'état excité $|e\rangle$.

Pour résoudre cette double difficulté, nous allons remplacer le champ de pompe $E_p(t)$ par une séquence de deux impulsions $E_{p_1}(t)$ et $E_{p_2}(t)$ dont nous contrôlerons le délai de façon interférométrique. A l'aide d'au moins deux transitoires cohérents $S(t)$ enregistrés pour des phases relatives différentes entre les deux impulsions, nous pourrions reconstruire l'amplitude de probabilité $a_{e_2}(\tau)$ due à la seconde impulsion. L'idée est de tirer profit de la très grande durée de vie du niveau $|e\rangle$ devant les dynamiques étudiées ici pour créer un oscillateur local à l'aide de la première impulsion $E_{p_1}(t)$. Le contrôle interférométrique nous permet alors d'ajouter la contribution de la deuxième impulsion $E_{p_2}(t)$ avec un déphasage contrôlé. On peut ainsi par exemple faire des mesures homodynes en phase ou en quadrature et donc remonter à la contribution $a_{e_2}(\tau)$. Plus précisément, à partir d'une impulsion de pompe inconnue $E_p(t)$, on génère une séquence d'impulsions $E_{p_\Sigma}(t)$. Aucune supposition n'est nécessaire sur cette impulsion. La séquence est générée par le façonneur que j'ai développé durant ma thèse en appliquant à $\tilde{E}_p(\omega)$ une fonction de transfert spectrale définie par

$$H^\theta(\omega) = \frac{1}{2}\mathbb{1} + \frac{1}{2} \exp \left[i\theta + i\phi^{(1)}(\omega - \omega_p) + i\frac{\phi_p^{(2)}}{2}(\omega - \omega_p)^2 \right] \quad (6.13)$$

où, rappelons-le, ω_p est la pulsation centrale de l'impulsion $E_p(t)$. Cette fonction de transfert génère une première impulsion identique à $E_p(t)$ et une deuxième décalée de $\tau = \phi^{(1)}$, avec une phase quadratique $\phi_p^{(2)}$ et un déphasage de θ . On aura ainsi une séquence d'impulsions $E_{p_\Sigma}(t)$ que nous noterons :

$$E_{p_\Sigma}(t) = \mathcal{F}^{-1} \left[H^\theta(\omega) \tilde{E}_p(\omega) \right] = E_{p_1}(t) + e^{i\theta} E_{p_2}(t) \quad (6.14)$$

Ainsi définies, $E_{p_1}(t)$ et $E_{p_2}(t)$ ont une phase relative bien déterminée, donnée par le terme $\exp[i\theta]$. Nous noterons $a_{e_1}(t)$ et $a_{e_2}(t)$ les contributions respectives de $E_{p_1}(t)$ et $E_{p_2}(t)$. Compte tenu des notations de l'équation 6.14, et de la dépendance linéaire en champ, l'amplitude de probabilité totale $a_{e_\Sigma}(t)$ due à la séquence d'impulsions se met sous la forme :

$$a_{e_\Sigma}(t) = a_{e_1}(t) + e^{i\theta} a_{e_2}(t) \quad (6.15)$$

Le signal de transitoire cohérent obtenu, pour une phase relative θ s'écrit quant à lui :

$$S^\theta(\tau) = |a_{e_1}(\tau) + e^{i\theta} a_{e_2}(\tau)|^2 \quad (6.16)$$

Nous supposons que le délai $\phi^{(1)}$ séparant les deux impulsions $E_{p_1}(t)$ et $E_{p_2}(t)$ est grand devant leurs durées respectives. Comme la durée de la sonde est déjà supposée négligeable, cela revient au final à vérifier :

$$\phi^{(1)} \gg \Delta t_{p_1}, \Delta t_{p_2} \gg \Delta t_s$$

Prendre cette précaution sur $\phi^{(1)}$ permet de bien séparer les contributions de $E_{p_1}(t)$ et $E_{p_2}(t)$: $a_{e_1}(t)$ a atteint sa valeur asymptotique $a_{e_1}(\infty)$ avant que $a_{e_2}(t)$ ne commence à prendre des valeurs non-nulles.

Si on considère un délai pompe-sonde τ grand devant la durée de la première pompe $E_{p_1}(t)$ on peut alors écrire :

$$a_{e_\Sigma}(\tau) \stackrel{\tau \gg \Delta t_{p_1}}{=} a_{e_1}(\infty) + e^{i\theta} a_{e_2}(\tau) \quad (6.17)$$

et donc

$$S^\theta(\tau) \stackrel{\tau \gg \Delta t_{p1}}{=} |a_{e1}(\infty) + e^{i\theta} a_{e2}(\tau)|^2 \quad (6.18)$$

Dans toute la suite, nous supposons implicitement que les différentes conditions temporelles sont remplies et notamment que τ est suffisamment grand pour utiliser l'équation 6.18. Nous écrivons ainsi :

$$\begin{aligned} S^\theta(\tau) &= |a_{e1}(\infty) + e^{i\theta} a_{e2}(\tau)|^2 \\ &= |a_{e1}(\infty)|^2 + |a_{e2}(\tau)|^2 + 2 \operatorname{Re} [e^{i\theta} a_{e1}^*(\infty) a_{e2}(\tau)] \end{aligned} \quad (6.19)$$

A l'aide de plusieurs enregistrements $S^\theta(\tau)$, pour des valeurs de θ différentes, il est alors possible de reconstruire $a_{e1}^*(\infty) a_{e2}(\tau)$ pour des délais $\tau \gg \Delta t_{p1}$. A un facteur multiplicatif complexe près, nous avons ainsi accès à $a_{e2}(\tau)$.

Une première approche permet la reconstruction à partir de quatre acquisitions pour des phases de $0, \pi/2, \pi$ et $3\pi/2$. Par combinaison linéaire complexe de ces acquisitions on obtient un signal complexe $S^{[4]}(\tau)$

$$S^{[4]}(\tau) = \frac{[S^0(\tau) - S^\pi(\tau)]}{2} + i \frac{[S^{-\pi/2}(\tau) - S^{\pi/2}(\tau)]}{2} = a_{e1}^*(\infty) a_{e2}(\tau) \quad (6.20)$$

qui correspond bien à $a_{e1}^*(\infty) a_{e2}(\tau)$.

De nombreuses autres approches de reconstruction sont possibles nécessitant un plus ou moins grand nombre d'acquisitions [A5], [A7]. En particulier, j'ai mis au point une méthode de reconstruction originale ne nécessitant que deux acquisitions pour deux phases différentes arbitraires [A7]. Cette dernière permet de reconstruire l'amplitude de probabilité avec un minimum d'acquisitions. Elle repose sur l'interprétation du problème de reconstruction comme un problème de bilatération⁵ dans le plan complexe.

6.4.2 Etude expérimentale

6.4.2.1 Dispositif

Le dispositif expérimental que nous avons utilisé pour la reconstruction d'amplitude de probabilité est présenté sur la figure 6.6 page suivante. Ce dispositif permet de générer toutes les impulsions nécessaire à notre expérience de pompe sonde à partir de la sortie d'une chaîne laser femtoseconde amplifiée (AMPLI). La séquence d'impulsions de pompe est générée par le façonneur et décalée temporellement par une ligne à délai variable motorisée. C'est cette ligne à délai qui contrôle le délai pompe-sonde. L'impulsion de sonde est générée par un NOPA et recombinaison de façon colinéaire avec les impulsions de pompe à l'aide d'un miroir dichroïque et le tout est envoyé dans une cellule de rubidium. Une lame séparatrice devant la cellule permet de prélever une partie des faisceaux. Cette partie est utilisée pour réaliser la corrélation entre la pompe et la sonde dans un cristal de BBO type I de $100 \mu\text{m}$. La détection du signal somme (centré à 344 nm) est assurée par une photodiode. Ce signal permet de déterminer la forme de la séquence des impulsions de pompe ainsi que le zéro du délai pompe-sonde. La chambre de la cellule de rubidium est portée à une

5. C'est à dire la détermination de la position dans le plan connaissant la distance à deux points de référence

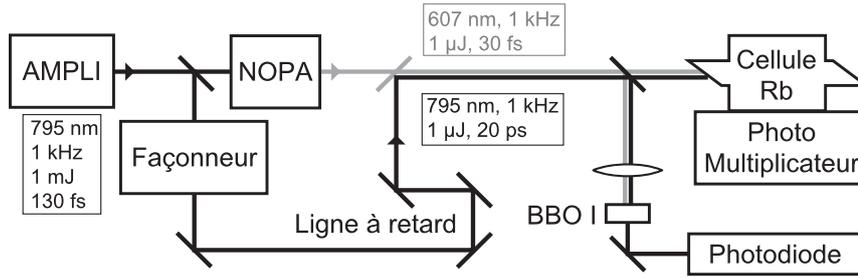


FIGURE 6.6 – Dispositif expérimental utilisé pour la reconstruction d'amplitude de probabilité et de champ électrique.

température de 83°C et le queusot à 69°C. Cela correspond à une pression de rubidium de l'ordre de $2,7 \cdot 10^{-3}$ Pa. Un photomultiplicateur assure la détection du signal pompe-sonde de fluorescence.

L'impulsion de sonde, générée à l'aide du NOPA, a une durée de l'ordre de 30 fs et une longueur d'onde centrale de 607 nm.

La séquence d'impulsions de pompe est générée par le façonneur à partir de l'impulsion issue de l'amplificateur. Avant mise en forme, elle a une durée de l'ordre de 130 fs et est centrée à 795 nm. Le façonneur crée une première impulsion $E_{p1}(t)$ limitée par transformée de Fourier puis une deuxième $E_{p2}(t)$ à forte dérive de fréquence avec une phase relative de θ . Cela se traduit, dans le domaine spectral, par la multiplication de l'impulsion issue de l'amplificateur par la fonction de transfert :

$$H^\theta(\omega) = \frac{1}{2} \left[a_1 \mathbb{1} + a_2 e^{i[\theta + \phi^{(1)}(\omega - \omega_p) + \phi_p^{(2)}(\omega - \omega_p)^2/2]} \right] \quad (6.21)$$

où $\phi^{(1)}$ est le délai entre les deux impulsions et $\phi_p^{(2)}$ la phase quadratique de la deuxième. Nous avons aussi introduit deux paramètres supplémentaires a_1 et a_2 (compris entre 0 et 1) qui permettent de changer les poids relatifs des deux impulsions de la séquence.

Les énergies des impulsions de pompe et de sonde sont de l'ordre du μJ en entrée de la cellule de rubidium ; elles sont choisies de façon à rester en régime perturbatif.

6.4.3 Le spirographe atomique

Différentes reconstructions de transitoires cohérents ont été menés durant ma thèse, pour comprendre notamment l'étendu du contrôle dont nous disposons et les incertitudes expérimentales. Les résultats présentés ici correspondent à un délai entre les deux impulsions de pompe de $\phi^{(1)} = 6$ ps, une phase quadratique de $\phi_p^{(2)} = -2 \cdot 10^5$ fs² pour la deuxième impulsion de pompe et des poids de $a_1 = 0,3$ et $a_2 = 1$ pour les deux impulsions de pompe. Les deux transitoires mesurés sont présentés sur la figure 6.7 page ci-contre : en gris pour une phase relative de $\theta = 0$ entre les deux impulsions de pompe et en noir pour $\theta = \pi/2$. La théorie est représentée par un trait plein, les signaux expérimentaux par des carrés. L'amplitude de probabilité correspondante, reconstruite par la méthode géométrique est tracée sur la figure 6.8 page 60, les carrés noirs correspondant à l'expérience, le trait gris à la théorie.

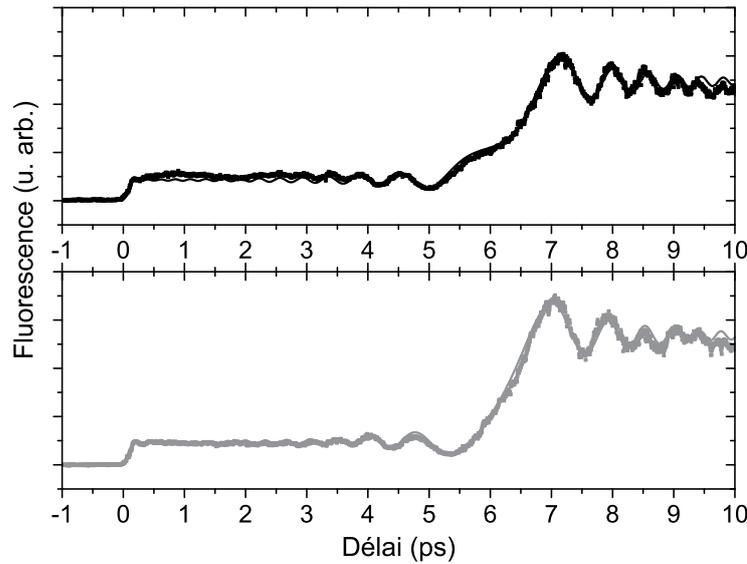


FIGURE 6.7 – Transitoires cohérents (trait pour la théorie, carrés pour l’expérience) pour un délai de $\phi^{(1)} = 6$ ps et une phase quadratique de $\phi_p^{(2)} = -2.10^5$ fs² : pour $\theta = 0$ (en gris) et $\theta = \pi/2$ (en noir).

Afin de mieux percevoir l’évolution temporelle, cette nouvelle reconstruction est présentée sur la figure 6.9 page 61 où l’on a rajouté l’axe temporel : le plan complexe est horizontal et l’axe vertical correspond au temps. On observe l’évolution à l’échelle femtoseconde de la fonction d’onde de l’atome dans l’état excité [A5]. La projection dans le plan horizontal redonne la spirale de Cornu habituelle et les projections sur les plans verticaux la partie réelle (à gauche) et la partie imaginaire (à droite). Nous avons donc accès à l’évolution d’une partie de la fonction d’onde atomique, avec une résolution de l’ordre de 30 fs (c’est à dire la durée de l’impulsion de sonde). Cette mesure est évidemment dépendante du choix de jauge que nous avons fait en décrivant l’interaction champ - atome par l’approximation dipolaire électrique.

Cette reconstruction de la fonction d’onde atomique est assez différente de ce qui se fait par ailleurs. En effet, on suit habituellement l’évolution libre d’un paquet d’onde constitué de plusieurs niveaux (vibrationnels et/ou rotationnels)[117]. Ici, nous observons l’évolution d’un seul niveau d’énergie, mais durant son interaction avec le champ de pompe. Nous sommes ainsi capables de reconstruire l’évolution en régime forcé de la fonction d’onde atomique, ce qui est assez inhabituel.

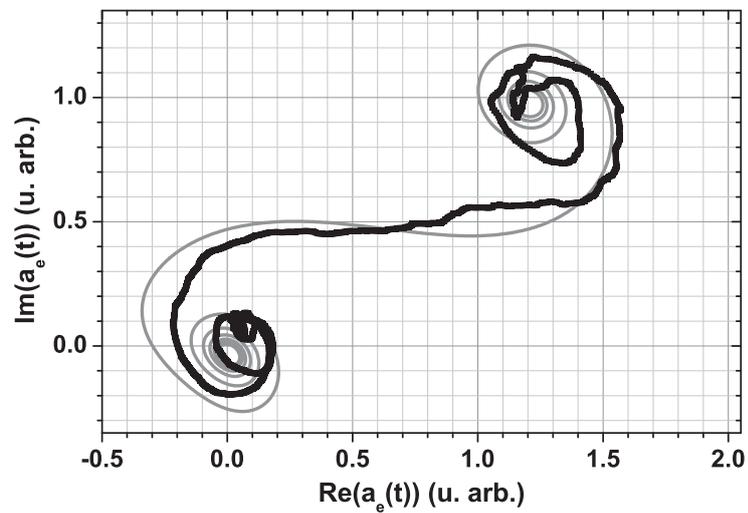


FIGURE 6.8 – Amplitude de probabilité (trait gris pour la théorie, carrés noirs pour l'expérience) reconstruite à partir des transitoires de la figure 6.7 page précédente (délai de $\phi^{(1)} = 6$ ps et phase quadratique de $\phi_p^{(2)} = -2.10^5$ fs²).

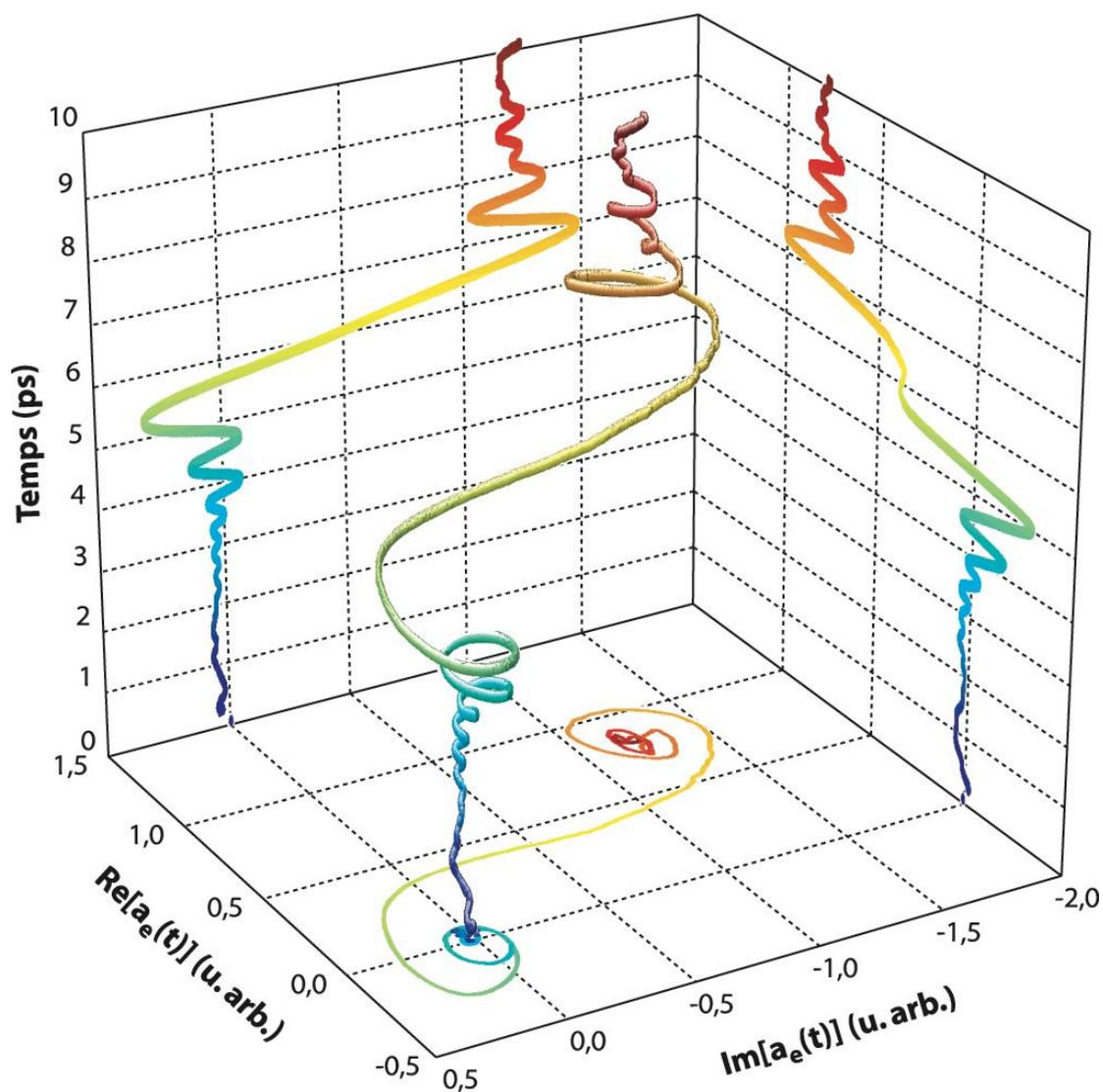


FIGURE 6.9 – Reconstruction expérimentale de l’amplitude de probabilité dans l’état excité. On résout l’évolution temporelle à l’échelle femtoseconde de $a_e(\tau)$. La projection dans le plan complexe redonne la spirale de Cornu et les projections sur les axes réel et imaginaire, l’évolution temporelle de la partie réelle et imaginaire de $a_e(\tau)$.

6.5 Caractérisation par transitoires

Il est possible d'utiliser les reconstructions d'amplitude de probabilité, présentées dans la partie précédente, pour caractériser le champ électrique de l'impulsion de pompe et réaliser ainsi une reconstruction complète d'une impulsion ultrarapide.

6.5.1 Principe

Pour l'instant, nous avons assimilé l'impulsion de sonde à un delta de Dirac. Sous cette approximation, les reconstructions nous donnent accès à $a_{e2}(\tau)$ qui est liée à la deuxième impulsion de pompe $E_{p2}(t)$ par une simple intégration (voir l'équation 6.2 page 47) :

$$a_{e2}(\tau) = -\frac{\mu_{eg}}{2i\hbar} \int_{-\infty}^{\tau} E_{p2}(t) e^{i\omega_{eg}t} dt \quad (6.22)$$

par simple dérivation, nous obtenons :

$$\frac{\partial a_{e2}(\tau)}{\partial \tau} \propto E_{p2}(\tau) e^{i\omega_{eg}\tau} \propto \mathcal{F}^{-1} \left[\tilde{E}_{p2}(\omega + \omega_{eg}) \right] \quad (6.23)$$

qui, après transformée de Fourier donne accès à :

$$\mathcal{F} \left[\frac{\partial a_{e2}(\tau)}{\partial \tau} \right] \propto \tilde{E}_{p2}(\omega + \omega_{eg}) \quad (6.24)$$

c'est à dire au champ électrique complexe de la deuxième impulsion de pompe, décalé spectralement de la pulsation de transition de pompe ω_{eg} . Cependant, nous n'avons pas tenu compte de l'impulsion de sonde, qui vient convoluer l'amplitude de probabilité que nous avons reconstruite, et donc le champ électrique associé.

Un calcul rigoureux du signal reconstruit de l'amplitude de probabilité [A6],[110] donne en fait :

$$G(\tau) \propto \int_{-\infty}^{\infty} dt E_s(t) e^{i\omega_{fe}t} a_{e2}(t + \tau) \quad (6.25)$$

Ce qui permet, par dérivation puis transformée de Fourier d'obtenir la quantité :

$$\mathcal{F} \left[\frac{\partial G(\tau)}{\partial \tau} \right] \propto \tilde{E}_s(\omega_{fe} - \omega) \tilde{E}_{p2}(\omega_{eg} + \omega) \quad (6.26)$$

On constate maintenant que le signal reconstruit dépend à la fois du champ de la deuxième impulsion de pompe $\tilde{E}_{p2}(\omega)$, mais aussi de celui de l'impulsion de sonde $\tilde{E}_s(\omega)$. Notre méthode de caractérisation est donc une méthode à référence : nous pouvons réaliser une caractérisation complète de la deuxième impulsion de pompe, mais à condition d'avoir préalablement caractériser complètement l'impulsion de sonde. En cela, notre méthode est similaire à l'interférométrie spectrale (voir 5.3.3.2 page 32). Elle possède cependant une singularité de taille qui la distingue de la très grande majorité des méthodes de caractérisation à référence : l'impulsion à connaître (celle de sonde) et l'impulsion à caractériser (celle de pompe) ne partagent pas le même support spectral : l'une est centrée à 607 nm, l'autre à

796 nm. Cette particularité est due l'interaction avec les différents niveaux atomiques, qui jouent le rôle d'oscillateurs locaux et qui décalent spectralement le signal reconstruit vers les basses fréquences (voir l'équation 6.26). Elle pourrait être exploitée dans des situations où l'une des deux impulsions appartient à un domaine spectral ne posant aucune difficulté de caractérisation (proche infrarouge, infrarouge télécom, ...) alors que la seconde appartient à un domaine particulièrement délicat à caractériser (XUV, THz, moyen infrarouge). Autre intérêt de cette méthode de caractérisation : elle permet de réaliser une caractérisation *in situ* des impulsions utilisées dans une expérience de contrôle cohérent, au sein même de la cellule de rubidium où se produit l'interaction.

6.5.2 Démonstration expérimentale

6.5.2.1 Première expérience

Dans une première expérience, nous avons cherché à caractériser la deuxième impulsion $E_{p_2}(t)$ de la séquence d'impulsions de pompe lors d'une expérience de transitoire cohérent. Le délai entre les deux impulsions de pompe est fixé à 6 ps et une phase quadratique de $\phi_p^{(2)} = -2.10^5 \text{ fs}^2$ est appliquée à la seconde impulsion. Comme les impulsions utilisées par le façonneur pour générer la séquence de pompe sont au départ proches de la limite par transformée de Fourier, on s'attend à retrouver sur $E_{p_2}(t)$ la phase introduite par le façonneur : la phase spectrale quadratique $\phi_p^{(2)}(\omega - \omega_p)^2/2$ correspond, dans le domaine temporel, à une phase quadratique de signe opposé $-\alpha_p t^2$ avec :

$$\alpha_p = \frac{2\phi_p^{(2)}}{\Delta t_{p_0}^4 + 4\phi_p^{(2)2}}$$

où Δt_{p_0} représente la durée initiale de l'impulsion limitée par transformée de Fourier. La reconstruction est présentée sur la figure 6.10 page suivante, elle se décompose en trois étapes :

- a) Deux transitoires pour $\theta = 0$ et $\theta = \pi/2$ sont enregistrés.
- b) Le signal de transitoires cohérents est retrouvé par reconstruction géométrique.
- c) Par dérivation et translation, le champ de pompe est reconstruit en phase (carré gris) et en amplitude (trait gris).

La phase temporelle ainsi mesurée est en parfait accord avec la phase introduite par le façonneur (6.10(c), trait noir).

6.5.2.2 Validation : mesure d'un barreau de verre

Dans une deuxième expérience, nous avons cherché à retrouver la phase non-linéaire introduite par un barreau de verre connu. En effet, on peut émettre quelques réserves concernant la mesure précédente : nous avons retrouvé à l'aide des transitoires cohérents la phase que nous avons introduite pour pouvoir générer ces mêmes transitoires cohérents... Peut-être avons-nous tourné en rond.

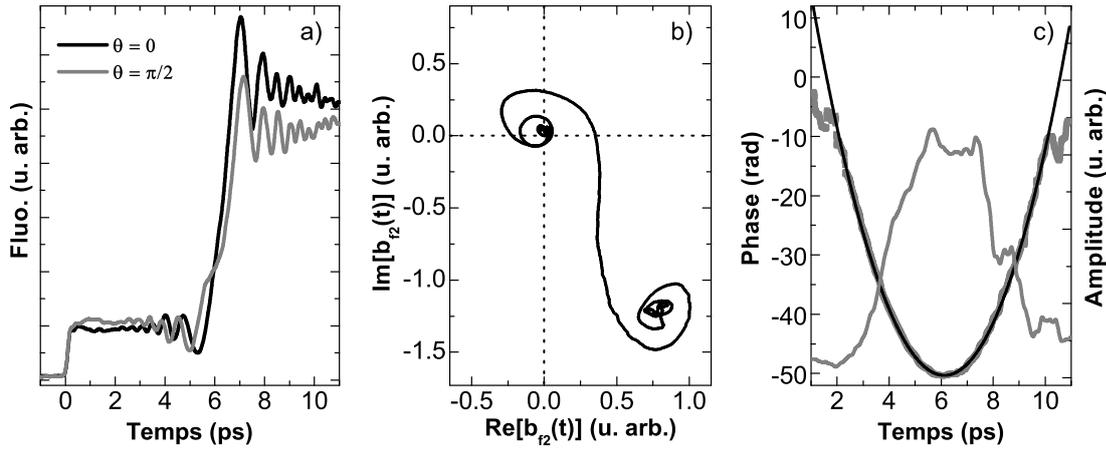


FIGURE 6.10 – Reconstruction du champ électrique : a) mesure des transitoires pour des phases relatives de 0 (trait noir) et $\pi/2$ (trait gris) entre les deux impulsions de pompe. b) Amplitude de probabilité reconstruite géométriquement. c) Champ de pompe en phase (carrés gris) et amplitude (trait gris) obtenu par dérivation puis translation. La phase retrouvée est en accord parfait avec celle programmée dans le façonneur (trait noir).

Afin de s'assurer de la validité de notre technique de caractérisation, nous l'avons utilisée pour mesurer une phase indépendante du dispositif de mesure. Nous avons ainsi caractérisé la phase spectrale $\phi_b(\omega)$ introduite par un barreau de verre. Pour ce faire, nous avons placé un barreau de verre (6 cm de SF10 et 4 cm de SF58) en amont du façonneur et comparé le champ obtenu $E_{p_2}^b(t)$ avec celui retrouvé en absence de barreau ($E_{p_2}(t)$). Le schéma de principe de cette expérience est présenté sur la figure 6.11. Dans le domaine spectral, la différence entre les deux reconstructions est juste la phase $\phi_b(\omega)$ introduite par le barreau. Cette phase est facilement calculable à l'aide des coefficients de Sellmeier et

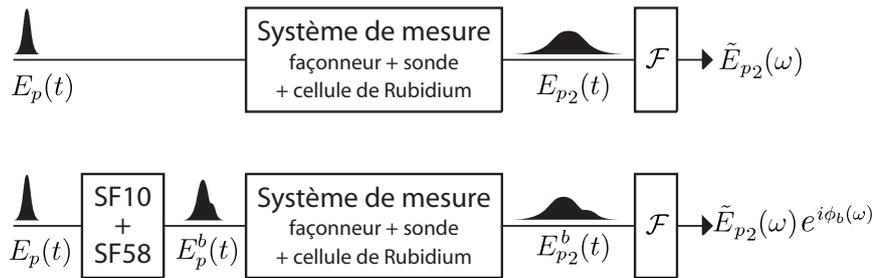


FIGURE 6.11 – Mesure de la dispersion introduite par un barreau de verre (SF10+SF58). Par comparaison entre deux mesures, sans et avec barreau, on retrouve la phase spectrale $\phi_b(\omega)$ introduite par le barreau.

représente donc une référence sûre.

Les résultats de cette mesure sont rassemblés sur la figure 6.12 page suivante. La partie (a) présente les phases spectrales reconstruites sans barreau (trait noir) et avec (trait gris). Dans les deux cas, nous reconstruisons la phase de la deuxième impulsion de la séquence générée par le façonneur. Celle-ci possède une forte phase quadratique $\phi_p^{(2)}$

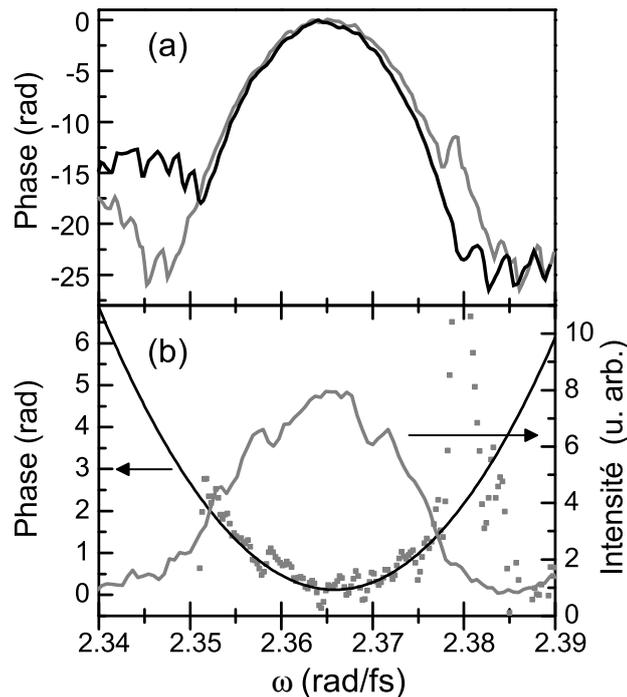


FIGURE 6.12 – Mesure de la phase introduite par un barreau de verre. (a) phases reconstruites avec (trait gris) et sans barreau (trait noir). (b) phase due au barreau reconstruite (carrés gris) et théorique (trait noir) et amplitude spectrale reconstruite (trait gris).

introduite par le façonneur, et on observe bien, pour les deux reconstructions, une phase majoritairement quadratique. En présence du barreau, la phase reconstruite contient aussi la contribution ϕ_b de ce dernier. On observe ainsi (trait gris 6.12(a)) une parabole plus évasée qu'en l'absence de barreau.

Par différence entre les deux mesures, on obtient cette phase $\phi_b(\omega)$. Celle-ci est représentée en carrés gris sur la figure 6.12(b). La phase théorique déduite des coefficients de Sellmeier du SF10 et du SF58 est tracée en noir. Le trait gris indique quant à lui l'intensité spectrale reconstruite. Dans toutes les phases reconstruites, nous avons retiré d'éventuelles composantes linéaires (qui ne font que traduire l'existence d'un délai) afin d'observer la partie non-linéaire qui seule nous importe ici.

La phase mesurée est en bon accord avec la phase calculée par les coefficients de Sellmeier sur toute la gamme spectrale où l'intensité reconstruite est suffisamment importante. Ce test simple montre que la technique de caractérisation par transitoires cohérents permet bien de caractériser des impulsions courtes et ce de manière *in situ* [A6].

6.5.3 Conclusion

La mesure complète d'impulsions par transitoires cohérents présente des caractéristiques plutôt atypiques. Il s'agit tout d'abord d'une mesure à référence, mais avec une référence qui peut être dans un domaine spectral totalement différent de celui de l'impulsion inconnue. Ceci est très intéressant car la caractérisation d'impulsions femtoseconde ne

présente pas la même difficulté dans différents domaines spectraux. On peut ainsi imaginer utiliser une référence dans un domaine où la caractérisation se fait aisément (le proche infrarouge par exemple) et un champ à caractériser dans un domaine plus problématique comme l' XUV.

Cette technique se prête très bien aux impulsions fortement mises en forme, comme nous l'avons vu avec la reconstruction d'impulsions à forte dérive de fréquence. Bien sûr, elle fonctionne aussi pour des impulsions proches de la limite par transformée de Fourier. Mais très souvent, il existe d'autres techniques performantes pour ce genre d'impulsions qui ont l'avantage d'être auto-référencées (voir la partie 5.3). Par contre ces techniques ne se prêtent pas très bien à la caractérisation d'impulsions fortement façonnées. En effet, pour ce genre d'impulsions, les mesures FROG nécessitent des traces 2D avec un grand nombre de points temporels et spectraux. Cela rend la reconstruction itérative très lente et peu aisée. Dans le cas du SPIDER, il peut être difficile de trouver un compromis acceptable entre quantité de signal et résolution spectrale.

Une autre difficulté pour des techniques habituelles est la caractérisation d'impulsions constituées de plusieurs « morceaux » nettement séparés (dans le domaine temporel ou spectral) comme par exemple une séquence de plusieurs impulsions. Il est alors difficile de relier entre elles les phases reconstruites sur chacun des morceaux. Nous avons pu constater que la reconstruction par transitoires cohérents est particulièrement efficace dans ces situations⁶.

Dernier intérêt de cette technique, elle permet une caractérisation *in situ* des impulsions femtosecondes : nous avons caractérisé nos impulsions au sein même de la cellule de rubidium que nous utilisons pour nos expériences de contrôle cohérent.

6. Ceci semble être dû au signal expérimental qui est à peu de chose près l'intégrale du champ à caractériser : même si ce dernier s'annule, le signal expérimental ne s'annule pas et la phase reconstruite garde un sens.

Troisième partie

Structures sub-longueur d'onde pour l'intégration photonique

Lors de mon arrivée au LAAS fin 2005 pour un postdoc, puis lors de mon entrée au CNRS un an plus tard, j'ai réorienté mon activité de recherche pour me consacrer aux structures sub-longueur d'onde et leur utilisation pour l'intégration photonique.

A première vue il s'agit là d'un grand écart thématique pour quelqu'un ayant travaillé sur les laser femtosecondes et le contrôle cohérent. A première vue seulement, car une certaine cohérence permet de mettre en phase ces deux pans de mon activité de recherche. En effet, l'interaction lumière-matière (et le plus souvent laser-matière) demeure au cœur de mon activité de recherche et les ingrédients de base restent les mêmes : phase et interférences multiples. Le véritable changement consiste en un simple renversement des rôles joués respectivement par la lumière et la matière. Auparavant, mes travaux de contrôle cohérent exploitaient la structuration (ou mise en forme) d'impulsions lumineuses pour contrôler la matière avec laquelle elles interagissent, en jouant essentiellement sur la phase relative entre différents chemins d'interaction. Dorénavant, c'est la matière qui sera structurée de façon à contrôler la lumière qui s'y propage, toujours en jouant sur la phase entre différentes voies de couplage et d'interaction.

Mes activités de recherches actuelles se répartissent principalement selon deux axes établis et un nouvel axe émergent débuté fin 2013.

Le premier axe vise à exploiter les structures à cristaux photoniques pour permettre des avancées dans le domaine de l'intégration photonique, plus particulièrement dans la filière III/V à la fois pour des structures actives (laser) et passives.

Le deuxième axe est à la croisée entre l'optique guidée et l'optique en espace libre. Il vise à exploiter les structures à réseaux résonnants pour développer de nouvelles générations de filtres optiques, principalement en filière CMOS.

Le dernier axe, très récent, mené en collaboration étroite avec Simon Lacroix (LAAS, équipe RIS - Robotique et IntéractionS) se base sur une approche de co-conception pour développer un imageur hyperspectral adaptable et programmable à hautes performances.

Chapitre 7

CRISTAUX PHOTONIQUES ET INTÉGRATION

Une part importante de mon activité de recherche concerne l'apport des cristaux photoniques pour la conception de cavités laser originales.

L'étude des cristaux photoniques a connu un essor considérable entre 1990 et le début des années 2000. Cet essor a été en particulier soutenu par l'industrie des télécoms et des recherches ont ainsi été menées sur l'intégration de différents éléments incontournables d'un système de télécommunication optique au sein d'un même substrat. La vision de l'époque était de réaliser l'ensemble de fonctions nécessaires (source laser multiples, multiplexeur, démultiplexeurs, guides, ...) en n'utilisant que des cristaux photoniques[120]. Cette vision est particulièrement bien représentée sur la figure 7.1 : en juxtaposant différents types de cristaux photoniques, on espérait pouvoir intégrer dans un même substrat monolithique, et sur des surfaces très réduites, l'ensemble des éléments d'un système photonique complexe.

Cette vision, qui reposait sur la démonstration expérimentale d'un grand nombre de briques élémentaires à base de cristaux photoniques, s'est heurtée à une double réalité, au début des années 2000 :

- une réalité économique d'une part avec le crash des télécoms qui a entraîné une diminution drastique des financements de recherches à visées télécom, au premier rang desquelles figuraient les études sur les lasers à cristaux photoniques ;
- une réalité physique d'autre part avec l'apparition des premières difficultés dures liées aux interfaces entre deux structures différentes à cristaux photoniques. En

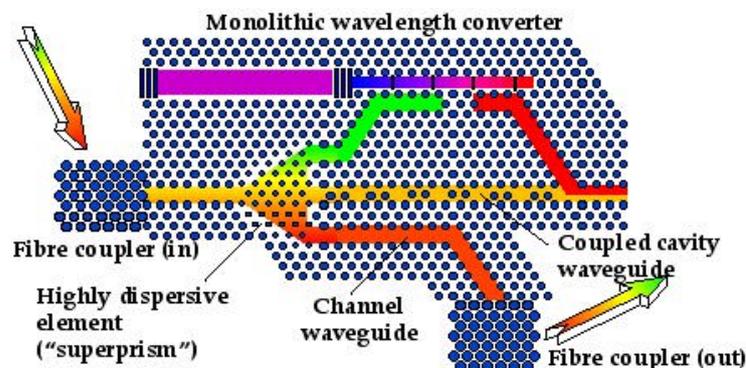


FIGURE 7.1 – (Issue de [120]) : Vision de la photonique intégrée « tout cristal photonique », telle que proposée par Krauss en 2001.

juxtaposant au sein d'une même structure intégrée plusieurs briques à cristaux photoniques, les propriétés et les fonctions optiques de chacune d'elle étaient le plus souvent dégradées par rapport à celles qui étaient observées lorsque chaque brique était étudiée séparément.

Malgré ces difficultés, l'équipe Photonique a décidé de poursuivre les études menées précédemment sur l'apport des cristaux photoniques pour les structures laser. En effet, des premiers résultats pertinents avaient été obtenus et un vaste champ d'investigation restait inexploré.

Deux voies ont ainsi été poursuivies : d'une part, l'étude de guides à défaut dans un cristal photonique pour la réalisation d'un laser à rétroaction répartie (laser DFB), avec notamment en point de mire l'intégrabilité de plusieurs lasers au sein d'un même substrat et la tenue à la réinjection optique et d'autre part, l'étude de lasers à autocollimation dans lesquels le guidage du mode laser ne repose pas sur l'existence d'un guide, mais sur un contrôle astucieux de l'anisotropie du cristal photonique.

7.1 Laser tout cristal photonique

Lors de mon arrivée au LAAS, l'équipe photonique venait de terminer le projet CRISTEL, visant à étudier l'apport de cristaux photoniques pour les laser et les composants télécoms. Au cours de ce projet, des lasers de type DFB entièrement définis par un guide à défaut photoniques avaient été démontrés[121, 122].

Ces lasers, émettant autour de 1550 nm étaient réalisés par gravure profonde de structures verticales à base d'InP. Afin de poursuivre les études sur l'apport de structures photoniques, l'équipe a développé une approche de type membranaire, sur GaAs (voir [A18] et [123] pour de plus amples détails). Cette approche, qui repose sur l'utilisation d'une membrane fine et très confinante, permet de fortement réduire le rapport d'aspect des trous formant le cristal photonique, l'épaisseur de la membrane étant comparable au diamètre des trous. Cela permet de ne pas avoir à recourir à des gravures profondes à des échelles nanométriques, qui restent un réel défi dans les filières GaAs et GaSb[11, 123, 124],[A20],[A35]. En outre, cette approche repose sur un pompage optique, nettement plus simple à mettre en œuvre sur ce type de structure que le pompage électrique où la prise des contacts et le dopage augmentent la complexité de la structure.

7.1.1 Laser DFB tout cristal photonique

Nous avons ainsi étudié au sein de l'équipe (notamment avec Sophie Bonnefont, Olivier Gauthier-Lafaye et Françoise Lozes-Dupuy) l'apport des cristaux photoniques pour des concepts de cavité laser déjà très largement étudiés comme les lasers de type DFB (*Distributed Feed-Back lasers* ou lasers à rétroaction répartie). Nous avons plus particulièrement étudié les guides à défaut dans des cristaux photoniques planaires de maille triangulaire. Nous avons ainsi pu montrer comment exploiter l'ingénierie de la maille cristalline 2D entourant le défaut pour fabriquer des lasers DFB très peu sensibles à la réinjection optique et dont on contrôle très finement la longueur d'émission[A18], [CA46], [CA45], [CA44], [CA43], [CA34], [CA32], [CS21], [CS20].

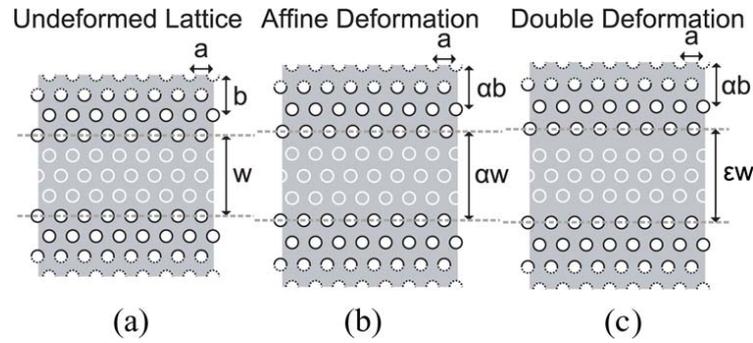


FIGURE 7.2 – (Issue de [A10]) Principe de la double déformation : (a) guide à défaut photonique initial de largeur w , de mailles longitudinale a et transverse $b = a\sqrt{3}$; (b) déformation affine de la maille transverse et du défaut $b \rightarrow ab$ et $w \rightarrow \alpha w$; (c) Double déformation, c'est à dire déformations indépendantes de la maille transverse $b \rightarrow ab$ et du défaut photonique $w \rightarrow \epsilon w$.

Le point de départ de ces études était un guide à défaut photonique W3 dans un cristal photonique à maille triangulaire (voir figure 7.2(a)) : l'omission de 3 rangées de trous fait office de guide d'onde et la périodicité des trous induit un effet DFB pour certaines longueurs d'onde.

En appliquant un facteur d'échelle sur l'ensemble du cristal photonique, la longueur d'onde où se produit l'effet DFB peut être modifiée (invariance par changement d'échelle des équations de Maxwell). Cette poignée de contrôle de la longueur d'onde est cependant relativement grossière : une variation de 1 nm pour le paramètre de maille du cristal photonique induit ainsi une variation d'environ 2,5 nm pour la longueur d'onde émise par le DFB.

Notre première approche pour un contrôle plus fin a été de réaliser une homothétie transverse à la direction du guide (voir figure 7.2(b)). Dans cette approche de *déformation affine*, le paramètre de maille transverse et la largeur du défaut sont modifiés pour rapprocher ou espacer légèrement les différents trous du cristal photonique, tous les autres paramètres (taille et forme des trous, paramètre de maille longitudinal) restant constants. A la manière de la contrainte dans les puits quantiques qui décale la longueur d'onde d'émission, la longueur d'onde où se produit l'effet DFB dépend de cette déformation. Cela est illustré sur la figure 7.3 page suivante qui montre l'évolution de la structure de bande du cristal photonique à défaut en fonction de la déformation affine. La courbe de dispersion du mode guidé dans le défaut est surligné en rouge et c'est au niveau du point de repliement en $K_x = 0$ que se produit l'effet DFB. On peut constater que ce repliement se décale de façon quasi-linéaire avec le paramètre de maille (pointillés rouges). Il est ainsi possible de contrôler très finement la longueur d'onde d'émission du laser DFB en modifiant uniquement le paramètre de maille transverse.

Les résultats expérimentaux de cette approche sont résumés sur la figure 7.4 page 75 : en (a), spectre typique pour un paramètre de maille de $a = 306$ nm en l'absence de déformation affine (en rouge) ; en (b) idem pour un paramètre de maille de $a = 304$ nm ; en (c), effet de la déformation affine sur la longueur d'onde d'émission.

Comme nous pouvons le constater, il est possible d'obtenir un contrôle très fin de

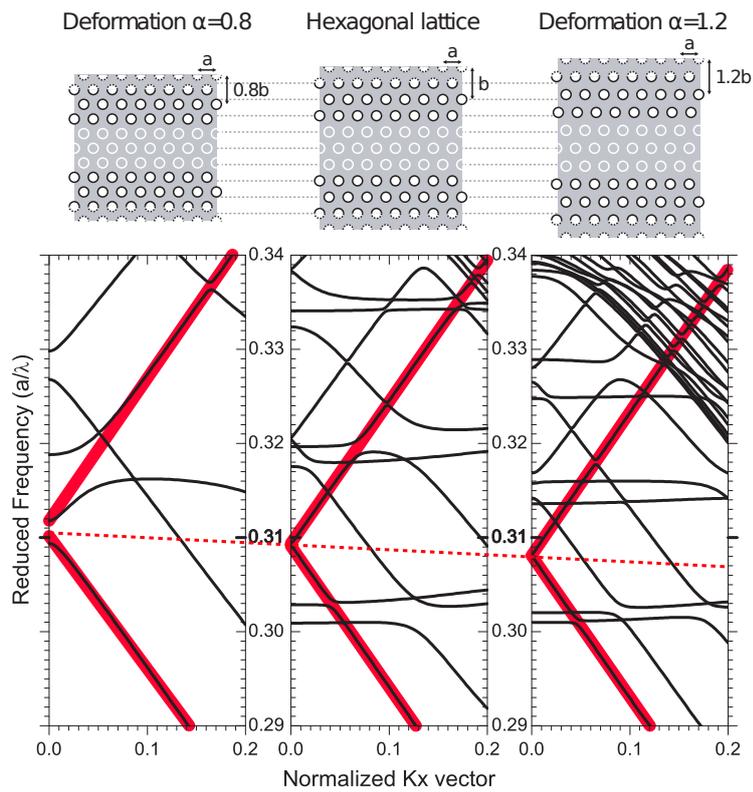


FIGURE 7.3 – (Issue de [A10]) Déformation affine et structure de bande : le paramètre de déformation affine (0,8 à gauche, 1,0 – pas de déformation – au milieu et 1,2 à droite) modifie la structure de bande et la position spectrale du repliement où se produit l'effet DFB (trait rouge pointillé). Le mode du guide à défaut est surligné en rouge.

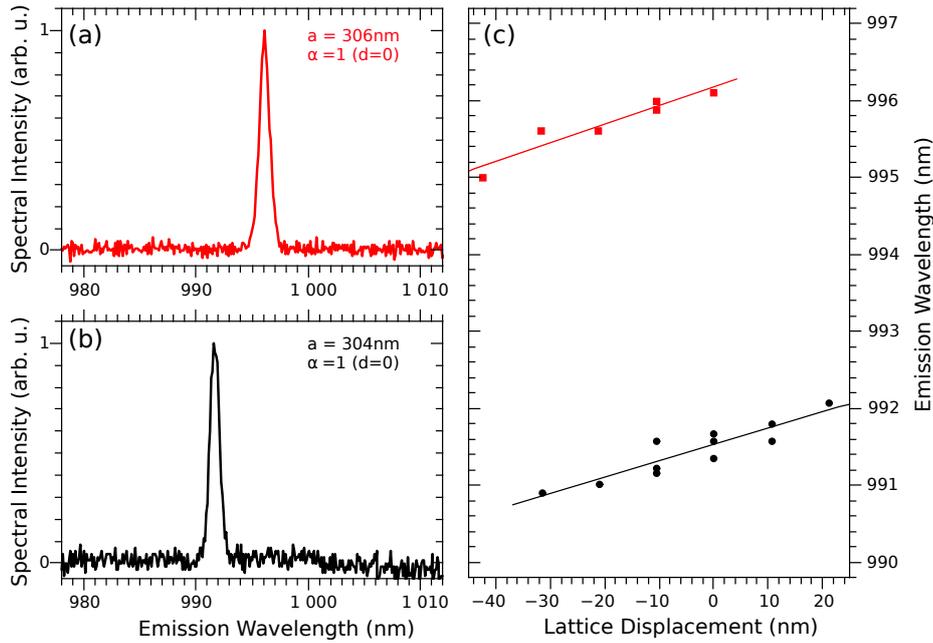


FIGURE 7.4 – (Issue de [A10]) Spectres expérimentaux de laser DFB avec déformation affine : spectre typique pour un paramètre de maille de (a) 304 nm et de (b) 306 nm, en l’absence de déformation affine ; (c), Evolution de la longueur d’onde émise pour les deux paramètres de mailles précédents, en fonction de la déformation affine (mesurée en terme de déplacement $d = (\alpha - 1)b$).

la longueur d’onde d’émission. En modifiant le paramètre de maille transverse, on obtient une variation d’environ 1 nm de la longueur d’onde d’émission, pour une variation du déplacement ($d = (\alpha - 1)b$) de 50 nm, soit une pente de 1/50. Comparé à la variation obtenue par modification globale du paramètre de maille (pente de 2,5), ce qui représente une amélioration du contrôle de la longueur d’onde de plus de 2 ordres de grandeur. Cela a permis de réaliser des barrettes intégrées de laser DFB, tous monomodes et désaccordés en fréquence [A10].

Cependant, les limitations de cette première approche sont visibles sur la figure 7.4(c). En réalisant plusieurs fois le même laser, avec la même déformation, nous obtenions à chaque fois une longueur d’onde différente, les variations pouvant atteindre jusqu’à plusieurs dixièmes de nanomètre. Ces variations sont dues aux effets de réinjection aux extrémités de notre laser : la cavité Fabry-Pérot parasite vient perturber le mode laser qui dévie du fonctionnement attendu et simulé dans le cas idéal d’un guide DFB de taille infinie.

Pour remédier à ce problème, nous avons mis sur pied une deuxième approche dite de *double déformation*, décrite sur la figure 7.2(c) page 73. Dans cette approche, le paramètre de maille transverse b et la taille du défaut w sont déformés de façon indépendante. La double déformation offre ainsi deux poignées de conception afin de contrôler simultanément la longueur d’onde d’émission et la sensibilité à la réinjection. Pour minimiser la sensibilité à la réinjection nous avons cherché à augmenter la discrimination modale. En effet, au niveau du point de repliement où se produit l’effet DFB, deux modes DFB orthogonaux co-existent. Afin de stabiliser le fonctionnement de notre structure sur un de ces deux

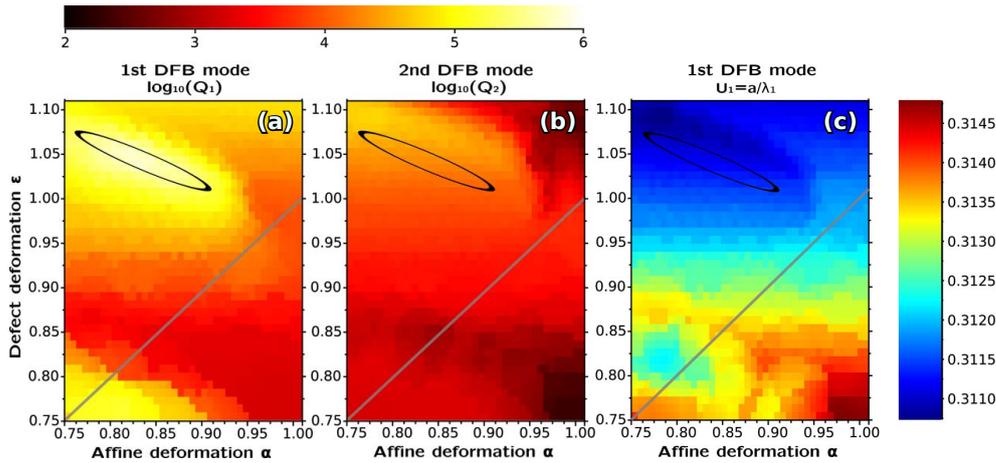


FIGURE 7.5 – (Issue de [A18]) Double déformation d’un guide à défaut photonique : Facteur de qualité du premier mode DFB (a), et du second (b), en échelle logarithmique ; (c) Fréquence réduite du premier mode DFB. La ligne grise indique la zone accessible en utilisant la déformation affine seule et l’ellipse noire la zone offrant une forte discrimination modale.

modes, nous avons cherché à maximiser la différence de pertes (ou ce qui revient au même de facteurs de qualité) entre ces deux modes.

Pour cela, nous avons mené des études systématiques à base de simulations FDTD 3D (*Finite Difference in Time-Domain* ou différences finies dans le domaine temporel, en 3 dimensions), permettant pour chaque couple de déformation affine (déformation de la maille transverse) et de déformation du défaut photonique, d’établir le facteur de qualité des deux modes DFB ainsi que leur fréquence réduite. La figure 7.5 montre ainsi l’évolution du facteur de qualité des deux modes DFB (figure 7.5(a) et 7.5(a)) ainsi que de la fréquence réduite du premier mode DFB (figure 7.5(c)) en fonction de la déformation affine de la maille transverse α et de la déformation du guide à défaut ϵ .

Une zone de forte discrimination modale (ellipse noire) assure un très fort facteur de qualité pour le premier mode DFB. Dans cette zone, le second mode DFB a un facteur de qualité plusieurs ordres de grandeur plus faible et subit ainsi des pertes beaucoup plus élevées. Dans cette zone, les effets de taille finie et de réinjection optique peuvent difficilement forcer la structure à fonctionner sur un autre mode que le premier mode DFB, celui-ci étant bien plus favorable que tous les autres modes possibles. En outre, cette zone correspond à un optimum large, dans lequel la fréquence réduite du premier mode DFB varie lentement et continûment avec les deux paramètres de déformation (figure 7.5(c)). On peut ainsi contrôler finement la longueur d’onde d’émission, tout en assurant un fonctionnement monomode. A titre de comparaison, l’espace de paramètre accessible grâce à la seule déformation affine (ligne grise), ne permet pas d’accorder la longueur d’onde d’émission tout en discriminant les deux modes DFBs.

Pour valider expérimentalement ces structures, nous avons intégré au sein d’une même membrane active plusieurs barrettes de lasers DFB régulièrement espacés en fréquence (voir figure 7.6(a) page ci-contre). Ces structures ont été réalisées avec un paramètre de

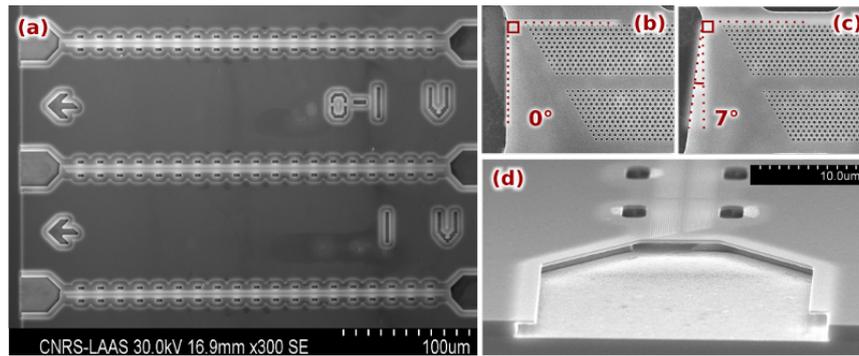


FIGURE 7.6 – (Issue de [A18]) Barrette de laser DFB à cristaux photoniques sur membrane Ga(In)As : (a) vue de dessus d’une partie de la barrette (les parties claires sont suspendues) ; (b) et (c) détail des fins de membrane et des fins de guide à défaut utilisés pour l’étude de la tenue à la réinjection optique ; (d) vue de la face de sortie du laser membranaire.

déformation du guide de $\epsilon = 1,04$ et différents paramètres de déformation affine, afin de faire varier la longueur d’onde d’émission, tout en restant dans la zone de forte discrimination modale. L’émission typique de ces lasers est présentée sur la figure 7.7 page suivante.

Afin de faire varier la réinjection optique, les mêmes structures ont été fabriquées en plusieurs exemplaires avec différentes géométries de facettes (figure 7.6(b) et 7.6(c)) qui maximisent la réinjection optique (facettes perpendiculaires au guide) ou la minimisent (facettes inclinées). La figure 7.8 page 79 montre l’évolution de la longueur d’onde émise avec le paramètre de déformation pour deux niveaux de réinjection optique. Même en présence de très forte réinjection (carrés noirs), la longueur d’onde mesurée dévie de la prédiction théorique (ligne rouge) d’à peine 200 pm.

Cette démonstration de principe a ouvert la voie à de nouvelles études (qui constituaient le cœur du projet ANR MIDAS et de la thèse de Brice Adelin). L’objectif est de ces études était de proposer une alternative à la technique classique de spectroscopie de gaz par diode laser accordables TDLAS (Tunable Diode Laser Absorption Spectroscopy). Cette dernière nécessite d’accorder continûment et sans saut de mode une diode laser sur une très large plage d’accord spectral. Notre approche est de remplacer cette diode laser par une barrette de diodes laser monomodes décalées en longueur d’onde et accordables sur des plages spectrales restreintes. En intégrant N laser monomodes régulièrement répartis dans la gamme spectral à couvrir, on réduit du même facteur N la gamme d’accord nécessaire pour chacun des lasers de la barrette. On troque ainsi on problème d’accordabilité monomode large gamme par un problème d’intégration photonique.

Pour cela nous avons dû transférer notre approche de guide à défaut photonique déformé depuis les laser membranaires sur Ga(In)As pompés optiquement (émettant autour de $0,9\ \mu\text{m}$) à des laser massifs sur Ga(In)AlSb, pompés électriquement et émettant dans le moyen infrarouge ($2,3$ à $2,6\ \mu\text{m}$), gamme d’intérêt pour la spectroscopie de gaz.

Cela a nécessité un double travail : technologique d’une part pour mettre au point la gravure profonde de cristaux photoniques dans les matériaux GaAs et GaSb [A20], [CA33], [123, 125, 11, 124] et théorique d’autre part pour étudier de nouvelles géométries de guides à défaut plus adaptées au pompage électrique [124]. En particulier, il a été nécessaire de

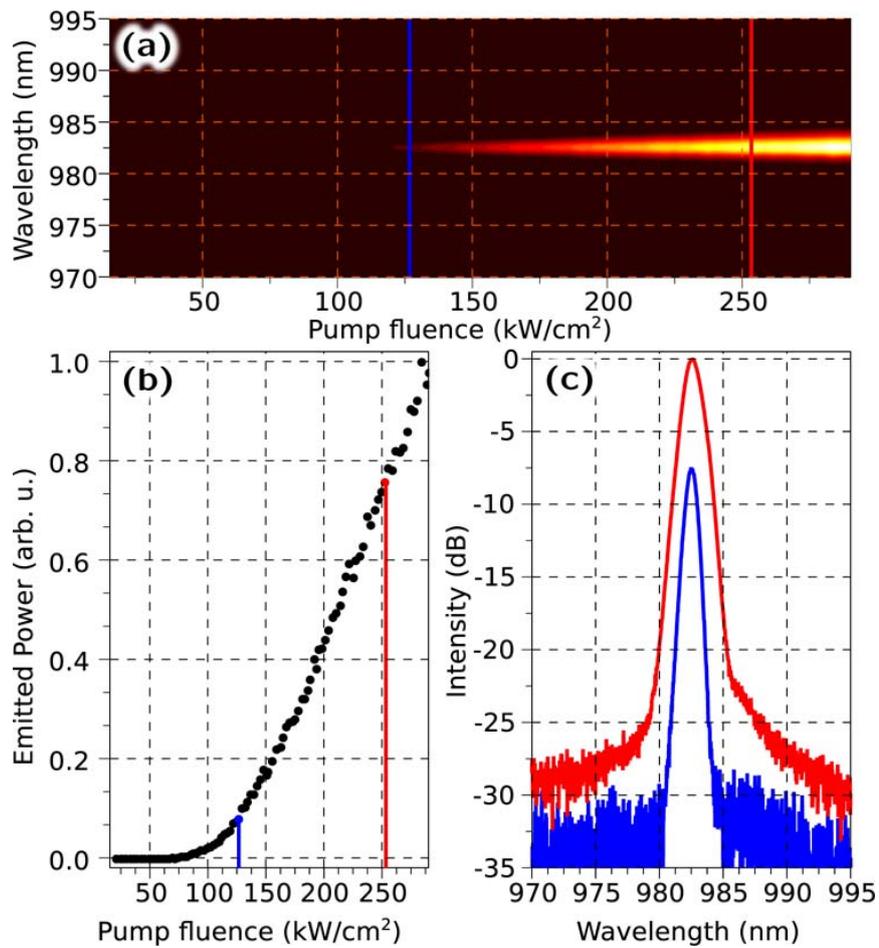


FIGURE 7.7 – (D’après [A18]) Emission typique d’un laser DFB à double déformation sous pompage optique : (a) Spectre en fonction de la puissance de pompe ; (b) Puissance totale émise en fonction de la puissance de pompe et (c) Spectres au seuil (bleu) et à deux fois le seuil (rouge).

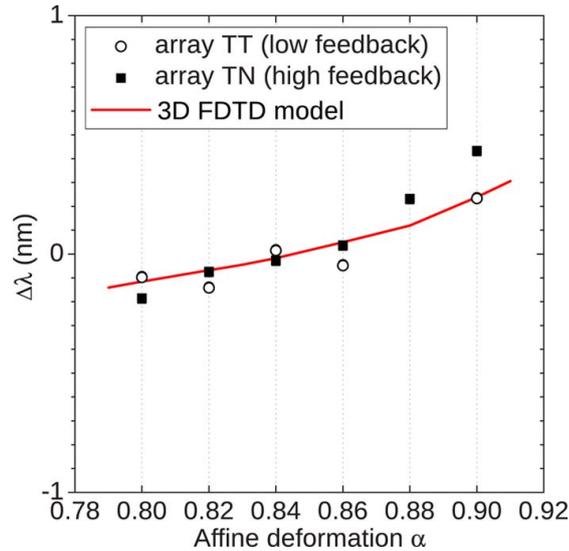


FIGURE 7.8 – (D’après [A18]) Longueurs d’onde émises par les différents laser à double déformation : prédiction théorique (ligne rouge), structures avec forte réinjection (carrés noirs) et avec faible réinjection (ronds blancs).

travailler avec des guides à défauts plus larges que sur membrane à pompage optique : au lieu des guides $W3$ (omission de trois rangées de trous), nous avons étudié des guides $W5$ et $W7$ [124],[A35]. En outre, le pompage électrique a nécessité l’emploi d’un empilement de type diode plus épais et moins confinant que l’empilement de type membrane utilisé précédemment. Cela a rendu l’étude de l’ingénierie de la maille cristalline particulièrement compliquée. En effet, celle-ci requière un grand nombre de simulations (tridimensionnelles, de type FDTD) pour les différentes géométries envisagées, avec une détection précise, fiable et automatique des modes présents et de leurs caractéristiques (facteur de qualité notamment). Or ces simulations sont nettement plus exigeantes en termes de ressources pour les structures épaisses et larges que nous devons dorénavant étudier. De plus, la densité de mode dans ce type de guide est plus élevée, ce qui a rendu la détection automatique et l’analyse systématique particulièrement délicate. Des stratégies innovantes ont ainsi été mises en place durant la thèse de Brice Adelin pour la définition des cellules de calcul, la géométrie et le spectre des sources d’excitation mais aussi pour les méthodes de détection des modes excités[124].

Cette double étude théorique et expérimentale a permis de démontrer des barrettes de diodes laser émettant dans le moyen infrarouge, entièrement définie par cristaux photoniques et émettant à des longueurs d’ondes régulièrement espacées[A35], [CA82], [CA81], [CA85], [CA76]. La figure 7.9 page suivante montre le type de laser DFB étudié, fabriqué et caractérisé au cours de ces études. Un aller-retour continu entre modélisation et fabrication a ainsi été nécessaire afin de trouver un point de fonctionnement satisfaisant du point de vue théorique et réalisable compte-tenu des contraintes technologiques. Un exemple de ce dialogue est le choix de la profondeur des trous des cristaux photoniques (voir figure 7.9(b) page suivante) assurant un bon facteur de qualité pour le mode laser (mode a) et une bonne sélectivité par rapport au second mode DFB (mode n) tout en

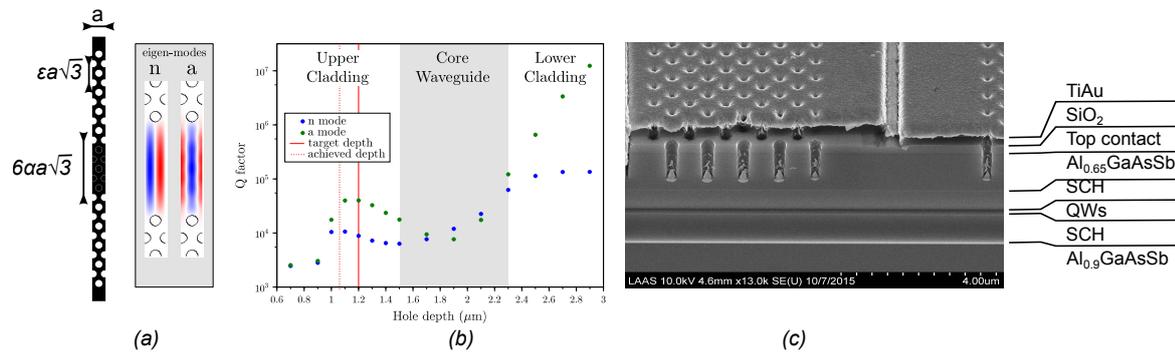


FIGURE 7.9 – (Issue de [A35]) Barrette de laser DFB à cristaux photoniques pompés électriquement sur GaSb : (a) maille élémentaire du guide et les deux modes DFB supportés ; (b) étude du facteur de qualité des deux modes DFBs en fonction de la profondeur de gravure des cristaux photoniques dans l’empilement (c) image MEB de la face clivé d’un des laser DFB de la barrette.

restant dans des profondeurs atteignables par la gravure profonde multi-cycle que nous avons mis au point.

Les caractéristiques de la barrette laser ainsi fabriquée (voir figure 7.10 page suivante) montre des seuils marqués et des spectres étroits avec un SMSR de l’ordre de 30 dB. Les différents laser émettent à des longueurs d’onde régulièrement espacées, qui devraient permettre la mise en œuvre de notre approche de spectroscopie multiplexée avec plusieurs sources.

Comme résultat préliminaire, nous avons utilisé un des lasers de la barrette, pour réaliser des mesures TDLAS classiques (voir la figure 7.11 page ci-contre). Ces résultats très encourageants montrent que les propriétés d’émission (qualité spectrale et accordabilité notamment) sont compatibles avec les prérequis de la mesure de spectre d’absorption.

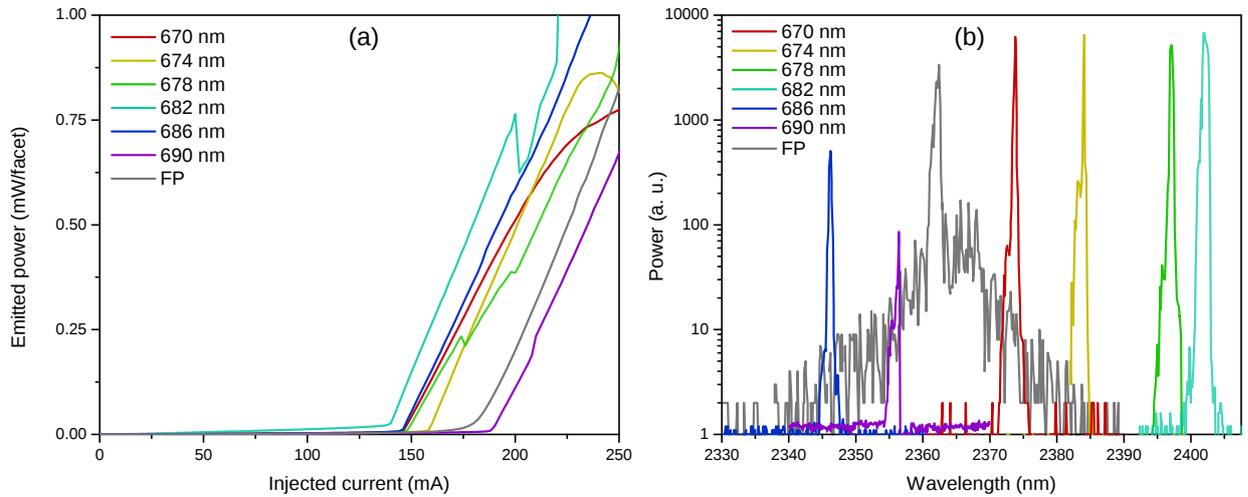


FIGURE 7.10 – (Issue de [A35]) Barrette de laser DFB à cristaux photoniques pompés électriquement sur GaSb : (a) puissance émise en fonction du courant injecté, pour le laser Fabry-Pérot de référence (FP) et les lasers avec différents paramètres de maille ; (b) spectre correspondant pour un courant de 200 mA. Mesures en régime continu à température ambiante (20 °C).

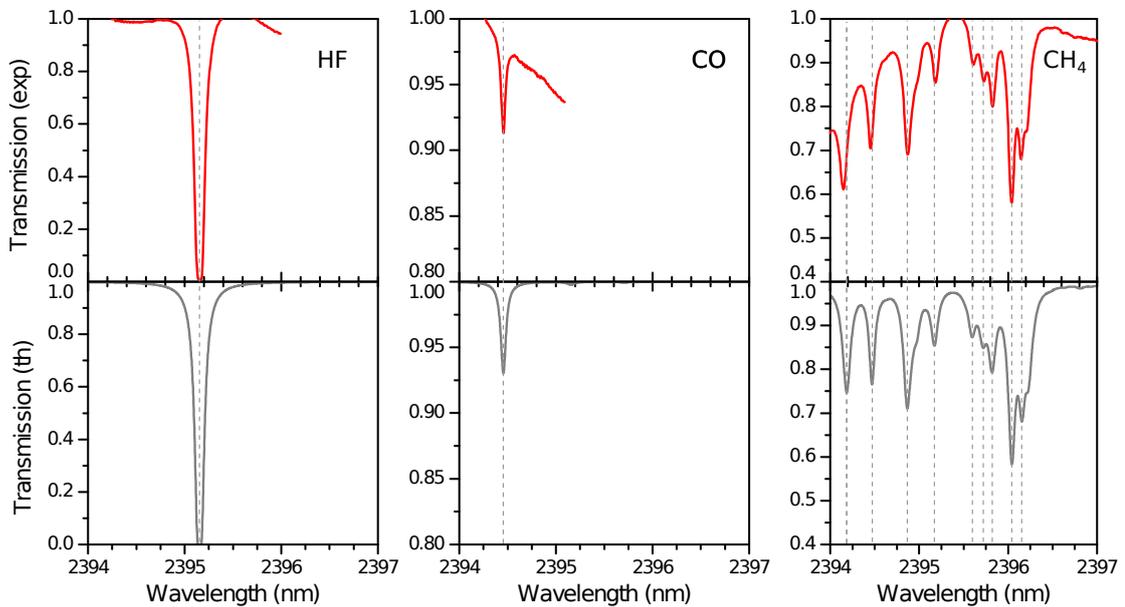


FIGURE 7.11 – (D'après [A35]) Barrette de laser DFB à cristaux photoniques pompés électriquement sur GaSb : (haut) Mesure expérimentale d'absorption par TDLAS avec les lasers fabriqués ; (bas) spectre d'absorption de référence (Hitran-PC).

7.2 Autocollimation Mésoscopique et cristaux photoniques multifonctionnels

Outre les structures de guides à défaut photonique, nous étudions aussi de nouveaux concepts de guidage optique dans des cristaux photoniques parfaits (c'est à dire sans utiliser de défaut photonique). Ces études constituaient le cœur du projet CLAC que j'ai coordonné et de la thèse de Julien Campos[126]. L'objectif était d'obtenir et d'étudier l'effet laser dans un cristal photonique à autocollimation. Contrairement à nos études précédentes sur les lasers DFB où le guidage était tout à fait similaire à ce qui existe déjà dans les approches classiques d'optique guidée, nous exploitons ici un effet purement photonique.

7.2.1 Autocollimation dans les cristaux photoniques

L'autocollimation dans les cristaux photonique a été initialement proposée et démontrée expérimentalement par Kosaka en 1999[127].

Le principe de base, décrit sur la figure 7.12 est lié à la forme des courbes isofréquences. Une courbe isofréquence décrit l'ensemble des vecteurs d'onde qui sont solution des équations de Maxwell à une fréquence réduite donnée. Elle est l'équivalent pour les cristaux photoniques de l'ellipsoïde des indices plus couramment employé en optique dans les milieux anisotropes. L'intérêt essentiel d'une courbe isofréquence est qu'elle permet de décrire la propagation de l'énergie dans le cristal photonique à une fréquence réduite donnée. En effet, le vecteur de Poynting, qui régit la propagation de l'énergie lumineuse, est toujours normal à la courbe isofréquence.

Dans le cas classique des milieux massifs habituels (figure 7.12(a), cas A_1 de défocalisation), la courbe isofréquence est concave et lorsque le faisceau contient plusieurs vecteurs d'ondes (c'est à dire n'est pas une onde plane) l'énergie lumineuse s'étale au cours de sa propagation. Dans les cristaux photoniques, on peut aussi observer différentes configurations, en fonction de la géométrie du cristal, de la fréquence réduite et des vecteurs d'onde considérés. Ainsi, lorsqu'une courbe isofréquence présente une zone localement plate (figure 7.12(a), cas B), l'énergie lumineuse se propage sans divergence latérale, toujours selon

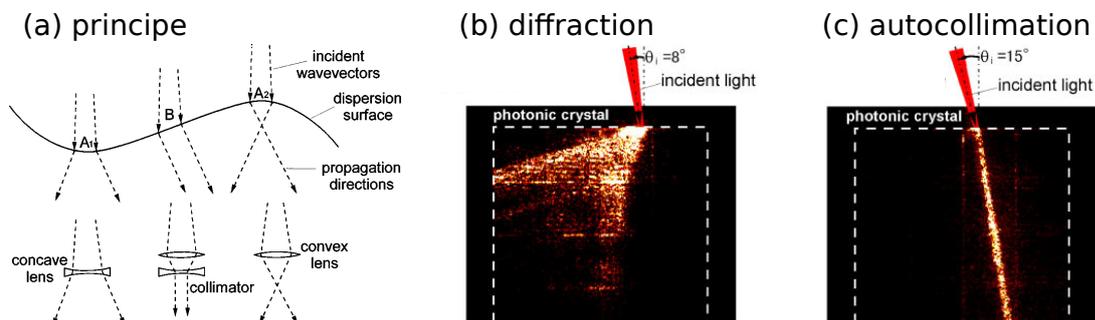


FIGURE 7.12 – D'après [127] : (a) en fonction de la courbure des courbes isofréquences, un cristal photonique peut se comporter comme un milieu défocalisant (A_1), autocollimatant (B) ou focalisant (A_2) ; (b) démonstration expérimentale d'un cristal photonique en régime de diffraction de type superprisme et (c) en régime d'autocollimation.

la normale à la courbe isofréquence. A l'inverse, si la courbe isofréquence est localement convexe (figure 7.12(a), cas A_2 de focalisation), un faisceau lumineux se propagera non pas en s'étalant, mais en se focalisant. Un point clef de l'autocollimation dans les cristaux photoniques et démontré expérimentalement (figure 7.12(c)) est la capacité à propager sur de grandes distances des faisceaux de petite taille sans la moindre diffraction, c'est à dire sans le moindre étalement transverse de l'énergie. L'avantage de ce régime de propagation, par rapport à de la propagation guidée dans un guide réfractif ou un guide à défaut photonique, c'est justement l'absence de guide : le faisceau peut être injecté en un point arbitraire le long de la dimension transverse, il se propagera de la même façon.

Nous avons ainsi, durant la thèse de Julien Campos et le projet CLAC cherché à exploiter l'autocollimation comme principal phénomène de guidage pour la fabrication de structures laser, en reprenant l'architecture membranaire développée pour l'étude des laser DFB à cristaux photoniques. Il y avait un grand nombre d'attrait pour cette approche :

- Elle ne présente aucun équivalent en optique guidée classique (contrairement aux structures DFB).
- L'autocollimation étant sélective spectralement (la courbe isofréquence n'a la bonne forme que pour certaines fréquences réduites), on peut espérer l'utiliser pour sélectionner la longueur d'onde d'émission du laser.
- Intrinsèquement, l'autocollimation est d'autant meilleure que le profil transverse du faisceau est large et lisse : elle tend à défavoriser les hautes fréquences spatiales et donc à favoriser des modes à même d'offrir des lasers de forte brillance. Elle tend naturellement à contrebalancer l'apparition de points chauds le long du profil transverse du faisceau laser.

Nos premières études théoriques ont montré que nous pouvions, sur nos membranes actives, obtenir des structures à autocollimation dans la gamme de longueur d'onde d'émission pour des dimensions tout à fait comparables à celles réalisées précédemment. Ainsi pour un cristal photonique à maille hexagonale avec une géométrie similaire à celle utilisée pour les laser DFBs, les courbes isofréquences (voir la figure 7.13 page suivante) obtenues par une méthode de décomposition en ondes planes[128] (PWEM plane wave expansion method) font apparaître des régimes d'autocollimation sur la première bande (courbe bleue sur la figure 7.13(a)) et la deuxième bande (courbe rouge sur la figure 7.13(b)). Dans chaque cas, l'autocollimation pourra se produire dans 6 directions différentes (figure 7.13(c)), selon les directions de haute symétrie de la maille du cristal photonique (en direction des côtés ou de sommet de la maille hexagonale).

Notre objectif initial étant de réaliser une structure laser, nous avons cherché à minimiser le nombre de directions où se produit l'autocollimation, afin de limiter les possibilités de pertes dans toutes les directions autre que celle qui sera pompée optiquement. Une maille carrée permet ainsi d'obtenir des résultats similaires, mais avec seulement 4 directions possibles d'autocollimation (figure 7.14 page suivante).

Les fréquences réduites étant similaires à celles utilisées dans nos laser DFBs, les tailles typiques seront aussi les mêmes et nous pouvons ainsi reprendre les procédés technologiques de fabrication mis en place précédemment. Des premières structures ont ainsi été réalisées (figure 7.15(a) page 85), mais ont montré une durée de vie des plus limitée sous pompage optique, à cause de seuils de pompage très élevés et un échauffement néfaste

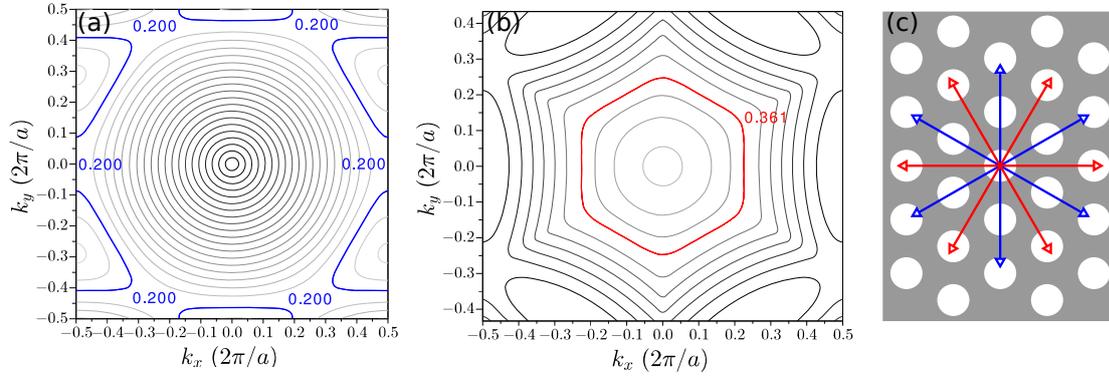


FIGURE 7.13 – Autocollimation dans un cristal photonique à maille hexagonale sur membrane de GaAs : courbes isofréquences sur la première bande (a) et la deuxième bande (b). Pour deux fréquences réduites (une par bande, en rouge et en bleu), 6 directions de propagation autocollimatée apparaissent (c).

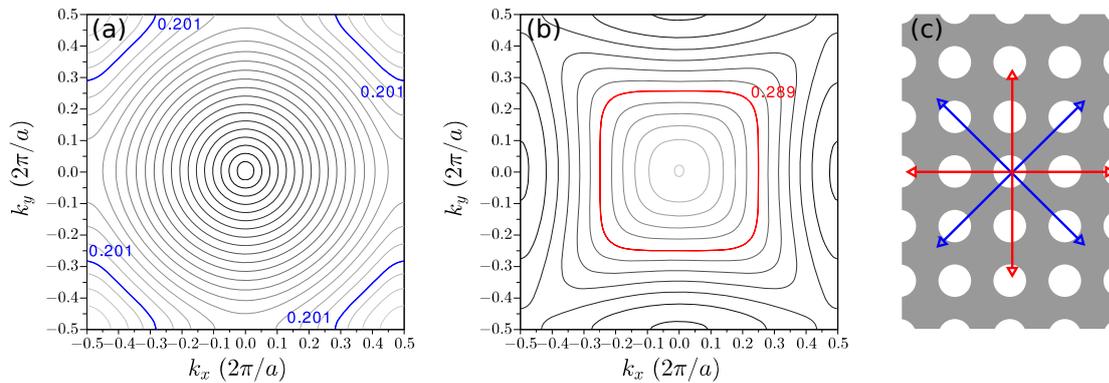


FIGURE 7.14 – Autocollimation dans un cristal photonique à maille carrée sur membrane de GaAs : courbes isofréquences sur la première bande (a) et la deuxième bande (b). Pour deux fréquences réduites (une par bande, en rouge et en bleu), 4 directions de propagation autocollimatée apparaissent (c).

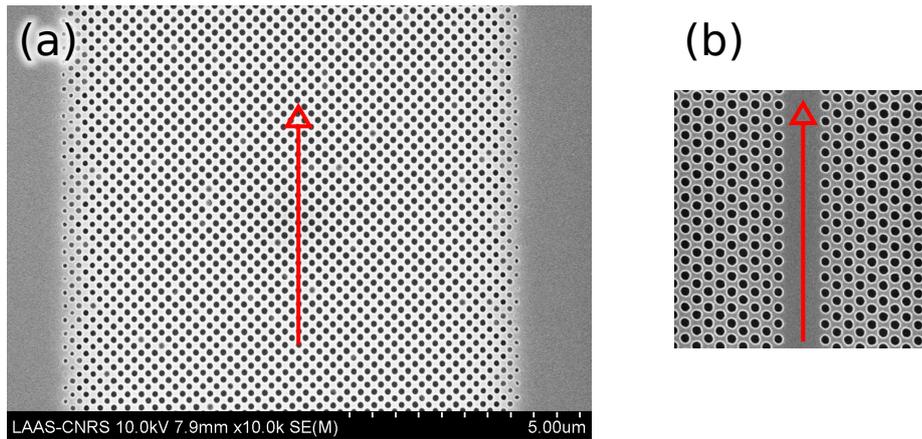


FIGURE 7.15 – Structure laser à autocollimation sur membrane de GaAs : structure à autocollimation réalisée (a) comparaison avec les structures de type DFB (b). La flèche rouge indique la position et la direction de propagation du mode laser.

de la membrane. En effet, dans les structures précédentes de type DFB, le mode laser et le pompage optique sont situés dans le défaut photonique (figure 7.15(b)), c'est à dire dans une partie préservée de la membrane où il n'y pas de trous. Dans les structures à autocollimation, le pompage se fait en plein milieu du cristal photonique, et de nombreux porteurs générés sont piégés à la surfaces des trous par recombinaison non-radiative et participent à l'échauffement de la structure. La recombinaison non-radiative de surface étant particulièrement efficace sur GaAs[129], le gain disponible pour le mode laser est fortement réduit (d'où des seuils élevés) et l'élévation de température importante.

Pour pallier cette difficulté inhérente à notre approche de laser à autocollimation, nous avons suivi une double approche. D'une part, nous avons étudié la passivation électronique du GaAs pour limiter les recombinaisons surfaciques : passivation électronique à base de soufre ou d'azote en milieu aqueux[126], travaux que je ne présenterai pas ici. D'autre part, nous avons cherché de nouvelles géométries permettant d'obtenir l'autocollimation tout en préservant des zones non structurées les plus longues possibles pour préserver le gain optique. L'idée première de cette approche est d'alterner des zones non structurées où le faisceau s'étale librement avec des zones à cristal photonique fonctionnant en régime de focalisation afin de compenser l'étalement. En effet, comme on peut le constater sur la figure 7.16(a) page suivante, au delà de la fréquence d'autocollimation, le cristal photonique précédemment utilisé présente une large plage de fonctionnement en régime de focalisation (en vert). En créant une structure mésoscopique qui alterne des sections de ce cristal photonique avec des sections de membrane non structurée (figure 7.16(b)), nous devrions pouvoir obtenir un faisceau se propageant en moyenne sans étalement latéral, un régime que nous avons baptisé *autocollimation mésoscopique*.

7.2.2 L'autocollimation mésoscopique

Lorsque nous avons pris le parti d'étudier des structures mésoscopiques pour obtenir un régime d'autocollimation, les travaux dans ce domaine étaient peu nombreux. Rien n'in-

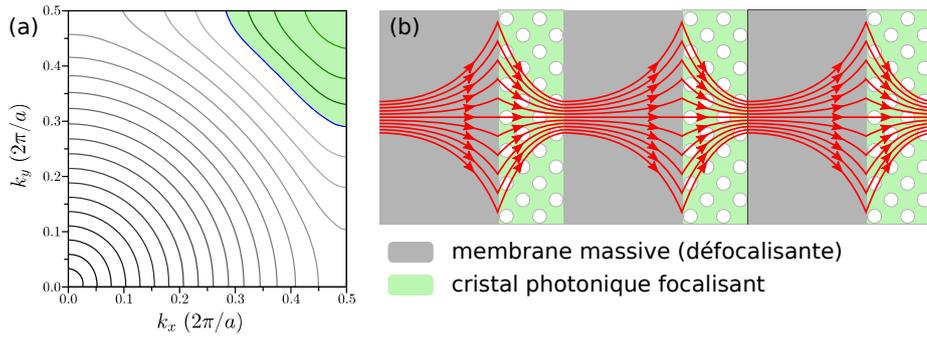


FIGURE 7.16 – Autocollimation mésoscopique : (a) courbes isofréquences pour un cristal photonique à maille carrée avec régime de focalisation (en vert) ; principe de l'autocollimation mésoscopique : une alternance de sections de membrane non-structurée à dispersion normale (en gris) et de sections de cristaux photoniques en régime de focalisation assure une propagation moyenne sans dispersion latérale.

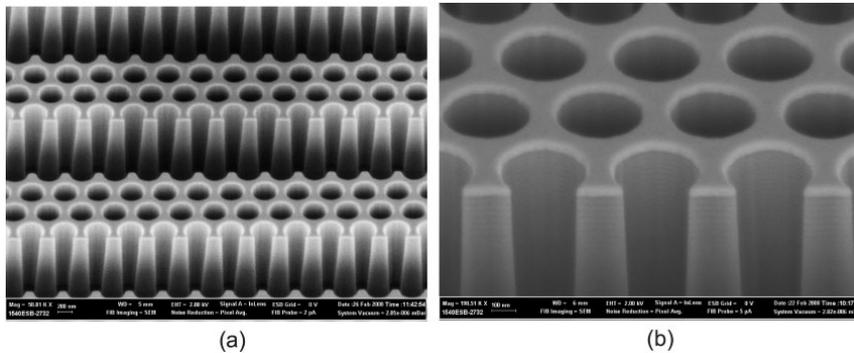


FIGURE 7.17 – Figure issue de [130] : une alternance d'air ($n = 1$) et de cristaux photoniques simulant un indice de phase de $n_{PhC} = -1$ permet l'obtention d'une autocollimation mésoscopique.

diquait que nous pouvions réellement obtenir le régime d'autocollimation mésoscopique où les dispersions latérales dans une section non-structurée et dans une section à cristaux photoniques se compensent parfaitement. Les seuls travaux sur des structures similaires étaient même plutôt pessimistes. En effet, l'équipe de Mocella avait étudié des structures alternant des sections d'air avec des sections à régime de focalisation[130] (voir la figure 7.17).

Selon leur étude, l'obtention d'un régime d'autocollimation était soumis à des contraintes très fortes. Les sections d'air et de cristaux photoniques devaient ainsi être de même longueur physique et posséder des indices de phase opposés afin d'obtenir un régime d'indice de phase moyen quasi-nul[130].

Nous avons en fait pu démontrer que ces conditions étaient arbitrairement trop limitatives et que l'indice de phase ne jouait pas de rôle direct dans l'obtention de l'autocollimation mésoscopique[131].

En effet, comme illustré sur la figure 7.18 page ci-contre, lorsque l'on considère la propagation d'un faisceau à une fréquence réduite donnée u_0 et dans une direction $\vec{k} = k_x \vec{e}_x + k_y \vec{e}_y$ donnée, l'indice de phase correspond à la distance entre le centre du dia-

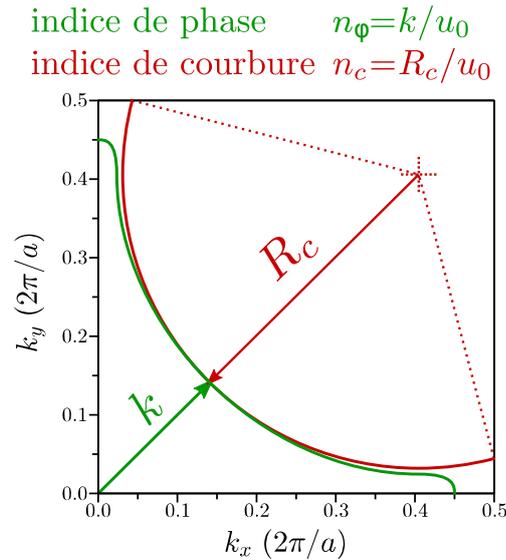


FIGURE 7.18 – Indice de courbure : pour une isofréquence à une fréquence réduite u_0 et un vecteur d'onde central k , l'indice de phase $n_\varphi = k/u_0$ ne détermine pas la dispersion latérale du faisceau. Celle-ci est dictée par l'indice de courbure $n_c = R_c/u_0$ où R_c est le rayon de courbure de l'isofréquence au point considéré.

gramme de dispersion¹ et le point \vec{k} considéré, divisé par la fréquence réduite (en vert sur la figure 7.18) : $n_\varphi(\vec{k}, u_0) = |\vec{k}|/u_0$. Cet indice de phase n'est en rien lié au rayon de courbure local R_c de la courbe isofréquence au point \vec{k} (en rouge sur la figure 7.18) qui est le paramètre clef régissant la dispersion latérale du faisceau. En effet, les études menées durant le projet CLAC en partenariat avec Emmanuel Centeno de l'université Blaise Pascal ont permis de montrer que la dispersion latérale était régie par un *indice de courbure* $n_c = R_c/u_0$, directement déduit du rayon de courbure.

Pour un matériau homogène isotrope, l'indice de phase et l'indice de groupe sont égaux : $n_c(u) = n_\varphi(u) = n(u)$ où $n(u)$ est l'indice optique du matériau considéré.

En revanche, pour des cristaux photoniques, l'indice de courbure $n_c(u)$ est sans rapport direct ni avec l'indice de phase $n_\varphi(u)$, ni avec l'indice optique du matériau hôte $n(u)$.

Une analogie peut être faite avec la propagation de paquets d'onde dans un milieu dispersif : ce n'est pas l'indice de phase qui régit leur propagation, mais l'indice de groupe qui découle des variations locales de l'indice de phase entre les différentes fréquences composant le paquet d'onde. Ici, la situation est similaire, mais en lieu d'un paquet d'onde fréquentiel, nous avons un paquet d'onde angulaire et l'indice de courbure joue un rôle similaire à l'indice de groupe.

Nous avons ainsi pu établir [A22], [132] que les conditions d'obtention de l'autocollimation mésoscopique étaient très permissives, vu qu'il suffit de vérifier :

1. Ceci n'est rigoureusement vrai que sur la première bande du cristal photonique. Sur une bande $N > 1$, il est nécessaire de prendre comme origine le centre de la $N^{\text{ième}}$ zone de Briouillon.

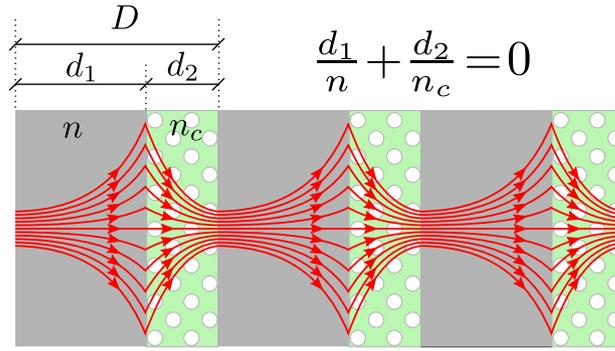


FIGURE 7.19 – Conditions d’obtention de l’autocollimation mésoscopique : la courbure moyenne accumulée sur une méso-période D doit être nulle.

$$\frac{d_1}{n} + \frac{d_2}{n_c} = 0 \text{ ou de façon équivalente } \frac{n_c}{n} = -\frac{d_2}{d_1} \quad (7.1)$$

où d_1 et d_2 représentent respectivement les longueurs des zones homogènes et des zones focalisantes à cristaux photoniques, n est l’indice de phase du matériau homogène et n_c l’indice de courbure dans les zones focalisantes (voir la figure 7.19). Cette équation traduit que la courbure accumulée sur une période de la structure doit être nulle. Elle permet de constater deux propriétés très particulières de l’autocollimation mésoscopique. Tout d’abord, seuls l’indice de phase dans les sections homogènes et l’indice de courbure dans les sections à cristaux photoniques rentrent en jeu. L’autocollimation mésoscopique ne dépend donc pas de l’indice de phase dans les sections à cristaux photoniques, qu’il est possible de choisir de façon arbitraire. Ensuite, cette condition est indépendante de la méso-période $D = d_1 + d_2$, vu que seules les longueurs relatives des deux sections comptent. On peut donc choisir aussi de manière arbitraire la période de la structure mésoscopique. Ces deux propriétés permettent de concevoir des structures à autocollimation mésoscopique avec une grande marge de manœuvre.

Nous avons ainsi apporté un éclairage nouveau sur un domaine relativement récent de l’autocollimation mésoscopique. En particulier, le concept d’*indice de courbure* permet de modéliser simplement la propagation dans ces structures mésoscopiques très complexes [A22], [CA49]. Cela nous a permis de prévoir que l’autocollimation mésoscopique ne se limitait pas aux structures d’indice moyen quasi-nul majoritairement constituées d’air [130] et que l’on pouvait concevoir des structures comprenant majoritairement du matériau potentiellement actif [A22]. La figure 7.20 page ci-contre présente ainsi la simulation de la propagation d’un faisceau de lumière dans une membrane de GaAs non structurée (figure 7.20(a)) et dans une membrane à autocollimation mésoscopique (figure 7.20(b)) constituée à 97% de matériau massif et potentiellement actif.

Durant le projet CLAC, nous avons finalement observé l’effet laser dans de telles structures sans pour autant arriver à le relier de façon univoque à un effet d’autocollimation mésoscopique [CA37], [CS28], [CS24].

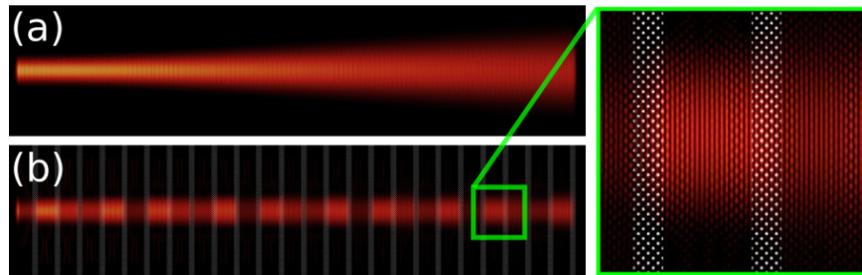


FIGURE 7.20 – [Issue de [A22]] Autocollimation méscopique dans une structure composée à 97% de matériau massif (simulations FDTD) : (a) propagation libre dans le matériau massif; (b) propagation autocollimatée dans une structure alternant 3/4 de matériau massif et 1/4 de cristal photonique (maille carré; 12% de facteur de remplissage en trous).

7.2.3 Cristaux photoniques multifonctionnels

Ces premières études sur l'autocollimation méscopique ont ouvert la voie à un vaste domaine, celui des cristaux photoniques multifonctionnels. En effet, les conditions d'obtention de l'autocollimation méscopique étant très permissives, il est possible de concevoir des systèmes d'optique intégrée qui associent l'autocollimation méscopique à d'autres propriétés optiques, comme la lumière lente[A22] ou les balles de lumière (light bullets en anglais) en régime linéaire[132]. Cette étude fait l'objet d'une collaboration toujours en cours avec l'université polytechnique de Bari (Italie) et constitue une part importante du travail de thèse de Giovanni Magno, étudiant de l'université de Bari que nous avons accueilli au laboratoire et encadré durant une partie de sa thèse.

Nous avons ainsi initialement cherché à combiner l'autocollimation méscopique avec le contrôle des propriétés de transmission et de réflexion de structures à autocollimation méscopique[A29],[CA62],[CA58]. L'idée est de considérer la structure à autocollimation présentée sur la figure 7.19 page précédente à deux niveaux différents :

- A l'échelle microscopique nous cherchons à assurer l'autocollimation méscopique, c'est à dire à vérifier l'équation 7.1, ce qui impose des contraintes sur le rapport des indices de courbures n et n_c et celui des tailles des zones.
- A l'échelle méscopique, nous cherchons à assurer soit une condition d'antireflet, soit une condition de haute réflectivité. Dans les deux cas, cela impose essentiellement des contraintes sur la période de la structure méscopique $D = d_1 + d_2$ ainsi que sur les indices de phase n et n_φ des sections homogènes et des sections focalisantes.

Il existe ainsi une infinité de géométries qui permettent de vérifier simultanément ces deux jeux de contraintes pour une même fréquence réduite u . De plus, l'identification de ces solutions reposent sur des modélisations très rapides de cristaux photoniques infiniment périodiques couplées à des équations analytiques[A29]. Nous avons pu ainsi concevoir des structures assurant l'autocollimation méscopique sans réflexion parasite aux nombreuses interfaces, comme cela est présenté sur la figure 7.21 page suivante.

Dans cette structure, plus de 99% de l'énergie incidente est transmise (figures 7.21(a) et 7.21(c)) et le faisceau ne subit quasiment pas d'étalement latéral (figure 7.21(b)), l'élar-

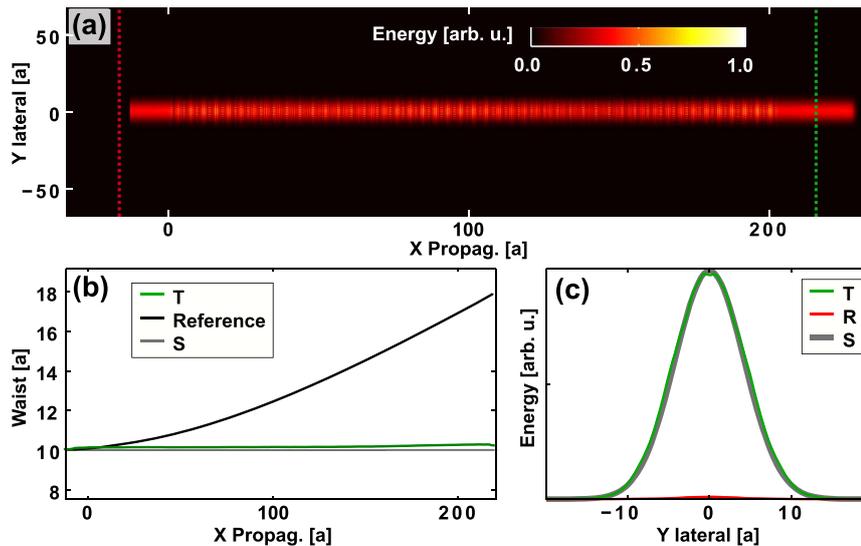


FIGURE 7.21 – [Issue de [A29]] Autocollimation méso-copique dans une structure antireflet : (a) Cartographie d'intensité du champ se propageant dans la structure à autocollimation présente entre les positions $x=0$ et $x=200a$, les pointillés indiquent les zones de mesure des faisceaux transmis (vert) et réfléchis (rouge); (b) évolution du waist du faisceau transmis (vert), comparé à une propagation de référence dans le matériau massif (noir) et au waist de la source excitatrice (gris); (c) profil transverse d'énergie au niveau de la source (gris), du faisceau transmis (vert) et du faisceau réfléchi (rouge).

gissement étant essentiellement dû à la propagation dans le matériau massif avant l'entrée ($x < 0a$) et après la sortie ($x > 200a$) de la structure à autocollimation.

De même, en modifiant très légèrement cette géométrie, nous pouvons obtenir une structure à haute réflectivité, comme cela est présenté sur la figure 7.22 page suivante.

Cette nouvelle structure réfléchit plus de 99 % de l'énergie incidente (figures 7.22(a) et 7.22(b)) et l'évolution de l'énergie au sein de la structure (figures 7.22(c)) correspond bien à une décroissance exponentielle, comme attendu pour un miroir interférentiel. Il est par contre relativement difficile de juger de l'autocollimation du profil du faisceau, vu que celui-ci est entièrement réfléchi hors de la structure en quelques périodes seulement. Il est ainsi assez naturel de questionner la pertinence d'une telle structure. Elle est en fait double.

D'une part, cette structure est en fait très proche de celle offrant un bon antireflet, ce qui permet d'envisager de les intégrer au sein d'une même architecture de composant intégré sans accroître les difficultés technologiques. Nous avons ainsi deux blocs de base que l'on peut associer pour réaliser des architectures plus complexes entièrement à autocollimation : des guides à base de structures antireflet et des miroirs à base de structures à haute réflectivité.

D'autre part, en tant que telle, cette structure à haute réflectivité possède des propriétés uniques, du fait de l'autocollimation. En particulier, elle permet de refocaliser efficacement une onde sphérique contrairement aux empilement multicouches classiques : outre une très bonne réflectivité, elle refocalise le faisceau réfléchi, comme cela est illustré sur la figure 7.23 page 92. Cette simulation montre le vecteur de Poynting diffusé par un miroir

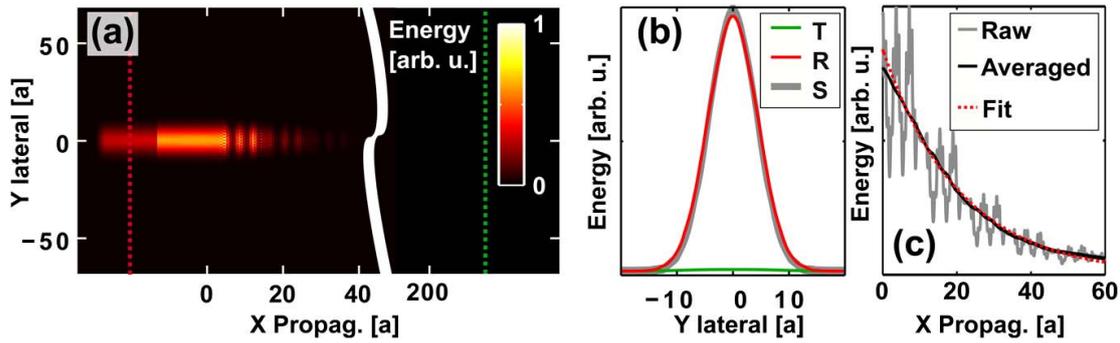


FIGURE 7.22 – [Issue de [A29]] Autocollimation mésoSCOPIQUE dans une structure à haute réflectivité : (a) Cartographie d'intensité du champ se propageant dans la structure à autocollimation présente entre les positions $x = 0$ et $x = 200a$, les pointillés indiquent les zones de mesure des faisceaux transmis (vert) et réfléchis (rouge); (b) profil transverse d'énergie au niveau de la source (gris), du faisceau transmis (vert) et du faisceau réfléchi (rouge); (c) Evolution de l'intensité au cours de la propagation dans la structure : données brutes (gris), moyennées sur une période (noir) et ajustement par un modèle de décroissance exponentielle (pointillés rouges).

à autocollimation, lorsque celui-ci est éclairé par un point source très proche (le miroir est situé sur la droite, chaque alternance de cristal photonique et de matériau massif étant représentée par un trait pointillé). On peut voir clairement l'effet de refocalisation à la fois sur l'intensité (figure 7.23(a)) et sur l'orientation (figure 7.23(b)) du vecteur de Poynting.

Cette propriété de refocalisation nous a permis de concevoir et d'étudier une cavité Fabry-Pérot 1D assurant un confinement 2D de la lumière [A27],[CA63]. Le schéma de principe de cette cavité est présenté sur la figure 7.24 page suivante : elle est constituée de deux miroirs à autocollimation mésoSCOPIQUE de part et d'autre d'une zone centrale faite de matériau massif. Lorsque cette cavité est excitée par la tranche, elle offre une réponse spectrale très piquée (facteur de qualité pouvant dépasser 10^4) que l'on peut ajuster en modifiant la taille de la zone centrale[A27].

Cette résonance spectrale correspond à un mode qui est confiné dans les deux directions (longitudinale x et transverse y), comme cela est clairement visible sur la figure 7.25 page 93. Le confinement longitudinal est tout à fait analogue à ce que l'on observe à la résonance dans une cavité Fabry-Pérot classique. Par contre, le confinement transverse est propre à l'effet de refocalisation offert par les miroirs à autocollimation mésoSCOPIQUE. Dans une cavité Fabry-Pérot classique avec des réflecteurs plan, ce confinement est absent. Il est à noter que ce confinement 2D est par nature très différent de celui que nous pourrions obtenir avec une cavité Fabry-Pérot confocale avec des miroirs concaves. En effet, ici les miroirs sont plans et il n'y a aucune contrainte de confocalité à respecter pour les deux miroirs. De plus, le confinement a lieu quelle que soit la position transverse y où se fait l'injection dans la cavité. Le confinement est en quelque sorte auto-aligné sur le faisceau injecté.

Notre collaboration actuelle avec l'université polytechnique de Bari vise à la démonstration expérimentale de ces prédictions théoriques.

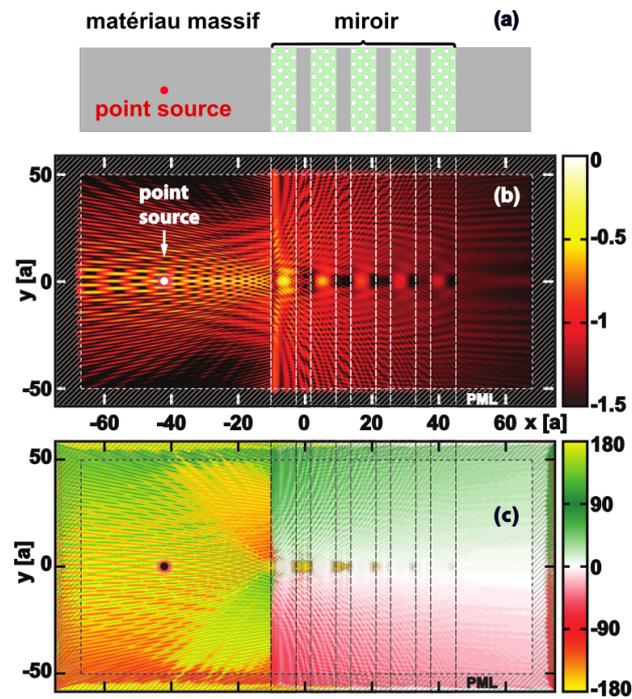


FIGURE 7.23 – (Issue de [A27]) Simulation FDTD de la réflexion d'un point source (à gauche) par un miroir à autocollimation mésoscopique (à droite) : (a) schéma de principe, (b) intensité (échelle logarithmique) et (c) orientation (angle en degré par rapport à la direction x) du vecteur de Poynting du champ diffusé par le miroir.

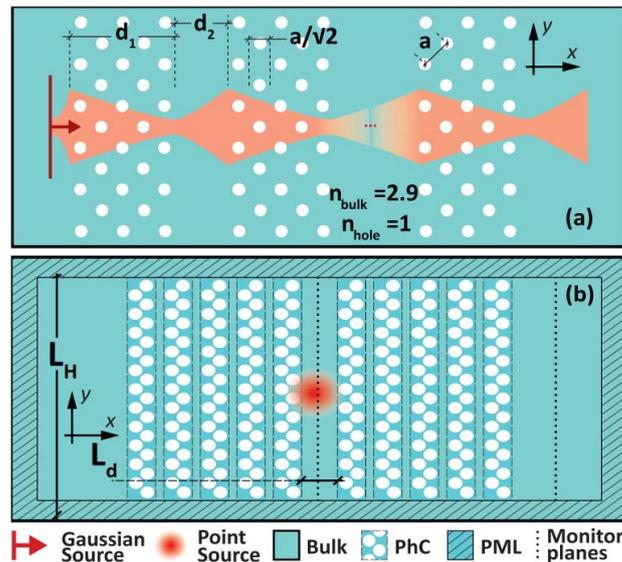


FIGURE 7.24 – (Issue de [A27]) Cavité Fabry-Pérot à autocollimation mésoscopique : (a) détail de la géométrie des miroirs à autocollimation mésoscopique, (b) géométrie générale de la cavité formée par deux miroirs en vis à vis.

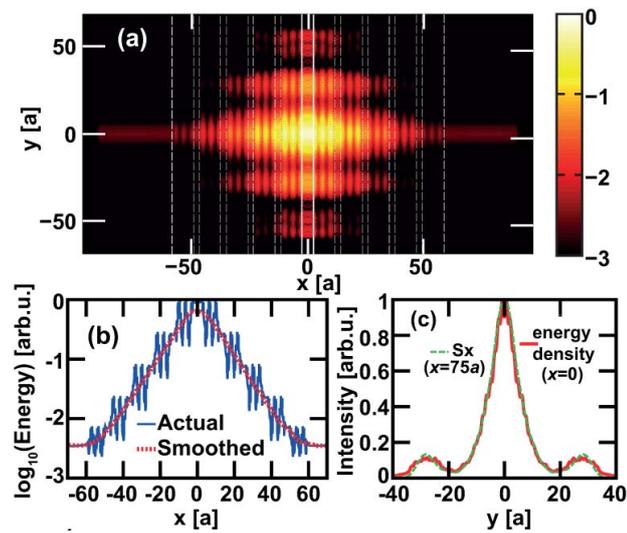


FIGURE 7.25 – (Issue de [A27]) Confinement 2D dans une cavité à autocollimation mésoscopique : (a) densité d'énergie au sein de la cavité à la résonance (échelle logarithmique), (b) profil longitudinal de la densité d'énergie, (c) profil transverse.

Chapitre 8

RÉSEAUX RÉSONNANTS : ANCIENS CONCEPTS ET IDÉES NOUVELLES

En parallèle des activités décrites précédemment sur les structures à cristaux photoniques, nous menons aussi des études sur les réseaux résonnants et notamment sur leur utilisation dans des applications de filtrage et de stabilisation en longueur d'onde. Ces deux pans d'activité partagent bien évidemment un socle commun : nous cherchons toujours à résoudre les équations de Maxwell, le plus souvent dans un milieu périodique et nous exploitons autant que possible l'invariance par changement d'échelle pour dériver des principes génériques que l'on peut appliquer dans différentes gammes de longueur d'onde.

Il y a cependant des différences notables entre les cristaux photoniques et les réseaux résonnants.

D'une part, du point de vue matériel, les cristaux photoniques reposent sur des forts contrastes d'indice, ce qui impose d'utiliser des matériaux à fort indice, des semiconducteurs le plus souvent. Dans notre cas, ces études sont menées soit sur GaAs, en s'appuyant sur les compétences et les moyens de croissance du LAAS, soit sur GaSb, en collaboration avec l'IES de Montpellier pour la croissance des antimoniures. Pour les réseaux résonnants, on peut travailler avec des contrastes d'indice plus faibles, ce qui ouvre la voie à l'utilisation de matériaux à plus bas coûts (verres, nitrures, polymères, ...). Une partie des études que nous avons menées sur les réseaux résonnants avait en ligne de mire la réalisation de structures bas coût, exploitant des matériaux bas coût et les techniques de fabrication de la micro-électronique dans une filière compatible CMOS.

D'autre part, du point de vue conceptuel, contrairement aux cristaux photoniques, les réseaux résonnants se prêtent bien à une approche variationnelle. Il est ainsi possible de décrire un réseau résonnant comme une structure non-perturbée dans laquelle un réseau 1D ou 2D vient introduire de nouveaux couplages entre les modes de cette structure non-perturbée. La base des modes de la structure non-perturbée est ainsi pertinente pour l'étude des propriétés de la structure à réseau résonnant. Cela n'est en général pas le cas pour les cristaux photoniques. Les réseaux résonnants offrent donc des angles d'attaques supplémentaires pour l'étude de leur propriétés.

8.1 Accordabilité et indépendance à la polarisation

Une première déclinaison de cet axe est centrée sur l'étude des filtres à réseaux résonnants, offrant de fortes sélectivités spectrales (facteurs de qualité élevé), insensibles à

polarisation, accordables et pouvant fonctionner sous incidence oblique. Ces filtres sont particulièrement importants pour la spectroscopie et la surveillance environnementale embarquées pour lesquelles les solutions actuelles montrent leurs limites, notamment en ce qui concerne leur robustesse ou leur compacité. Il s'agit là d'une thématique de recherche menée depuis plus de dix ans au sein de l'équipe avec Olivier Gauthier-Lafaye et Philippe Arguel en partenariat étroit avec le CNES et l'Institut Fresnel.

Le principe de base des réseaux résonnants en incidence oblique est relativement simple et met en jeu deux éléments essentiels : un guide d'onde et un réseau de couplage.

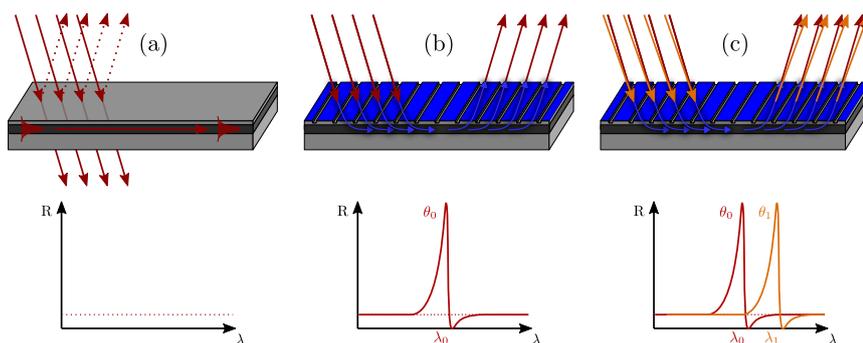


FIGURE 8.1 – Principe de fonctionnement d'un réseau résonnant en réflexion sous incidence oblique : (a) multicouche formant un antireflet et un guide d'onde ; (b) ajout d'un réseau de couplage induisant une réflexion spéculaire résonnante ; (c) le pic résonnant s'accorde spectralement avec l'angle d'incidence.

Le guide d'onde est le plus souvent constitué d'un multicouche assurant simultanément autour d'une longueur d'onde de travail λ_0 les fonctions de guide d'onde planaire mais aussi d'anti-reflet pour les ondes incidentes (figure 8.1(a)). Hors résonance, nous pouvons ignorer le réseau et le multicouche se comporte donc comme un simple antireflet pour les ondes incidentes dans une gamme spectrale autour de λ_0 . A résonance, le réseau permet de coupler une onde incidente oblique au mode guidé et simultanément de découpler le mode guidé vers la direction de réflexion spéculaire. Dans la direction spéculaire un pic de Fano vient se superposer à la réponse hors résonance de l'empilement (figure 8.1(b)).

Ce processus est soumis à une loi de Bragg : pour être à résonance, le vecteur d'onde du réseau doit assurer l'accord entre le projeté du vecteur d'onde incident et le vecteur d'onde du mode guidé (conservation de l'impulsion). Cette loi induit une certaine accordabilité spectrale du filtrage avec l'angle d'incidence : la longueur d'onde réfléchie dans la direction spéculaire dépend directement de l'angle d'incidence¹(figure 8.1(c)).

De plus, la largeur du filtrage spectral obtenu est directement proportionnel à la force du couplage que le réseau induit entre l'onde incidente et le mode guidé. Ainsi le pic spectral obtenu sera d'autant plus fin que le réseau est faible (faible contraste d'indice entre les dents et les creux du réseau) et qu'il est éloigné du mode guidé (faible recouvrement avec ce dernier).

1. Elle dépend également du pas du réseau et de la relation de dispersion du guide.

On peut ainsi obtenir des pics spectraux très fins, accordable sur de grandes plages spectrales et ce avec un nombre de couches très restreint par rapport à ce qui se fait habituellement avec des filtres interférentiels multicouches classiques.²

Le défi, sous incidence oblique, est d'obtenir l'indépendance à la polarisation (cruciale pour de nombreuses applications de spectroscopie où la polarisation incidente n'est pas toujours connue ou stable dans le temps). En effet, dans sa forme la plus simple d'un réseau 1D sur un guide monomode, un réseau résonnant est très polarisant. Une approche bien établie pour obtenir l'indépendance à la polarisation est d'utiliser un réseau de couplage 2D, afin de coupler deux polarisations perpendiculaires dans le faisceau incident à deux modes guidés dégénérés et orthogonaux[133, 134]. En théorie, lorsque que les symétries sont bien choisies, l'indépendance à la polarisation peut être obtenue. En pratique cependant, un écart notable est toujours constaté.

J'ai ainsi participé à l'étude et à la modélisation des performances [A17],[CA47] de filtres à réseaux résonnants indépendants à la polarisation que nous avons conçus et fabriqués[134].

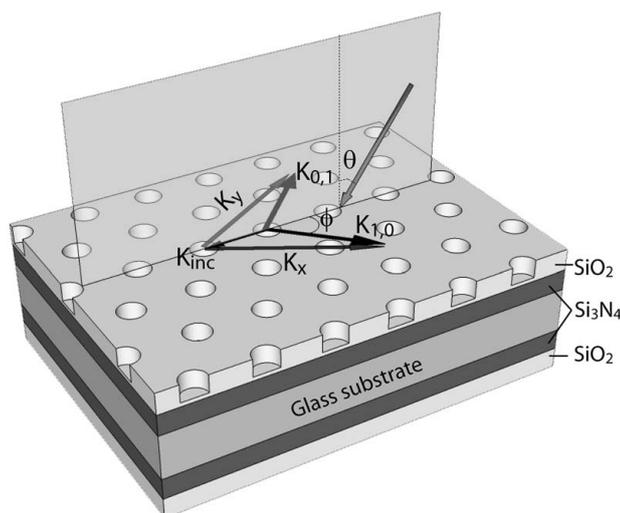


FIGURE 8.2 – (Issue de [134]) : Réseau résonnant à maille hexagonale sous incidence oblique.

Ces études ont tout d'abord permis de déterminer que les erreurs de raccord de champ, inhérentes au procédé de lithographie électronique sur des grandes surfaces, n'avaient qu'un impact limité sur les performances du filtre.

Ces études ont aussi et surtout montré qu'il était impossible d'obtenir une véritable indépendance à la polarisation en incidence oblique avec les structurations 2D que nous réalisons jusqu'ici. En effet, la maille hexagonale de ces structures (voir la figure 8.2) nécessite le recours à la lithographie électronique qui repose sur une grille carrée : les erreurs

2. Une difficulté principale des réseaux résonnants très fins spectralement est la nécessité d'avoir une très grande longueur d'interaction entre l'onde incidente et le filtre pour un fonctionnement optimal. Il est ainsi nécessaire d'utiliser un faisceau parfaitement collimaté de grand diamètre et un filtre parfaitement homogène et de grande surface. Cela constitue un double défi de fabrication et de caractérisation.

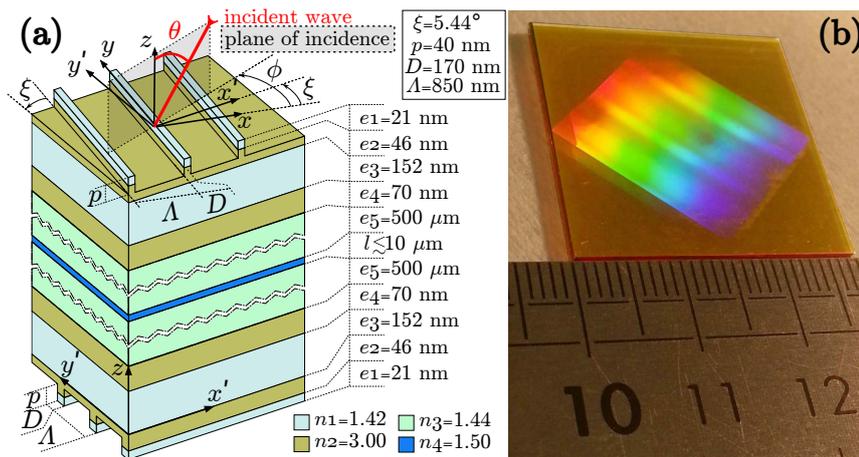


FIGURE 8.3 – (Issue de [A19]) Empilement du filtre accordable et indépendant à la polarisation (a) et photographie du filtre réalisé au laboratoire (b).

d'arrondis sont inévitables et brisent la symétrie de la structure qui n'est plus strictement indépendante à la polarisation.

Durant la thèse de Kristel Chan Shin Yu[135] et dans le cadre d'un projet de recherche avec le CNES, nous avons ainsi proposé une nouvelle approche pour obtenir des filtres indépendants à la polarisation et fonctionnant sous incidence oblique[A19],[A26],[CA59]. Cette approche combine deux réseaux résonnants 1D situés de part et d'autre d'un même substrat comme cela est présenté sur la figure 8.3(a). Cette approche ne souffre pas des limitations inhérentes aux structures 2D et permet en théorie d'obtenir un très fort facteur de qualité et une large gamme d'accord en longueur d'onde[A19],[CA42]. De plus, elle permet de simplifier la fabrication de tels filtres en n'utilisant que des structures 1D, plus facilement réalisables que les structures 2D. Cette approche a fait l'objet d'un brevet avec l'Institut Fresnel et le CNES [B1]. Elle a aussi fait l'objet de différentes extensions théoriques dans le moyen infrarouge[135],[CA48],[CA36],[CA35],[CS23].

Cette proposition théorique a aussi été confirmée expérimentalement[A26] avec un empilement silice/silicium amorphe entièrement fabriqué au laboratoire et décrit sur la figure 8.3(a), la photo du double réseau étant présentée sur la figure 8.3(b). Le défi principal lors de la fabrication de ce filtre était d'obtenir de part et d'autre du substrat des guides et des réseaux parfaitement identiques et ce avec un angle très précis entre les réseaux. Nous avons pour cela développé une approche de fabrication simple face, de découpe et de ré-assemblage face arrière[135]. Ce filtre nous a permis de démontrer une accordabilité record de plus de 100 nm autour de 1550 nm (voir figure 8.4(a) page ci-contre), pour un facteur de qualité dépassant 3200 (voir figure 8.4(b)).

De plus, nous avons confirmé une très bonne indépendance à la polarisation (voir la figure 8.5 page suivante) sans les problèmes de levée de dégénérescence observés sur les systèmes à base de réseaux bidimensionnels.

La principale limitation apparue lors de cette étude est la mauvaise réjection offerte par ce filtre (maximum de réflectivité à résonance peu élevé de l'ordre de 60% pour une

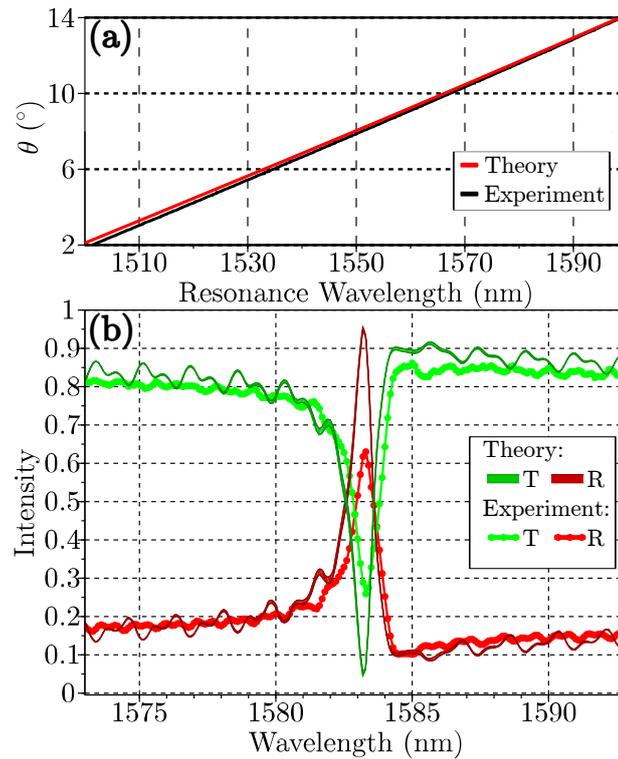


FIGURE 8.4 – (Issue de [A19]) Accordabilité du filtre avec l'angle d'incidence (a) et spectres de réflexion (R) et transmission (T) expérimentaux et théoriques pour un angle d'incidence de 12° (b).

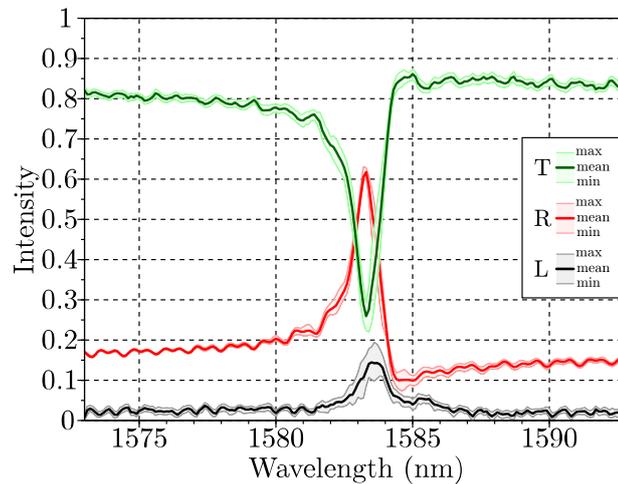


FIGURE 8.5 – (Issue de [A19]) Indépendance à la polarisation : spectres de transmission (vert), réflexion (rouge) et pertes (noir) obtenus pour un angle d'incidence de 12° . Les enveloppes en couleurs claires correspondent à l'ensemble des mesures obtenues en balayant l'état de polarisation de l'onde incidente, les traits pleins correspondent aux valeurs moyennes.

réflectivité parasite hors résonance de l'ordre de 10 à 20%). L'origine de cette mauvaise performance est liée à la technologie de fabrication utilisée et nos travaux en cours avec le CNES et l'institut Fresnel visent à obtenir une forte réjection tout en améliorant les performances spectrales.

8.2 Grande acceptance angulaire et petite dimension

Une autre déclinaison de cet axe sur les filtres à réseaux résonnants concerne la conception de filtres offrant à la fois un fort facteur de qualité et une grande tolérance angulaire. Les filtres à réseaux résonnants à fort facteur de qualité souffrent en effet d'une très faible tolérance angulaire. Cette dernière résulte de la combinaison de l'accordabilité de la longueur d'onde de résonance avec l'angle d'incidence et de la grande finesse spectrale associée au facteur de qualité élevé. Cette faible tolérance angulaire nécessite d'une part l'utilisation de faisceaux incidents parfaitement collimatés et d'autre part des faisceaux et des filtres de grande taille.

Cela s'est avéré particulièrement pénalisant lorsque que nous avons étudié la stabilisation en longueur d'onde de diodes laser par des réseaux résonnants. Cette étude a débuté dans le cadre d'un projet CNES et de la thèse de Xavier Buet[136] visant à déterminer l'apport des réseaux résonnants pour la conception de diodes laser en cavité étendue. Nous avons tout d'abord étudié des diodes laser en cavité étendue de type Littrow où le réseau résonnant sert à la fois de réflecteur de fin de cavité et d'élément sélectif en longueur d'onde. Cette étude a permis de démontrer la stabilisation de l'émission de la diode laser par le réseau résonnant[CA38],[CS25]. Elle a aussi permis de déterminer que la principale limitation de cette approche réside dans la faible acceptance angulaire des filtres à réseaux résonnants. Par la suite, nous nous sommes attachés à développer des réseaux résonnants adaptés à la problématique des cavités étendues. Nous avons cherché en particulier à améliorer l'acceptance angulaire des filtres à réseaux résonnants.

Nous nous sommes basés pour cela sur une nouvelle géométrie proposée par l'équipe de Ura[137] et développée au sein de l'équipe par Oliver Gauthier-Lafaye, géométrie dite de CRIGF : *Cavity Resonator Integrated Guided-mode Resonance Filter*, illustrée sur la figure 8.6(a) page ci-contre. Dans cette géométrie, on grave au dessus d'un guide planaire une zone de faible ouverture à réseau résonnant (GC pour Grating Coupler) entourée de réflecteurs de Bragg (DBR). L'ensemble forme une cavité Fabry-Pérot latérale pour le mode guidé dans le guide planaire. Deux zones de phase (PS) sont aussi présentes pour assurer le calage en fréquence d'un mode de la cavité Fabry-Pérot avec la résonance du coupleur à réseau. Dans ce type de filtres, le faisceau incident se couple non pas à un mode propagatif dans le guide planaire, mais à un mode localisé à la fois par le guide et la cavité Fabry-Pérot. Ces filtres se comportent comme des filtres à réseau résonnant classiques à ceci près qu'ils sont optimisés pour des faisceaux incidents fortement focalisés et non pas pour des faisceaux collimatés de grande taille.

Nous avons ainsi démontré expérimentalement avec ce type de filtre un facteur de qualité élevé ($Q \simeq 600$) avec une tolérance angulaire record [A23] (voir figure 8.6(b) page suivante) et ce, pour des faisceaux incidents focalisés sur des taches de 10 à 100 μm .

Une particularité de ces filtres est que seule la réflectivité maximale évolue avec l'angle

d'incidence : le facteur de qualité et la longueur d'onde de résonance restent constants.

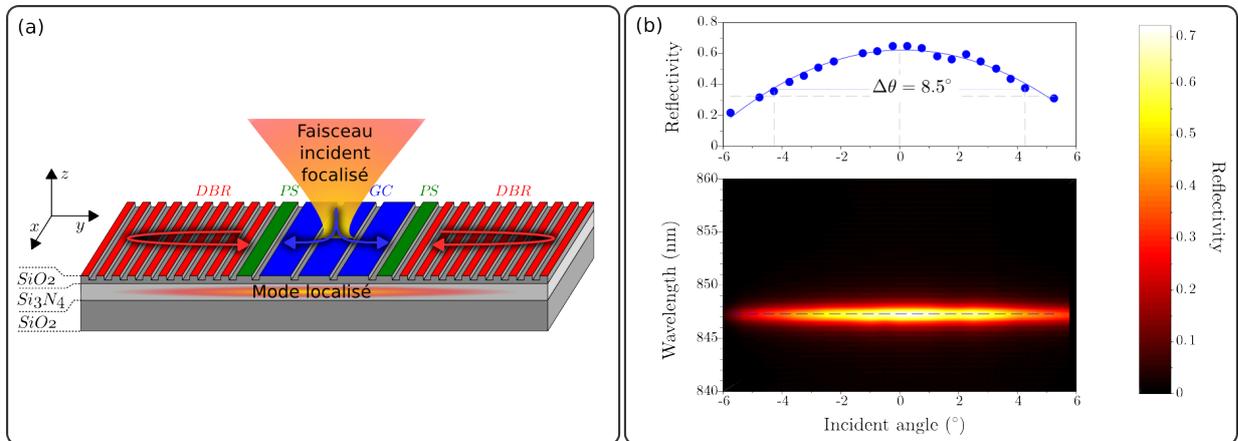


FIGURE 8.6 – Réseau résonnant en cavité ou CRIGF : (a) Schéma d'un CRIGF constitué d'un réseau de couplage (GC) entouré de deux zones de phase (PS) et de deux réflecteurs (DBR), le tout gravé sur un guide d'onde; (b) Évolution du spectre de réflectivité en fonction de l'angle d'incidence du faisceau focalisé sur le centre du CRIGF.

A l'aide de ces filtres nous avons pu réaliser des cavités étendues de type œil de chat très simples où la face de sortie du laser est imagée sur le CRIGF à l'aide d'une lentille (voir la figure 8.7(a)). Nous avons ainsi démontré la stabilisation spectrale d'une diode laser

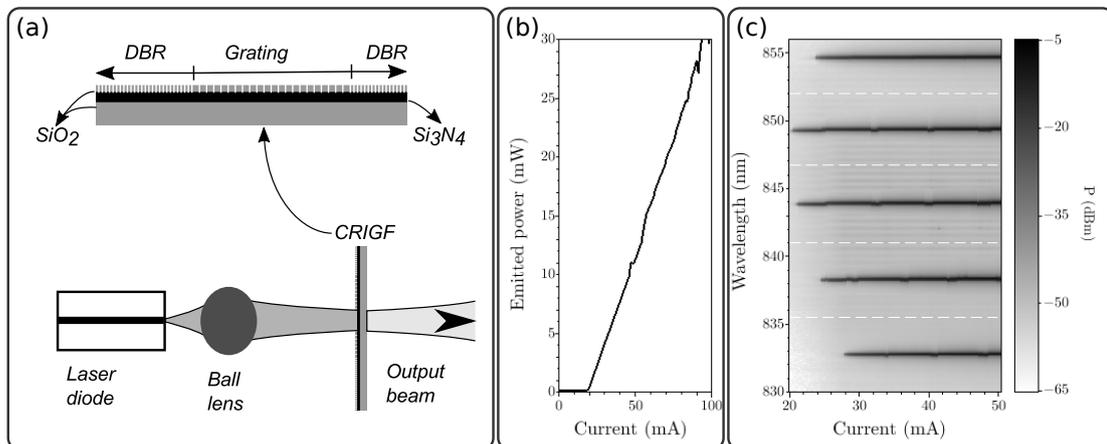


FIGURE 8.7 – Diode laser en cavité étendue à base de CRIGF : (a) détail du CRIGF et géométrie de la cavité en œil de chat; (b) Intensité émise typique en fonction du courant injecté; (c) Emissions spectrales monomodes obtenues pour différents types de CRIGFs utilisés, en fonction du courant injecté.

avec ce type de cavité œil de chat avec des SMSR de plus de 35 dB[A24],[CA61],[CA60], une puissance émise de plusieurs dizaines de milliwatt (figure 8.7(b)) et la possibilité de

caler précisément la longueur d'onde d'émission du laser en fonction du CRIGF choisi pour toute une gamme de courant injecté (figure 8.7 page précédente (c)).

Cette étude se poursuit actuellement avec la thèse de Sylvain Augé avec deux objectifs : démontrer une émission monomode stable à faible largeur de raie dans le proche infrarouge et étendre cette technique dans le moyen infrarouge pour la stabilisation à des laser à cascade quantique. Cette étude fait l'objet d'un projet ANR (CALITREC, en collaboration avec le CNES, L'Institut Fresnel et MirSense). De plus, un brevet sur des structures similaires mais fonctionnant en transmission est en cours d'instruction[B2].

8.3 Réflecteurs multimodaux

Au cours des études portant sur les CRIGFs et notamment dans le cadre de la thèse de Romain Laberdesque, nous nous sommes intéressés au comportement modal de ces réflecteurs. En effet, lors des études précédentes, notamment lors de leur utilisation comme réflecteur de fin de cavité dans une diode laser en cavité étendue, nous avons soupçonné la présence d'un filtrage modal au niveau du réflecteur. Pour cela, en collaboration avec l'université de Bourgogne (B. Cluzel), nous avons réalisé une étude systématique de la réflectivité résolue spatialement et spectralement pour différentes géométries et tailles de CRIGFs. Le haut de la figure 8.8 page suivante montre les réflectivités obtenues à différentes longueurs d'ondes pour un CRIGF bi-dimensionnel de $50 \mu\text{m}$ de côté.

Nous avons pu mettre à jour un comportement multi-modal complexe dans des réflecteurs conçus initialement pour être mono-modes. Outre le mode fondamental monolobe (celui prévu par la conception), apparaissent plusieurs modes aux profils spatiaux complexes qui rappellent les états excités dans un puits quantique à une différence de taille : les différents lobes ont des tailles caractéristiques de 10 à 100 fois supérieures à la longueur d'onde du mode.

Lorsque nous avons effectué ces observations, nous étions dans l'incapacité de retrouver ces comportements dans nos modélisations. En effet, les CRIGFs posent un réel défi de simulation. La modélisation des structures 2D est hors de portée de la plupart de méthodes établies de modélisation électromagnétique et même les structures 1D posent de réels problèmes de convergence[138]. Les CRIGFs ont ceci de particulier de n'être ni des structures infiniment périodiques (pour lesquelles les méthodes modales de Fourier, méthode d'ondes planes, etc ... sont particulièrement bien adaptées), ni des structures isolées (pour lesquelles les méthodes à base d'éléments finis ou différence fini dans le domaine temporel sont efficaces). Les CRIGFs sont en effet constitués d'un ensemble de réseaux (GC, DBRs) qui comprennent un grand nombre de périodes (jusqu'à plusieurs centaines) et dont le placement relatif sub-longueur d'onde est déterminant pour la définition de leurs propriétés optiques. En outre, ces méthodes de simulations ne donnent aucune information sur la physique sous-jacente et ne permet donc pas de guider la conception de nouvelles structures.

Pour toutes ces raisons, et pour expliquer ce résultat expérimental inattendu, nous avons développé un modèle de modes couplés inspiré de [139], tenant compte notamment du positionnement spatial de l'onde stationnaire piégée dans la cavité Fabry-Pérot formée par les DBRs latéraux. Ce modèle a permis de reproduire et de comprendre l'origine des

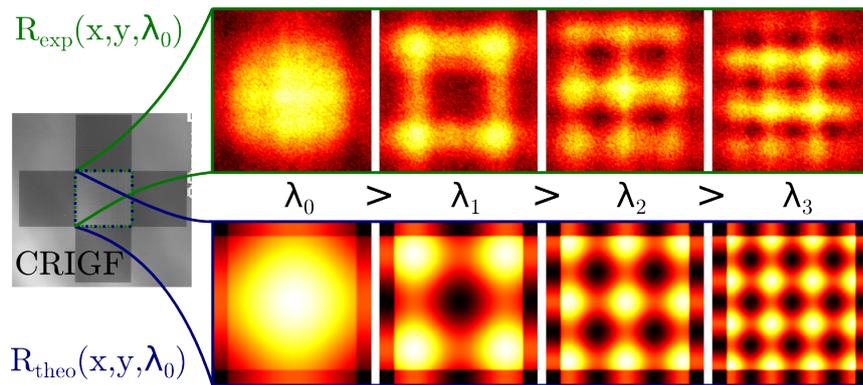


FIGURE 8.8 – Cartographie de réflectivité d'un CRIGF bi-dimensionnel en fonction de la longueur d'onde : mesures expérimentales (haut) et modélisations à base de modes couplés(bas).

profils spatiaux observés expérimentalement [A30] (voir le bas de la figure 8.8).

Ce modèle résume l'ensemble de la structure du CRIGF en ne prenant en compte que les deux modes propagatifs et contrapropagatifs dans le guide planaire, à la longueur d'onde étudiée (modèle harmonique). Le couplage vers les ondes rayonnées est ici traité comme un terme de perte pour les modes propagatifs et le spectre de réflectivité du CRIGF est obtenu en faisant le bilan des pertes de propagation du mode guidé lors de son passage au travers du CRIGF, pour différentes longueurs d'onde.

L'idée de base de ce modèle est de traiter de façon indépendante chacune des 5 sections constituant le CRIGF (deux sections DBRs, deux sections de déphasage et une section centrale de réseau de couplage vers les modes rayonnés). Dans chacune des sections les équations de propagation couplées sont résolues, en prenant en compte trois types de couplage induits par les éventuels réseaux (DBRs ou GC) présents, comme cela est résumé sur la figure 8.9 page suivante :

- le découplage vers les ondes rayonnées α , présent au niveau du réseau central de couplage GC et responsable de la réflectivité du CRIGF. Il apparaît dans ce modèle comme un terme de pertes pour les deux modes propagatif et contrapropagatif $\Psi_a(y)$ et $\Psi_b(y)$ se propageant dans le guide ;
- le couplage contrapropagatif direct ξ , présent au niveau des DBRs, mais aussi au niveau du GC lorsque celui-ci a un facteur de remplissage différent de 0,5 (tranchées et dents du réseaux de longueurs différentes) ;
- le couplage contrapropagatif indirect résonnant κ se produisant à la résonance de Bragg (découplage à la verticale) au sein du GC. Il traduit la possibilité pour le mode propagatif $\Psi_a(y)$ d'être découplé vers une onde verticale, celle-ci pouvant être simultanément recouplée vers le mode contrapropagatif $\Psi_b(y)$.

Lorsque les équations de propagations sont établies dans chaque section, une matrice de diffusion ainsi qu'une matrice de transfert sont établies pour traduire l'impact de la section considérée sur les modes guidés. La structure complète du CRIGF est ainsi modélisée en multipliant entre elles les matrices de transfert des différentes section. L'avantage de ce modèle est sa grande rapidité : la simulation de structures complexes de grande taille se

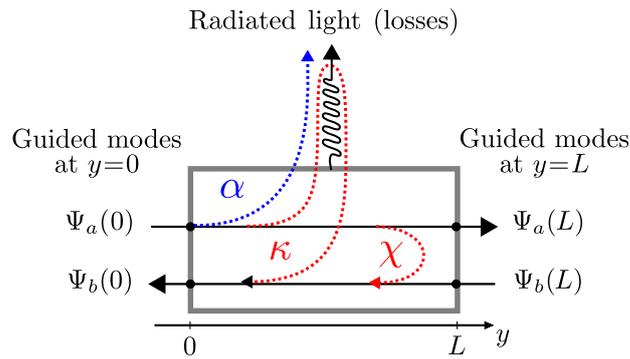


FIGURE 8.9 – [Tiré de [A30]] Modélisation des CRIGFs par modes couplés : $\Psi_a(y)$ et $\Psi_b(y)$ représentent respectivement les amplitudes complexes du mode propagatif (a) et du mode contrepropagatif (b) en fonction de la position y dans la section de CRIGF considérée. Les couplages pris en compte sont : α découplage vers les ondes propagatives (effet de coupleur), χ couplage contrepropagatif direct (effet DBR), κ couplage contrepropagatif indirect résonnant (se produisant à la résonance de Bragg à incidence normale dans le coupleur).

fait en quelques secondes sur un ordinateur de bureau. Une originalité de ce modèle, par rapport à l'état de l'art, est de prendre en compte l'ensemble des trois couplages possibles simultanément, notamment au sein du GC. Cela est nécessaire pour pouvoir modéliser des GC ayant des facteurs de remplissage différents de 0,5, comme c'est souvent le cas dans les structures que nous fabriquons. Les détails de ce modèle ont fait l'objet d'une publication [A30], mais les travaux associés restent à l'heure actuelle confidentiels et ne seront pas repris ici.

Chapitre 9

IMAGERIE HYPERSPECTRALE ADAPTATIVE

Récemment, j'ai débuté et coordonné un nouvel axe de recherche pluridisciplinaire visant à l'amélioration des systèmes d'imagerie hyperspectrale. Au cours des différents projets menés au sein de l'équipe, nous avons eu des besoins grandissant en imagerie hyperspectrale. Nous avons ainsi développé (en collaboration avec O. Gauthier-Lafaye) un banc d'imagerie hyperspectrale de photoluminescence à haute résolution spectrale qui a été un outil essentiel pour plusieurs projets (notamment les projets ANR GLAD et CLAC) et publications [A21], [A18], [CA64], [CA54], [CA53]. Malgré ses performances, les limitations de cet imageur hyperspectral (notamment en terme de souplesse d'utilisation, de temps d'acquisition et de post-traitement des données), nous ont amenés à réfléchir à des approches plus modernes.

Des collègues roboticiens (en particulier Simon Lacroix de l'équipe RIS au LAAS) ont eux aussi montré un intérêt pour de l'imagerie hyperspectrale embarquée pour les robots autonomes. Une même problématique nous a ainsi réunis autour d'un projet commun : réaliser un imageur hyperspectral permettant une acquisition quasi-instantanée des données hyperspectrales, ne nécessitant pas de post-traitement gourmand en ressources et si possible adaptatif pour faire face à différentes situations ou différents scénarios d'utilisation.

Nous avons ainsi mené un projet très exploratoire, HyperHolo, qui a abouti en l'espace d'un an à la conception, la fabrication et la démonstration expérimentale d'un système d'imagerie hyperspectrale à la fois simple et adaptatif. Le cœur de cet étude est basé sur la co-conception du système d'imagerie autour d'un masque spatial programmable à base de DMD (Digital Micromirror Device de Texas Instruments). L'idée même de la co-conception est de développer conjointement le système optique et les algorithmes de traitement et d'analyse des données. Il existe déjà un certain nombre d'imageurs hyperspectraux basés sur une approche de co-conception [140, 141] : dans tous les cas, ces imageurs reposent sur un compromis fixe entre résolution spatiale, résolution spectrale et quantité de données à acquérir. De plus, ils sont relativement complexes et nécessitent un post-traitement lourd des données brutes pour accéder au cube hyperspectral. Ils requièrent aussi une étape critique et délicate de calibration nécessaire à la convergence des algorithmes utilisés. Le principe de notre approche (voir la figure 9.1 page suivante) est directement inspiré par [142] : il repose sur un masque programmable DMD placé entre deux lignes 4f (comportant chacune deux lentilles de même focale f et un réseau disposé en arrangement $4f$). La première ligne 4f forme sur le DMD une image dispersée de la scène étudiée et la deuxième ligne 4f, symétrique de la première, vient compenser cette dispersion. Au final, se forme sur

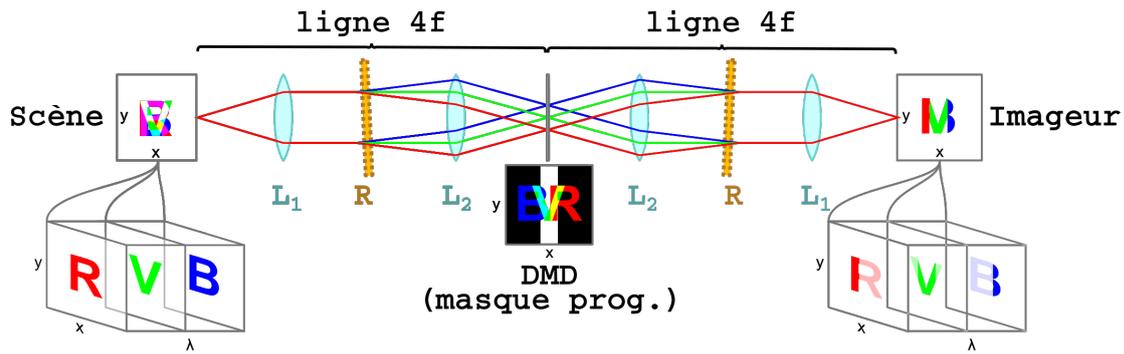


FIGURE 9.1 – Schéma de principe de l'imageur hyperspectral adaptatif.

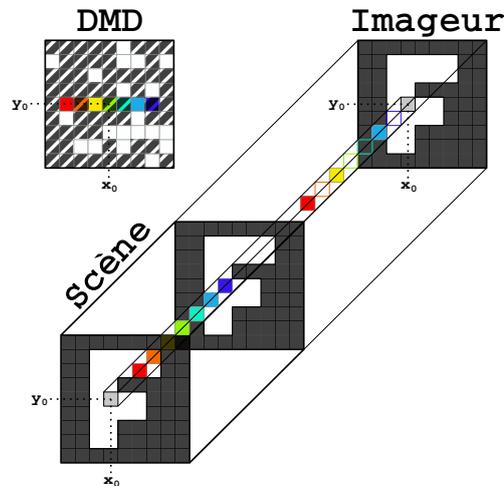


FIGURE 9.2 – Colocalisation : Dans le plan du masque programmable DMD, les différentes composantes spectrales issues d'un même point spatial (x_0, y_0) de la scène sont imagés en des points différents le long d'une ligne et voient des parties différentes du masque. Sur l'imageur, toutes les composantes n'ayant pas été bloquées par le DMD arrivent au même point (x_0, y_0) .

l'imageur une image filtrée spectralement, mais dans laquelle ne subsiste aucun couplage spatio-spectral. Cette propriété de *colocalisation* est illustrée sur la figure 9.2 : toutes les composantes spectrales arrivant en un point (x_0, y_0) donné sur l'imageur proviennent du point spatial correspondant dans le cube hyperspectral de la scène d'origine. Lorsque l'on modifie le masque programmé, on modifie en chaque point de l'imageur les composantes spectrales effectivement transmises, mais celles qui le sont arrivent sur l'imageur à leur position d'origine. Cette propriété de *colocalisation* est une spécificité de notre approche et elle apporte à notre dispositif un certain nombre d'avantages.

Tout d'abord, les différentes lignes dans le cube hyperspectral de la scène observée sont filtrées de façon indépendantes : elles voient des parties différentes du DMD qui peuvent être contrôlées indépendamment (voir figure 9.3 page ci-contre).

Ensuite, lorsque le DMD est entièrement ouvert (voir figure 9.4 page 108) et laisse passer toutes les composantes spectrales, on retrouve en sortie du système une image non

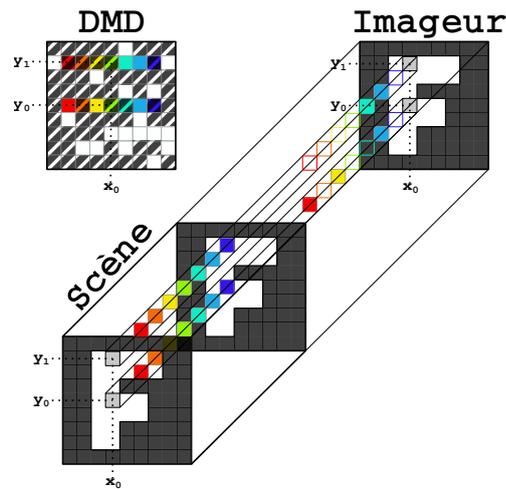


FIGURE 9.3 – Les différentes lignes dans la scène étudiée sont filtrées de façon totalement indépendante.

filtrée, non déformée de l'objet étudié (image panchromatique). On a ainsi un accès immédiat à l'image panchromatique, et ce sur l'imageur servant également à l'acquisition des données hyperspectrales. Il est ainsi possible de d'exploiter l'image panchromatique directement, sans les difficultés de recalage habituellement rencontré dans les imageurs offrant image panchromatique et hyperspectrale sur deux détecteurs distincts.

Enfin, si le DMD laisse passer une simple fente (voir figure 9.5 page suivante), en chaque point de l'image finale on ne retrouve qu'une seule composante spectrale, celle-ci dépendant de la position sur l'image : le système se comporte alors comme un filtre spectral à gradient à haute résolution. Il est possible de contrôler simplement la position du gradient par rapport à la scène (ou ce qui revient au même, par rapport à l'imageur), en contrôlant la position de la fente sur le DMD. Une première stratégie d'acquisition de tout le cube hyperspectral est ainsi d'acquérir une image pour chacune des positions de la fente sur le DMD. Bien évidemment, ce dispositif permet d'autres stratégies d'acquisition, qui peuvent donner accès à tout ou partie du cube hyperspectral [A31].

Un premier prototype a été réalisé (voir la figure 9.6 page 109) sur la base d'une géométrie repliée : le masque programmable DMD est réfléchif et composé de micro-miroirs DMD (Digital Micromirror Device). Il renvoie les composantes spectrales sélectionnées dans une seule et même ligne $4f$ réutilisée en double passage. La scène observée est simplement constituée d'un masque de photolithographie ayant une certaine structure spatiale, rétroéclairé par différents types de sources fibrées afin de faire varier le contenu spectral.

Ce premier prototype a servi à démontrer la validité de notre approche (preuve de principe), avec notamment la reconstruction complète du cube par filtre à gradient programmable, comme cela est présenté sur la figure 9.7 page 109. La partie haute correspond à l'image panchromatique observée sur la caméra pour deux types de contenus spectraux : un laser bi-fréquence (à gauche) et une source incohérente de type diode superluminescente (droite). L'ensemble du cube hyperspectral étant difficilement représentable dans son intégralité, la partie centrale de la figure montre le spectre reconstruit en fonction de la position le long de la zone encadrée en vert sur l'image panchromatique. On constate que le principe

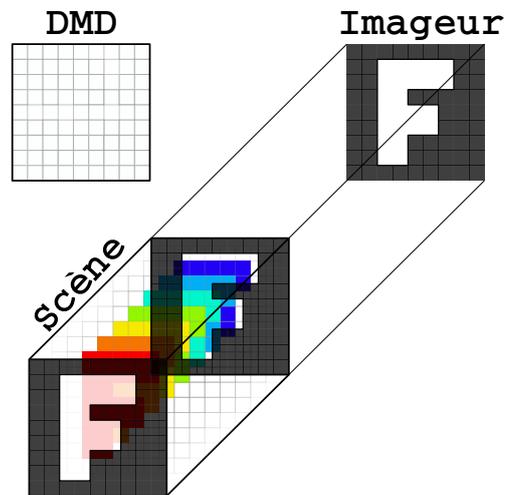


FIGURE 9.4 – Un masque entièrement ouvert donne accès à l’image panchromatique de la scène observée.

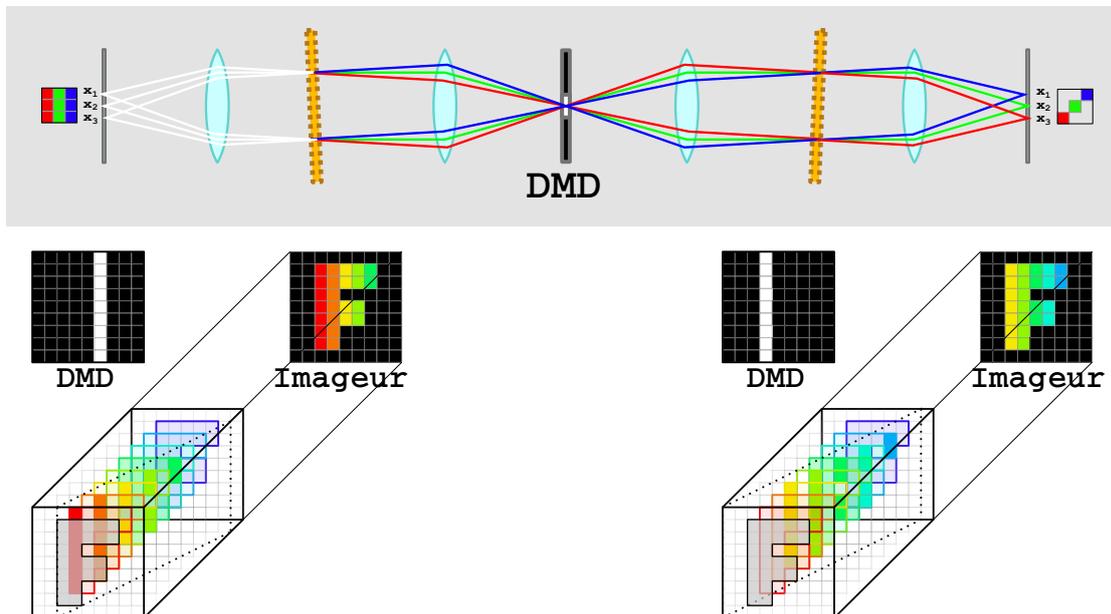


FIGURE 9.5 – Filtre à gradient programmable : une simple fente permet d’appliquer à la scène observée un filtre spectral à gradient. La position du gradient est contrôlée par la position de la fente ouverte sur le DMD.

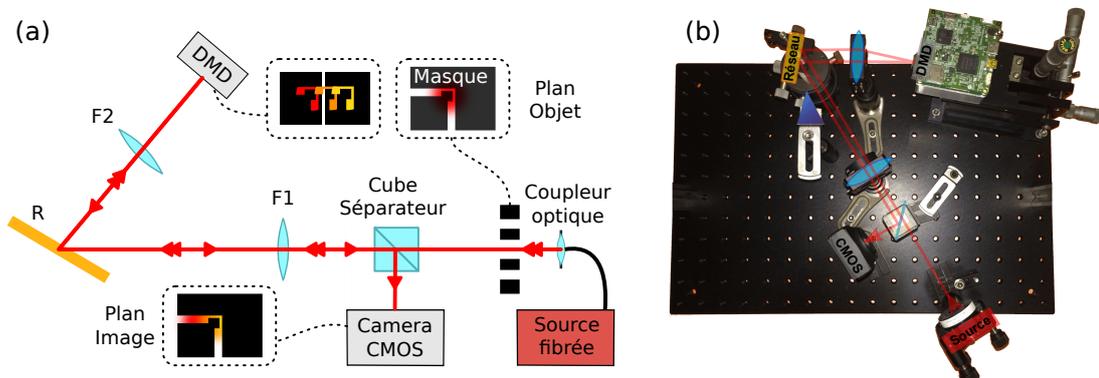


FIGURE 9.6 – Schéma de principe du premier prototype (a) et photographie (b).

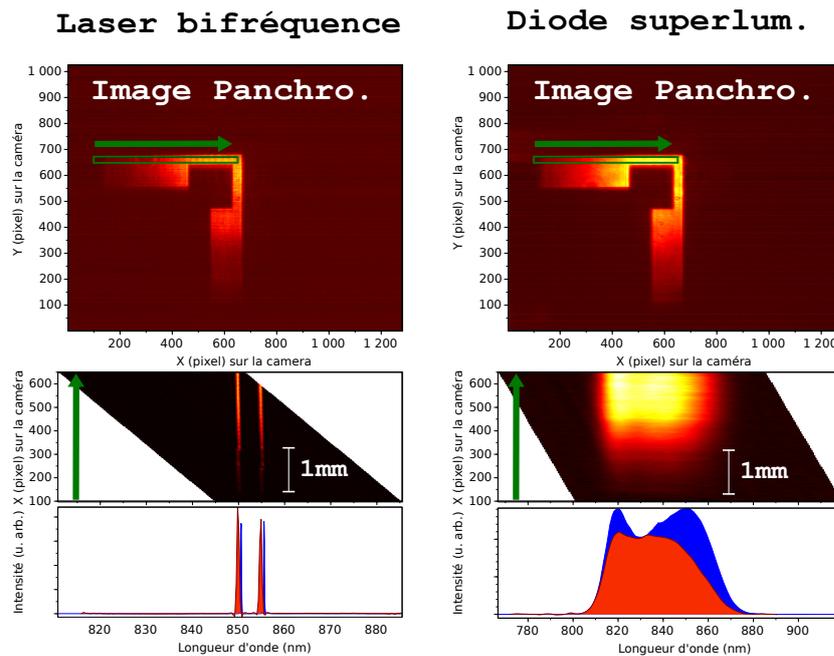


FIGURE 9.7 – Mesure de cube hyperspectral par filtre à gradient programmable : pour une scène éclairée (gauche) par un laser bi-fréquence et (droite) par une diode superluminescente ; (haut) images panchromatiques ; (milieu) Spectre reconstruit en fonction de la position dans la zone encadrée en vert sur l'image panchromatique ; (bas) Spectre moyen mesuré (orange) comparé à une mesure indépendante faite à l'analyseur de spectre optique (bleu).

même du filtre à gradient programmable donne une reconstruction non pas d'un cube mais d'un rhomboèdre hyperspectral : la gamme spectrale effectivement reconstruite dépend de la position transverse sur la caméra. Enfin, la partie basse de la figure compare le spectre moyen mesuré sur la scène (orange) avec celui mesuré par un analyseur de spectre optique (bleu). Les principales différences observées (décalage spectrale et intensités relatives différentes) proviennent de l'absence d'une part d'étalonnage spectral fin et d'autre part de calibration intensimétrique sur ce premier prototype. D'autres stratégies de reconstruction, permettant de reconstruire tout le cube hyperspectral en deux acquisitions seulement, ont aussi été démontrées[A31].

Les travaux actuels, dans le cadre du projet HYADIM et de la thèse d'Ibrahim Ardi visent à développer des stratégies d'acquisition et des algorithmes de traitement du signal innovants qui puissent tirer au mieux parti des propriétés intrinsèque de ce dispositif. En particulier, la reconfigurabilité de notre dispositif remet en cause l'approche traditionnelle qui associe acquisition complète du cube hyperspectral et algorithmes de post-traitement de façon séquentielle. Notre dispositif rend possible une imbrication de ces deux étapes, les premières données acquises pouvant servir à guider la suite des acquisitions à faire en vue d'un objectif particulier. Ces travaux sont menés en étroite collaboration avec Hervé Carfantan de l'équipe SISU de traitement du signal de l'IRAP.

Quatrième partie
Prospective scientifique

Chapitre 10

PROJET DE RECHERCHE

Mon projet de recherche se situe dans la continuité des travaux en cours, avec de nouvelles orientations. Il se structure autour de trois grands thèmes :

1. Cristaux photoniques multifonctionnels accordables et actifs,
2. Réseaux résonnants en cavité, accordables et actifs,
3. Systèmes optiques avancés.

Ces trois thèmes s'inscrivent naturellement dans les priorités de l'équipe photonique dont *« l'objectif général est de démontrer de nouvelles fonctionnalités et de nouveaux concepts de systèmes optiques, en ciblant plus particulièrement les systèmes photoniques intégrés. »*

Par leur champ d'application (imagerie hyperspectrale embarquée, capteurs avancés), mes travaux sur les réseaux résonnants et sur les systèmes optiques avancés émergent assez naturellement à l'axe stratégique du laboratoire **Espace** et dans une moindre mesure à l'axe stratégique **Intelligence ambiante**.

Malheureusement, le premier thème sur les cristaux photoniques multifonctionnels n'apparaît dans aucun axe stratégique du laboratoire qui possède pourtant une salle blanche de premier ordre regroupant toute une activité autour des micro- et nano-technologies. Afin de mettre en adéquation mes activités de recherche avec les axes prioritaires du laboratoire, je m'efforcerai (avec un certain nombre de mes collègues) à faire afficher d'une façon ou d'une autre les micro- et nano-technologies parmi les axes forts du laboratoire.

10.1 Cristaux photoniques multifonctionnels

Mes activités actuelles sur les structures à cristaux photoniques, en collaboration étroite avec Olivier Gauthier-Lafaye, sont amenées à évoluer.

Tout d'abord, les études que nous avons menées sur la gravure profonde, n'ont pas de suites immédiates. En effet, ces études ont demandé un très fort investissement et il serait nécessaire d'accroître encore notre investissement tant au niveau de l'implication des permanents et des étudiants en thèse qu'au niveau des outils (bâti de gravure dédié). Au vu des évolutions actuelles de nos activités, cet investissement n'est pas à l'ordre du jour à court terme.

Ensuite, nous allons nous concentrer sur l'étude plus amont des différentes possibilités offertes par les cristaux photoniques multifonctionnels basés sur l'autocollimation mésoscopique. Il s'agit d'une thématique extrêmement intéressante qui s'est avérée fructueuse et

dans laquelle très peu d'équipes se sont engagées. Nous prévoyons de continuer ces études en collaboration étroites avec l'équipe nPEG du Politecnico di Bari (Bari, Italie). Dans ce nouveau champ à défricher, nous nous intéresserons à trois aspects :

- l'exploration de nouvelles possibilités à même de contribuer à l'avancée de l'intégration photonique ;
- l'étude de structures actives à autocollimation mésoscopique ;
- la démonstration expérimentale des différentes fonctionnalités que nous avons étudiées de façon théorique.

Le premier aspect concerne les potentialités offertes par l'autocollimation mésoscopique pour réaliser les différentes briques de systèmes photoniques intégrés. Nos études passées ont en effet permis de proposer certaines briques de base comme des guides et des réflecteurs. L'autocollimation mésoscopique semble aussi toute indiquée pour la réalisation d'autres éléments, comme les adaptateurs de mode (tappers). Il semble en effet tout à fait envisageable d'utiliser des structures à autocollimation mésoscopique pour réaliser simultanément l'adaptation d'impédance ainsi que la conversion du profil transverse lors du passage entre deux guides pouvant être des guides classiques ou des guides à autocollimation. L'étude théorique semble tout à fait à la portée des méthodes de conception que nous avons mises en œuvre lors de nos études passées. De plus, une étude expérimentale, comprenant une comparaison avec les adaptateurs de mode classiques semble parfaitement envisageable en se basant sur la filière de structures membranaires actives à cristaux photoniques qui a été mise en place au sein de l'équipe. Bien évidemment, outre les tappers, des multiplexeurs/démultiplexeurs semblent aussi pouvoir être conçus à l'aide de structures à autocollimation mésoscopique. Enfin l'étude de sources à autocollimation mésoscopique ou plus généralement de structures actives à autocollimation mésoscopique constitue quand à elle un axe à part entière que je détaillerai plus loin.

On peut s'interroger sur l'intérêt de cette approche « multi-briques » qu'il suffit d'assembler. C'est ce qui a été proposé il y a de ça deux décennies pour les architectures photoniques à cristaux photoniques, avec un succès plus que mitigé. En quoi pourrait-il en être autrement pour les structures à autocollimation mésoscopique ? Il existe en fait deux différences notables entre cristaux photoniques « classiques » et à autocollimation mésoscopique. Tout d'abord, le principal problème dans la réalisation de systèmes associant plusieurs cristaux photoniques classiques réside au niveau des interfaces où le désaccord d'impédance souvent très fort nuit au transfert d'énergie entre les différentes parties et introduit des réflexions et diffractions non voulues. De plus, cela peut modifier grandement les propriétés attendues pour chacune des parties (effet de taille finie). Les solutions pour limiter ces problèmes existent (demi-trous, trous en goutte d'eau, cristaux photoniques à gradient, ...) mais compliquent grandement l'étude théorique, ainsi que la fabrication de ces systèmes. Par construction, les effets de taille finie et de désaccord d'impédance sont pris en compte dans la conception de structures à autocollimation mésoscopique qui associent un grand nombre d'interfaces entre des zones à cristaux photoniques et zones massives. L'approche de conception tire parti en effet des réflexions multiples aux interfaces pour obtenir les effets souhaités, par interférences constructives ou destructives. En outre, les structures à autocollimation mésoscopique se sont révélées très permissives, en ce sens qu'un grand nombre de géométries différentes peuvent permettre d'obtenir un même effet. Cela offre

un vaste choix d'appariement lorsque l'on souhaite juxtaposer plusieurs fonctions dans un système, ce qui permet notamment de choisir les géométries les plus proches, facilitant la fabrication.

Bien évidemment, parmi les éléments clés d'un système photonique se trouvent les éléments accordables (filtres, cavités, ...) et les sources laser. Sur la base de nos études passées avec l'équipe nPEG à Bari sur les microcavités à autocollimation mésoscopique, nous étudierons des structures actives, non plus à 1550 nm, mais autour de 990 nm où nous pourrons exploiter notre filière sur Ga(In)As de membranes actives à cristaux photoniques pour réaliser des structures présentant du gain. Nous souhaitons ainsi étudier :

- l'utilisation du gain pour la compensation des pertes hors du plan par diffraction,
- l'accord spectral de filtres et cavités en jouant sur le taux de pompage (et ainsi sur la densité de porteurs et sur l'indice),
- l'obtention de sources laser à émission latérale ou verticale.

Pour cette étude, un effort considérable de modélisation sera nécessaire pour introduire un gain réaliste dans nos modèles de propagation dans les structures à autocollimation mésoscopique. Pour cela, je m'appuierai sur une collaboration toujours active avec l'équipe nPEG et notamment Marco Grande et Giovanna Caló.

Enfin, un point essentiel est la démonstration expérimentale de ces structures, nos études étant jusqu'ici presque essentiellement théoriques. Dans le prolongement de la thèse de Giovanni Magno, et toujours en collaboration avec l'équipe nPEG, nous avons eu des premiers résultats récents très encourageants avec la démonstration expérimentale de confinement 3D obtenu à l'aide d'une cavité 1D à autocollimation mésoscopique réalisée sur membrane. Outre ces premiers résultats, une étude des différents éléments proposés théoriquement (guides, miroirs, ...) devra être menée, avec notamment une attention toute particulière portée aux pertes hors du plan par diffraction.

10.2 Filtres à réseaux résonnants

Mon activité sur les filtres à réseaux résonnant va se poursuivre selon trois axes, toujours en étroite collaboration avec Olivier Gauthier-Lafaye et Philippe Arguel de l'équipe photonique et Anne-Laure Fehrembach de l'institut Fresnel.

Le premier axe concerne les filtres accordables à fort facteur de qualité et indépendant à la polarisation. Il s'agit là de l'axe historique et surtout de l'axe le plus mature. Je m'attacherai d'une part à l'obtention de performances accrues dépassant l'état de l'art actuel (l'état de l'art dans le domaine correspondant à nos résultats actuels), notamment pour les applications d'imagerie hyperspectrale embarquée (perspectives de recherche du CNES). D'autre part, au delà de ces études centrées sur le filtre en tant que composant aux performances ultimes, je m'attacherai à l'étude de leur implantation dans un système optique complet d'imagerie hyperspectrale, si possible en interaction avec le CNES.

Le deuxième axe concerne les filtres à réseaux résonnants en cavité ou CRIGFs. Là encore deux voies de recherche seront poursuivies. D'une part, je travaillerai à la modélisation, la conception et la fabrication de CRIGFs pour leur utilisation dans des cavités

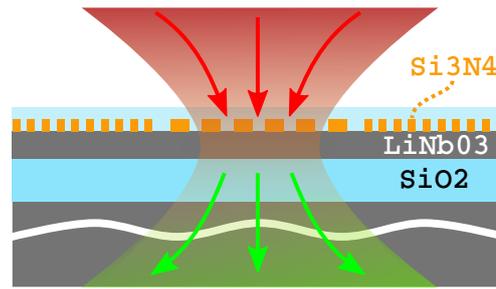


FIGURE 10.1 – CRIGF non-linéaire sur LNOI pour l'étude de génération de seconde harmonique.

laser. Il s'agit là de la suite logique des travaux initiés durant la thèse de Xavier Buet et de Sylvain Augé en collaboration étroite avec Olivier Gauthier-Lafaye et dans le cadre de projets soutenus par le CNES et l'ANR. Deux points essentiels de ces futures études sont d'une part l'*accordabilité de ces filtres* (pour la réalisation de sources laser accordables), et d'autre la *stabilisation modale* (mode spatial) induite par ces filtres. La possibilité de réaliser des CRIGFs dans des structures thermo-optiques ou électro-optiques est à l'étude, notamment avec la collaboration de Stéphane Calvez de l'équipe Photonique.

D'autre part, j'explorerai les possibilités offertes par des CRIGFs non-linéaires pour la conversion de fréquence. Il s'agit là d'une étude que nous souhaitons mener en collaboration étroite avec l'Institut Fresnel (notamment avec Anne-Laure Ferhembach et Evgeni Popov) pour les aspects modélisations. Les CRIGFs présentent en effet des caractéristiques pertinentes pour l'études d'effets non-linéaires comme la conversion de fréquence, en commençant par la génération de seconde harmonique. Ils permettent en effet de confiner efficacement en deux ou trois dimensions un faisceau incident fortement focalisé, avec un fort facteur de qualité, induisant une forte exaltation du champ électromagnétique. Cela permet d'atteindre, à l'intérieur du CRIGF, de très fortes intensités. Ensuite, le CRIGF doit permettre d'assurer l'accord de phase entre le fondamental et la seconde harmonique. Des structures de CRIGFs 1D, 2D, à un ou à plusieurs modes peuvent aussi être envisagées pour exalter le fondamental, la seconde harmonique, voire les deux simultanément.

Cette étude nécessitera d'une part un effort de modélisation afin de prendre en compte des effets non-linéaires dans les codes de modélisation des CRIGFs. Il s'agit là d'un véritable défi, la simulation des CRIGFs en régime linéaire présentant déjà une difficulté importante pour la plupart des méthodes numériques habituelles[138] et je m'appuierai notamment sur notre collaboration avec l'institut Fresnel pour cette partie de l'étude.

D'autre part, cette étude nécessitera la mise en place d'une filière technologique permettant de fabriquer des CRIGFs dans des matériaux présentant des $\chi^{(2)}$ élevés. Il s'agit d'une difficulté majeure, car ces matériaux sont le plus souvent difficilement compatibles avec les gravures aux échelles nanométriques, nécessaires à la fabrication des CRIGFs. Une première approche possible serait d'utiliser des substrats de niobate de lithium (LiNbO_3) sur oxyde (LNOI), comme cela est schématisé sur la figure 10.1. Le LiNbO_3 présente en effet des coefficients de nonlinéarité très élevés. En outre, sur les substrats de LNOI, il se présente sous la forme d'une fine couche, au dessus d'une couche tampon de SiO_2 . Il est ainsi

envisageable d'utiliser la couche de LiNbO_3 comme guide haut indice pour la réalisation du CRIGF, ce qui présente un double avantage. D'une part, le mode sera confiné principalement dans la couche non-linéaire, maximisant ainsi la non-linéarité modale. D'autre part, dans une telle géométrie, nous n'aurons pas à graver la couche de LiNbO_3 , mais seulement une couche de matériau diélectrique (Si_3N_4) déposée sur le LNOI (voir figure 10.1 page ci-contre). La profondeur de Si_3N_4 à graver devrait être faible (50 à 100 nm), ce qui est réalisé de façon routinière au LAAS-CNRS pour la fabrication de CRIGFs par gravure plasma (ICP-RIE). De plus, la couche de LiNbO_3 sous-jacente sera une couche d'arrêt de gravure efficace, permettant de réaliser des réseaux de bonne qualité et très homogènes. Bien évidemment, ces études nécessiteront en outre des efforts de caractérisation et de métrologie optique. Cependant, cela ne devrait pas poser de problème particulier compte tenu de mon expertise passée dans le domaine, ainsi que celle de certains membres de l'équipe PHOTO (Stéphane Calvez notamment).

10.3 Systèmes optiques avancés

Nous poursuivrons les études débutées sur l'imagerie hyperspectrale adaptative, en collaboration étroite avec Simon Lacroix (RIS, LAAS-CNRS) et Hervé Carfantan (SISU, IRAP) et plus généralement dans le cadre d'interactions multidisciplinaires avec les différents acteurs locaux. Nous avons ainsi déposé différentes demandes de bourses de thèse et de financement pour prolonger cette étude, notamment en tirant partie de l'adaptativité et de la simplicité du dispositif pour développer différentes stratégies d'acquisition d'informations hyperspectrales.

Plus généralement, je compte développer une activité autour de systèmes optiques intégrant les différents composants optiques que nous avons développés (notamment les réseaux résonnants ou les réseaux résonnants en cavité). L'objectif sera de tirer profit des avancées obtenues au niveau des composants pour concevoir des systèmes optiques offrant de nouvelles performances. Cette activité sera essentiellement tournée vers des applications de spectroscopie, d'imagerie et éventuellement de métrologie, si possible en interaction avec les différents acteurs scientifiques de la région Toulousaine.

Chapitre 11

ENSEIGNEMENT, TRANSFERT ET ANIMATION DE LA RECHERCHE

Concernant les autres pans de mon activité, je compte accentuer mon implication dans trois domaines : l'enseignement, le transfert technologique et l'animation de la recherche.

Pour ce qui est de l'enseignement, je compte accentuer mon implication dans les différents établissements toulousains, notamment l'INSA de Toulouse et l'ISAE. Il s'agit là à la fois d'un désir personnel mais aussi d'une nécessité pour l'équipe photonique. En effet, l'évolution de l'équipe photonique ces 15 dernières années a créé un déséquilibre : sur les 8 permanents de l'équipe, nous ne comptons qu'un seul enseignant chercheur pour 7 chercheurs (ou directeurs de recherche) du CNRS. Cela pose un souci en terme de visibilité de notre équipe auprès des étudiants et complique le recrutement de stagiaires ou d'étudiants en thèse. Il me semble donc opportun de m'impliquer dans certains des établissements locaux à même de nous permettre de recruter des stagiaires et des étudiants en thèse de qualité. Notre expérience passée avec des étudiants de l'INSA de Toulouse nous incite à accentuer notre présence pour favoriser d'éventuels recrutements futurs. De même, nous espérons pouvoir nous impliquer dans la formation à l'ISAE.

Concernant le transfert technologique, je compte poursuivre les démarches engagées avec Olivier Gauthier-Lafaye pour valoriser les différents travaux que nous avons menés, notamment sur les filtres optiques à réseaux résonnants. En priorité, je compte m'attacher à l'exploitation des deux brevets que nous avons déposés. Plus généralement, une partie de nos travaux sur les filtres ont atteint un degré de maturité qui justifie leur transfert vers l'industrie. Ce travail de transfert me paraît essentiel, même s'il requière un investissement important qui ne se traduit pas vraiment dans les chiffres bibliométriques dont les instances d'évaluation sont si friandes...

Enfin, concernant l'animation et l'encadrement de la recherche, mes activités actuelles sont essentiellement locales (au sein du LAAS ou bien au niveau du campus toulousain par le biais de la SFP). Je compte développer mon implication au niveau national, notamment par la participation à des commissions de recrutement et à des groupes de travail thématiques.

Annexe A

ENSEMBLE DES PUBLICATIONS (MISES À JOUR LE 21/08/2017)

A.1 Articles de revues à comité de lecture : 35 dont 2 article(s) invité(s)

- [A35] 2017 *Electrically pumped all photonic crystal 2nd order DFB lasers arrays emitting at 2.3 microns*, Adelin, B., Gauthier-Lafaye, O., Dubreuil, P., Lecestre, A., Rouillard, Y., Bahriz, M., Boissier, G., Vicet, A. & Monmayrant, A., **APL Photonics**, mar, Vol. 2(3), pp. 036105.
- [A34] 2017 *Tunable graded cavity resonator integrated grating filters*, Augé, S., Monmayrant, A., Pelloquin, S., Doucet, J.B. & Gauthier-Lafaye, O., **Optics Express**, may, Vol. 25(11), pp. 12415.
- [A33] 2017 *2x1D crossed strongly modulated gratings for polarization independent tunable narrowband transmission filters*, Fehrembach, A.-L., Sharshavina, K., Lemarchand, F., Popov, E., Monmayrant, A., Arguel, P. & Gauthier-Lafaye, O., **Journal of the Optical Society of America A**, jan, Vol. 34(2), pp. 234.
- [A32] 2017 *Design of angularly tolerant zero-contrast grating filters for pixelated filtering in the mid-IR range*, Macé, L., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A. & Camon, H., **Journal of the Optical Society of America A**, mar, Vol. 34(4), pp. 657.
- [A31] 2015 *Adaptive hyperspectral imager : design, modeling, and control*, McGregor, S., Lacroix, S. & Monmayrant, A., **Journal of Optics**, Vol. 17(8), pp. 085607.
- [A30] 2015 *High-order modes in cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filters (CRIGFs)*, Laberdesque, R., Gauthier-Lafaye, O., Camon, H., Monmayrant, A., Petit, M., Demichel, O. & Cluzel, B., **J. Opt. Soc. Am. A**, Nov, Vol. 32(11), pp. 1973-1981.
- [A29] 2014 *Controlled reflectivities in self-collimating mesoscopic photonic crystal*, Magno, G., Grande, M., Monmayrant, A., Lozes-Dupuy, F., Gauthier-Lafaye, O., Calò, G. & Petruzzelli, V., **J. Opt. Soc. Am. B**, Feb, Vol. 31(2), pp. 355-359.
- [A28] 2014 *Microbubbles for optofluidics : controlled defects in bubble crystals*, Allouch, A., Bournine, K., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Geoffroy, S., Gué, A.-M. & Joseph, P., **Microfluidics and Nanofluidics**, 4 september, pp. 1-12.

- [A27] 2014 *Stable planar mesoscopic photonic crystal cavities*, Magno, G., Monmayrant, A., Grande, M., Lozes-Dupuy, F., Gauthier-Lafaye, O., Caldò, G. & time, V.P., **Opt. Lett.**, Jul, Vol. 39(14), pp. 4223-4226.
- [A26] 2014 *Experimental demonstration of 1D crossed gratings for polarization-independent high-Q filtering*, Monmayrant, A., Aouba, S., Yu, K.C.S., Arguel, P., Fehrembach, A.-L., Sentenac, A. & Gauthier-Lafaye, O., **Opt. Lett.**, Oct, Vol. 39(20), pp. 6038-6041.
- [A25] 2012 *Near-field optical imaging with a nanotip grown on fibered polymer microlens*, Sedaghat, Z., Rumyantseva, A., Bruyant, A., Kostcheev, S., Blaize, S., Jradi, S., Bachelot, R. & Monmayrant, A., **Appl Phys Lett**, january, Vol. 100(3), pp. 033107.
- [A24] 2012 *Wavelength-stabilised external-cavity laser diode using cavity resonator integrated guided mode filter*, Buet, X., Guelmami, A., Monmayrant, A., Calvez, S., Tourte, C., Lozes-Dupuy, F. & Gauthier-Lafaye, O., **Electronics Letters**, December, Vol. 48(25), pp. 1619-1621.
- [A23] 2012 *High angular tolerance and reflectivity with narrow bandwidth cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter*, Buet, X., Daran, E., Belharet, D., Lozes-Dupuy, F., Monmayrant, A. & Gauthier-Lafaye, O., **Opt. Express**, Apr, Vol. 20(8), pp. 9322-9327.
- [A22] 2012 *Mesoscopic Self-Collimation and Slow Light in All-Positive Index Layered Photonic Crystals*, Arlandis, J., Centeno, E., Pollès, R., Moreau, A., Campos, J., Gauthier-Lafaye, O. & Monmayrant, A., **Phys. Rev. Lett.**, Jan, Vol. 108 pp. 037401.
- [A21] 2011 *Observation of overstrain in the coalescence zone of AlAs/AlO_x oxidation fronts*, Chouchane, F., Almuneau, G., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Arnoult, A., Lacoste, G. & Fontaine, C., **Applied Physic Letters**, july, Vol. 98(26), pp. 261921.
- [A20] 2011 *Inductively coupled plasma etching of high aspect ratio two-dimensional photonic crystals in Al-rich AlGaAs and AlGaAsSb*, Larrue, A., Belharet, D., Dubreuil, P., Bonnefont, S., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Lozes-Dupuy, F. & Moudji, S., **Journal of Vacuum Science & Technology B : Microelectronics and Nanometer Structures**, Vol. 29(2), pp. 021006.
- [A19] 2011 *Tunable, polarization independent, narrow-band filtering with one-dimensional crossed resonant gratings*, Fehrembach, A.-L., Chan Shin Yu, K., Monmayrant, A., Arguel, P., Sentenac, A. & Gauthier-Lafaye, O., **Opt. Lett.**, May, Vol. 36(9), pp. 1662-1664.
- [A18] 2011 *All Photonic Crystal DFB Lasers Robust Toward Optical Feedback*, Larrue, A., Campos, J., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of**, Vol. 17(5), pp. 1236 - 1241.
- [A17] 2010 *Measurement and modeling of 2D hexagonal resonant-grating filter performance*, Fehrembach, A.-L., Gauthier-Lafaye, O., Yu, K.C.S., Monmayrant, A., Bonnefont, S., Daran, E., Arguel, P., Lozes-Dupuy, F. & Sentenac, A., **J. Opt. Soc. Am. A**, Jul, Vol. 27(7), pp. 1535-1540.

- [A16] **2010 (article invité)** *A newcomer's guide to ultrashort pulse shaping and characterization*, Monmayrant, A., Weber, S. & Chatel, B., **Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics**, may, Vol. 43(10), pp. 103001.
- [A15] **2009** *Direct observation of quantum-path interferences in high order harmonic generation*, Cormier, E., Zaïr, A., Holler, M., Schapper, F., Keller, U., Wyatt, A., Monmayrant, A., Walmsley, I., Auguste, T. & Salières, P., **The European Physical Journal - Special Topics**, August, Vol. 175(1), pp. 191-194.
- [A14] **2009** *Ionization effects on spectral signatures of quantum-path interference in high-harmonic generation*, Holler, M., Zaïr, A., Schapper, F., Auguste, T., Cormier, E., Wyatt, A., Monmayrant, A., Walmsley, I.A., Gallmann, L., Salières, P. & Keller, U., **Opt. Express**, Vol. 17(7), pp. 5716-5722.
- [A13] **2009** *Theoretical and experimental analysis of quantum path interferences in high-order harmonic generation*, Auguste, T., Salières, P., Wyatt, A.S., Monmayrant, A., Walmsley, I.A., Cormier, E., Zaïr, A., Holler, M., Guandalini, A., Schapper, F., Biegert, J., Gallmann, L. & Keller, U., **Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)**, Vol. 80(3), pp. 033817.
- [A12] **2008 (article invité)** *SPIDER : A decade of measuring ultrashort pulses*, Anderson, M.E., Monmayrant, A., Gorza, S.-P., Wasylczyk, P. & Walmsley, I.A., **Laser Physics Letters**, april, Vol. 5(4), pp. 259-266.
- [A11] **2008** *Quantum Path Interferences in High-Order Harmonic Generation*, Zaïr, A., Holler, M., Guandalini, A., Schapper, F., Biegert, J., Gallmann, L., Keller, U., Wyatt, A.S., Monmayrant, A., Walmsley, I.A., Cormier, E., Auguste, T., Caumes, J.P. & Salières, P., **Physical Review Letters**, Vol. 100(14), pp. 143902.
- [A10] **2008** *Precise Frequency Spacing in Photonic Crystal DFB Laser Arrays*, Larrue, A., Bouchard, O., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S., Arnoult, A., Dubreuil, P. & Lozes-Dupuy, F., **Photonics Technology Letters, IEEE**, Dec.15, , Vol. 20(24), pp. 2120-2122.
- [A9] **2007** *Compensation of resonant dispersion in atomic medium using a pulse shaper*, Delagnes, J.C., Monmayrant, A., Zahariev, P., Chatel, B., Girard, B. & Bouchene, M.A., **Applied Physics B : Lasers and Optics**, Vol. 86(4), pp. 573-578.
- [A8] **2007** *A short perspective on long crystals : broadband wave mixing and its application to ultrafast quantum optics*, Wasylczyk, P., U'ren, A.B., Mosley, P.J., Lundeen, J., Branderhorst, M.P.A., Gorza, S.P., Monmayrant, A., Radunsky, A. & Walmsley, I.A., **Journal of Modern Optics**, Vol. 54(13), pp. 1939-1958.
- [A7] **2006** *Real time quantum state holography using coherent transients*, Monmayrant, A., Chatel, B. & Girard, B., **Optics Communications**, August, Vol. 264(2), pp. 256-263.
- [A6] **2006** *Femtosecond spectral electric field reconstruction using coherent transients*, Monmayrant, A., Chatel, B. & Girard, B., **Optics Letters**, February, Vol. 31(3), pp. 410-412.
- [A5] **2006** *Quantum state measurement using coherent transients*, Monmayrant, A., Chatel, B. & Girard, B., **Physical Review Letters**, march, Vol. 96(10), pp. 103002-1-4.

- [A4] **2005** *AOPDF-shaped optical parametric amplifier output in the visible*, Monmayrant, A., Arbouet, A., Girard, B., Chatel, B., Barman, A., Whitaker, B.J. & Kaplan, D., **Applied Physics B : Lasers and Optics**, jul, Vol. 81(2 - 3), pp. 177-180.
- [A3] **2004** *A new phase and amplitude high resolution pulse shaper*, Monmayrant, A. & Chatel, B., **Review of Scientific Instruments**, Vol. 75(8), pp. 2668-71.
- [A2] **2004** *Coherent transients as a highly sensitive probe for femtosecond pulse shaper*, Wohlleben, W., Degert, J., Monmayrant, A., Chatel, B., Motzkus, M. & Girard, B., **Applied Physics B (Lasers and Optics)**, Vol. 79(4), pp. 435 - 439.
- [A1] **2003** *Time-domain interferometry for direct electric-field reconstruction by use of an acousto-optic programmable filter and a two-photon detector*, Monmayrant, A., Joffre, M., Oksenhendler, T., Herzog, R., Kaplan, D. & Tournois, P., **Optics Letters**, Feb, Vol. 28(4), pp. 278-280.

A.2 Conférences avec actes : 88 dont 13 conférence(s) invitée(s)

- [CA88] **2017** *2x1D crossed gratings for polarization independent tunable transmission filters*, Fehrembach, A.-L., Sharshavina, K., Lemarchand, F., Popov, E., Monmayrant, A., Arguel, P. & Gauthier-Lafaye, O., **International Workshop on Optical Wave & Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM 2017)**, Eindhoven (Holland).
- [CA87] **2017** *Zero-Contrast Grating Filters for Pixelated Applications in the Mid-IR Range*, Macé, L., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Camon, H., Portier, B., Pradal, F., Hervy, A. & Leplan, H., **CLEO Europe-EQEC 2017**, Munich, Germany.
- [CA86] **2017** *Modelisation of zero-contrast grating filters for pixelated applications in the mid-IR range*, Macé, L., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Camon, H., Leplan, H. & Portier, B., **International Workshop on Optical Wave & Waveguide Theory and Numerical Modelling (OWTNM 2017)**, Eindhoven (Holland).
- [CA85] **2017** *Mid-Infrared (4.65micron) Cavity Resonator Integrated Grating Filters*, Monmayrant, A., Augé, S., Gluchko, S., Pelloquin, S., Fehrembach, A.-L., Antoni, T., Popov, E. & Gauthier-Lafaye, O., **CLEO Europe-EQEC 2017**, Munich, Germany.
- [CA84] **2017** *Co-design of an adaptive hyperspectral imager based on MEMS arrays : From proof of principle to a research prototype*, Roul, J., Blanc, F., Lacroix, S. & Monmayrant, A., **2017 Symposium on Design, Test, Integration and Packaging of MEMS/MOEMS (DTIP)**, .
- [CA83] **2017** *1D crossed gratings for narrow band polarization insensitive reflective filtering*, Sharshavina, K., Pelloquin, S., Daran, E., Doucet, J.B., Lemarchand, F., Bégou, T., Lumeau, J., Monmayrant, A., Arguel, P., Gauthier-Lafaye, O., Popov, E. & Fehrembach, A.-L., **2017 19th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)**, Girona, Spain.

- [CA82] **2016 Lasers tout Cristal Photonique à pompage électrique émettant en continu dans le moyen Infra-Rouge**, Adelin, B., Monmayrant, A., Dubreuil, P., Lecestre, A., Rouillard, Y., Boissier, G., Bahriz, M., Vicet, A. & Gauthier-Lafaye, O., **Journées Nationales de l'Optique Guidée JNOG 2016**, Bordeaux.
- [CA81] **2016 conférence invitée All photonic crystal electrically pumped GaSb laser diodes emitting at 2.4 μm for gas sensing applications**, Adelin, B., Monmayrant, A., Lecestre, A., Dubreuil, P., Rouillard, Y., Bahriz, M., Vicet, A. & Gauthier-Lafaye, O., **2016 18th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)**, Trente, Italy.
- [CA80] **2016 Réalisation de guides d'onde enterrés avec un procédé quasi-planaire**, Calvez, S., Arnoult, A., Calmon, P.-F., Lecestre, A., Fontaine, C., Monmayrant, A. & Almuneau, G., **Journées Nationales de l'Optique Guidée JNOG 2016**, Bordeaux.
- [CA79] **2016 Filtrage spectral par réseau sub-lambda résonnant**, Chaumet, P., Demésy, G., Popov, E., Rassem, N., Sentenac, A., Gauthier-Lafaye, O. & Monmayrant, A., **Optique Bordeaux 2016**, Bordeaux.
- [CA78] **2016 Graded CRIGF filters for tunable external cavity lasers**, Gauthier-Lafaye, O., Augé, S. & Monmayrant, A., **Conference on Lasers and Electro-Optics**, .
- [CA77] **2016 conférence invitée Full optical confinement in 1D mesoscopic photonic crystal-based microcavities : A preliminary experimental demonstration**, Magno, G., Monmayrant, A., Grande, M., Gauthier-Lafaye, O., Calò, G., Dagens, B. & Petruzelli, V., **2016 18th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)**, Trente, Italy.
- [CA76] **2016 All Photonic Crystal electrically pumped CW mid-IR lasers**, Monmayrant, A., Adelin, B., Dubreuil, P., Lecestre, A., Rouillard, Y., Boissier, G., Bahriz, M., Vicet, A. & Gauthier-Lafaye, O., **Conference on Lasers and Electro-Optics**, .
- [CA75] **2016 Filtres pixellisés intégrés sur détecteur infrarouge pour l'imagerie multispectrale**, Portier, B., Oussalah, M., Pradal, F., Leplan, H., Monmayrant, A., Camon, H., Sik, H., Fleury, J., Laprat, F. & Gauthier-Lafaye, O., **Optique Bordeaux 2016**, Bordeaux.
- [CA74] **2016 Guided-Mode Resonance Filters : new technology and results**, Sharshavina, K., Fehrembach, A.L., Arguel, P., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Daran, E., Pelloquin, S. & Lemarchand, F., **ISROS**, Otwock, Poland.
- [CA73] **2015 Tunable external cavity laser with graded CRIGFs filters**, Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Augé, S., Calvez, S. & Daran, E., **CLEO Europe-EQEC 2015**, Munich.
- [CA72] **2015 1D crossed gratings for polarization independent high-Q filtering : experimental demonstration and possible improvements**, Gauthier-Lafaye, O., Arguel, P., Monmayrant, A., Sharshavina, K., Fehrembach, A.-L., Lemarchand, F. & Sentenac, A., **CLEO Europe-EQEC 2015**, Munich.
- [CA71] **2015 High Order modes in Cavity Resonator Integrated Grating Filters (CRIGFs)**, Laberdesque, R., Gauthier-Lafaye, O., Camon, H., Monmayrant, A., Petit, M., Demichel, O. & Cluzel, B., **Nanometa conference 2015**, Seefeld.

- [CA70] **2015** *High Order modes in Cavity Resonator Integrated Guided mode resonance Filters (CRIGFs)*, Laberdesque, R., Gauthier-Lafaye, O., Camon, H., Monmayrant, A., Petit, M., Demichel, O. & Cluzel, B., **CLEO/Europe and EQEC 2015**, Munich.
- [CA69] **2015** *conférence invitée Multimodal reflectivity of CRIGF : first experimental observation and modelling*, Laberdesque, R., Gauthier-Lafaye, O., Camon, H., Monmayrant, A., Petit, M., Demichel, O. & Cluzel, B., **Transparent Optical Networks (ICTON), 2015 17th International Conference on**, Budapest.
- [CA68] **2015** *Mesoscopic self-collimation in arbitrary directions*, Magno, G., Monmayrant, A., Grande, M., Calò, G., Gauthier-Lafaye, O. & Petruzzelli, V., **Nanometasurface conference 2015**, Seefeld.
- [CA67] **2015** *Mesoscopic Self-Collimation : beyond the high symmetry constraint*, Magno, G., Monmayrant, A., Lozes-Dupuy, F., Gauthier-Lafaye, O., Calò, G. & Petruzzelli, V., **CLEO Europe-EQEC 2015**, Munich.
- [CA66] **2015** *An Adaptive Programmable Hyperspectral Imager*, McGregory, S., Lacroix, S. & Monmayrant, A., **ISPRS GEOSPATIAL WEEK 2015**, Marseille.
- [CA65] **2015** *Adaptive, Hyperspectral Imager : Design, Modeling, and Control*, McGregory, S., Monmayrant, A. & Lacroix, S., **CLEO Europe-EQEC 2015**, Munich.
- [CA64] **2014** *conférence invitée Random laser on planar GaAs waveguides*, Gauthier-Lafaye, O., Campos, J., Monmayrant, A., Lozes-Dupuy, F., Bhaktha, K., Sebbah, P. & Vanneste, C., **Proc. SPIE 8993, Quantum Sensing and Nanophotonic Devices XI, 899309 (December 18, 2013) Photonic West 2014**, .
- [CA63] **2014** *Stable planar microcavities based on mesoscopic photonic crystals*, Magno, G., Monmayrant, A., Grande, M., Lozes-Dupuy, F., Gauthier-Lafaye, O., Calò, G. & Petruzzelli, V., **Proc. SPIE 8988, Integrated Optics : Devices, Materials, and Technologies XVIII**, .
- [CA62] **2014** *Self-collimation in mesoscopic photonic crystals : From reflectivity management to stable planar cavities*, Monmayrant, Magno, G., Monmayrant, A., Grande, M., Calò, G., Petruzzelli, V. & Gauthier-Lafaye, O., **Transparent Optical Networks (ICTON), 2014 16th International Conference on**, Graz.
- [CA61] **2013** *Design and performances of simplified external cavity laser diodes using CRIGF mirrors*, Buet, X., Monmayrant, A., Calvez, S., Tourte, C., Lozes, F. & Gauthier-Lafaye, O., **CLEO/Europe and IQEC 2013**, .
- [CA60] **2013** *Robust and simplified cat's-eye external-cavity lasers using cavity resonant integrated grating filters*, Buet, X., Guelmani, A., Monmayrant, A., Calvez, S., Lozes-Dupuy, F. & Gauthier-Lafaye, O., **Transparent Optical Networks (ICTON), 2013 15th International Conference on**, .
- [CA59] **2013** *1D crossed guided mode resonant gratings for tunable filtering*, Fehrembach, A.-L., Yu, C.S., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Arguel, P. & Sentenac, A., **XXI International Workshop on Optical Wave and Waveguide Theory and Numerical Modelling**, Enschede, The Netherlands.

- [CA58] 2013 *Multifunctional self-collimating mesoscopic photonic crystals*, Monmayrant, A., Lozes, F., Gauthier-Lafaye, O., Magno, G., Grande, M., Calo, G. & Petruzzelli, V., **CLEO/Europe and IQEC 2013**, .
- [CA57] 2013 *Modélisation de réseaux résonants en cavité*, Laberdesque, R., Monmayrant, A. & Gauthier-Lafaye, O., **Journées Nationales d'Optique Guide (JNOG) 2013**, Paris.
- [CA56] 2012 *High reflectivity small aperture resonant grating filters for laser diode spectral stabilisation*, Buet, X., Monmayrant, A., Daran, E., Belharet, D., Lozes-Dupuy, F. & Gauthier-Lafaye, O., **Proc. 14th Int Transparent Optical Networks (ICTON) Conf**, .
- [CA55] 2012 *Tailoring reflection of selfcollimating multilayer structures*, Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Lozes-Dupuy, F., Grande, M., Calò, G., Petruzzelli, V., Arlandis, V. & Centeno, E., **ECIO 2012 , 16th European Conference on Integrated Optics Espagne (2012)**, Sitges, Spain.
- [CA54] 2012 *Random laser in totally disordered 2D GaAs/AlGaAs heterostructures*, Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S., Bhaktha, S., Vanneste, C., Bachelard, N., Sebbah, P. & Lozes-Dupuy, F., **CLEO : QELS-Fundamental Science**, San Jose (USA).
- [CA53] 2012 *Random laser in totally disordered 2D GaAs/AlGaAs heterostructures*, Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Campos, J., Bonnefont, S., Bhaktha, S., Vanneste, C., Bachelard, N., Sebbah, P. & Lozes-Dupuy, F., **META'12 3rd International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics**, Paris, France.
- [CA52] 2012 *Random laser in totally disordered 2D GaAs/AlGaAs heterostructures*, Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S., Shivakiran, B., Vanneste, C., Bachelard, N., Sebbah, P. & Lozes-Dupuy, F., **SPIE Photonics Europe**, Brussels (Belgium).
- [CA51] 2011 *Liquid-Gas Microfluidics as a Microstructuring Tool for Optics*, Allouch, A.E.D., Joseph, P., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Arguel, P., Lozes, F., Geoffroy, S. & Gué, A.-M., **1st EOS Conference on Optofluidics (EOSOF 2011)**, Munich.
- [CA50] 2011 *Liquid-gas Microfluidics As A Microstructuring Tool For Optics : Controlled Defects Inside Self-organized Bubble Crystals*, Allouch, A.E.D., Bournine, K., Joseph, P., Geoffroy, S., Bouchier, A., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Lozes, F. & Gué, A.M., **International Conference On Miniaturized Systems For Chemistry and Life Sciences (MicroTAS 2011)**, Seattle USA.
- [CA49] 2011 *Autocollimation mésoscopique et focalisation de la lumière dans des cristaux photoniques*, Arlandis, J., Centeno, E., Pollès, R., Moreau, A., Campos, J., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **Optique 2011 - JNOG 2011**, Marseille (France).
- [CA48] 2011 *GaAs based mid infrared filter with resonant gratings*, Chan Shin Yu, K., Fehrembach, A.L., Lemarchand, F., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Arguel,

- P., Bonnefont, S., Lozes-Dupuy, F. & Sentenac, A., **CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest**, Munich (Germany).
- [CA47] **2011** *Filtres à réseaux résonnants : performances expérimentales et influence des imperfections*, Fehrembach, A.-L., Lemarchand, F., Sentenac, A., Boyko, O., Talneau, A., Arguel, P., Bonnefont, S., Chan-Shin-Yu, K., Gauthier-Lafaye, O., Hernandez, S., Lozes-Dupuy, F. & Monmayrant, A., **Optique 2011 - JNOG 2011**, Marseille (France).
- [CA46] **2011 conférence invitée** *2D PhC optimization for highly robust 2nd order DFBs*, Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Bonnefont, S., Larrue, A., Campos, J., Arnoult, A., Fontaine, C. & Lozes-Dupuy, F., **International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON 2011)**, Stockholm (Sweden).
- [CA45] **2011 conférence invitée** *All Photonic Crystal DFBs for laser arrays*, Larrue, A., Campos, J., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **Photonic West Opto 2011**, San Francisco, USA.
- [CA44] **2011 conférence invitée** *All photonic crystal DFBs for laser arrays*, Larrue, A., Campos, J., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **Quantum Sensing and Nanophotonic Devices VIII**, San Francisco (USA).
- [CA43] **2011 conférence invitée** *Laser tout cristal photonique : du guide photonique optimisé au laser autocollimaté sans guide*, Monmayrant, A., Campos, J., Gauthier-Lafaye, O., Arlandis, J., Centeno, E., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **Optique 2011 - Horizons de l'Optique 2011**, Marseille (France).
- [CA42] **2011** *Filtre spectral indépendant à la polarisation à base de réseaux résonants 1D croisés*, Shin-Yu, K.C., Arguel, P., Fehrembach, A.-L., Monmayrant, A., Bonnefont, S., Sentenac, A. & Gauthier-Lafaye, O., **Optique 2011 - JNOG 2011**, Marseille (France).
- [CA41] **2010** *Liquid-gas microfluidic devices for optical applications*, Allouch, A., Joseph, P., Bourrier, D., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Arguel, P. & Gue, A., **2nd European conference on microfluidics (MicroFlu 2010)**, Toulouse.
- [CA40] **2010** *Contrôle fin du procédé d'oxydation de couches $Al_xGa_{1-x}As$ enterrés*, Al-muneau, G., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Arnoult, A., Lacoste, G., Fontaine, C. & Chouchane, F., **Journées Nano Micro et Optoélectronique (JNMO 2010)**, Les Issambres (France).
- [CA39] **2010** *Light diffusion and random lasing in active disordered 2-D GaAs membranes*, Bhaktha, S.B.N., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S., Monmayrant, A., Lozes-Dupuy, F., Vanneste, C. & Sebbah, P., **Photonics 2010**, Guwahati (India).
- [CA38] **2010** *Stabilisation spectrale d'une diode laser par un filtre à réseau résonant*, Buet, X., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S., Monmayrant, A. & Lozes-Dupuy, **Journées Nano Micro et Optoélectronique (JNMO 2010)**, Les Issambres (France).
- [CA37] **2010** *Conception de cavités laser à cristaux photoniques en régime d'autocollimation*, Campos, J., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S., Lozes-Dupuy, F., Centeno, E. & Arlandis, J., **Journées Nano Micro et Optoélectronique (JNMO 2010)**, Les Issambres (France).

- [CA36] 2010 *Design of a mid infrared resonant grating filter*, Chan Shin Yu, K., Fehrembach, A., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Bonnefont, S., Arguel, P., Lozes-dupuy, F. & Sentenac, A., **International Semiconducteur Conference (CAS 2010)**, Sinaia (Romania).
- [CA35] 2010 *Etude d'un filtre à réseau résonnants fonctionnant à 4.65 microns*, Fehrembach, A., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Chan Shin Yu, K., Bonnefont, S., Arguel, P., Lozes-Dupuy, F. & Sentenac, A., **Journées Nano Micro et Optoélectronique (JNMO 2010)**, Les Issambres (France).
- [CA34] 2010 *Lattice optimisation of all photonic crystal second order DFB lasers for ultra high Q operation*, Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Larrue, A., Campos, J., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **International Conference on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures (PECS-IX 2010)**, Granada (Spain).
- [CA33] 2010 *Deep etching for photonic crystal in high aluminium content III-V system*, Larrue, A., Moundji, S., Belharet, D., Dubreuil, P., Bonnefont, S., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A. & Lozes-Dupuy, F., **International Conference on Photonic and Electromagnetic Crystal Structures (PECS-IX 2010)**, Granada (Spain).
- [CA32] 2010 *Photonic Crystal DFB laser array robust to optical feedback*, Larrue, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S., Monmayrant, A. & Lozes-Dupuy, F., **ECIO 2010**, April.
- [CA31] 2010 **conférence invitée** *Photonic crystal for planar laser sources : new functionalities and outlook*, Monmayrant, A., Larrue, A., Campos, J., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **International Semiconducteur Conference (CAS 2010)**, Sinaia (Romania).
- [CA30] 2010 **conférence invitée** *Random lasing : from experiments to theory and back again*, Sebbah, P., Andreasen, J., Bhaktha, S.B.N., Bonnefont, S., Gauthier-Lafaye, O., Labonté, L., Lozes-Dupuy, F., Monmayrant, A., Noblin, X. & Vanneste, C., **Photonics 2010**, Guwahati (India).
- [CA29] 2009 *Quantum path interferences in high-harmonic generation : Ionization effects and spatial structure*, Gallmann, L., Holler, M., Zair, A., Schapper, F., Auguste, T., Cormier, E., Wyatt, A., Monmayrant, A., Walmsley, I.A., Salieres, P. & Keller, U., **Proc. and 2009 Conf Lasers and Electro-Optics Quantum electronics and Laser Science Conf.. CLEO/QELS 2009. Conf.** .
- [CA28] 2009 *2D hexagonal resonant grating filters performances : measurement and modeling*, Gauthier-Lafaye, O., Chan Shin Yu, K., Fehrembach, A.L., Hernandez, S., Arguel, P., Monmayrant, A., Bonnefont, S., Lozes-Dupuy, F. & Sentenac, A., **CLEO/Europe-EQEC**, Munich.
- [CA27] 2009 *Ultra-high Q photonic crystal waveguides for DFB laser operation*, Gauthier-Lafaye, O., Larrue, A., Monmayrant, A., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **CLEO/Europe-EQEC**, Munich.
- [CA26] 2008 *Photonic crystal DFB laser array and fine emission wavelength engineering*, Bouchard, O., Larrue, A., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S., Arguel, P., Lozes-Dupuy, F., Pang, C., Bruyant, A., Blaize, S., Lérondel, G., Royer, P.,

- Pommereau, F., Poingt, F., Le Gouezigou, L., Le Gouezigou, O., Drisse, O., Déroutin, E. & Duan, G.H., **ECIO**, Eindhoven (Pays-Bas).
- [CA25] **2008** *Study of quantum-paths interference in the high harmonics generation*, Cormier, E., Zaïr, A., Holler, M., Schapper, F., Gallmann, L., Keller, U., Wyatt, A., Monmayrant, A., Walmsley, I., Auguste, T. & Salières, P., **Ultrafast Phenomena**, Stresa (Italie).
- [CA24] **2008** *Photonic Crystal Single-Mode DFB Laser Array with Precise Frequency Spacing*, Larrue, A., Bouchard, O., Jalabert, L., Arnoult, A., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **CLEO**, .
- [CA23] **2008** *Ingénierie de longueur d'onde de lasers DFB tout cristal photonique*, Larrue, A., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **12èmes Journées Nano-Micro Electronique et Optoélectronique (JNMO)**, Oléron.
- [CA22] **2008** *Laser tout cristal photonique de type DFB du second ordre émettant à 990 nm*, Larrue, A., Bouchard, O., Dubreuil, P., Doucet, J.B., Arnoult, A., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **27èmes Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)**, Lannion.
- [CA21] **2008** **conférence invitée** *Factoring numbers with interfering random waves*, Monmayrant, A., Weber, S., Chatel, B. & Girard, B., **CLEO QELS**, San Jose, (USA).
- [CA20] **2007** *Observation and control of ultrafast quantum interferences in atoms*, Chatel, B., Baynard, E., Bigourd, D., Monmayrant, A. & Girard, B., **FRISNO9**, Les Houches.
- [CA19] **2007** *Direct observation of quantum-path interferences in high order harmonic generation*, Cormier, E., Zaïr, A., Holler, M., Schapper, F., Gallmann, L., Keller, U., Wyatt, A., Monmayrant, A., Walmsley, I., Auguste, T. & Salières, P., **ULIS2007**, Bordeaux.
- [CA18] **2007** **conférence invitée** *Photonic crystal waveguides for DFB like laser emission*, Monmayrant, A., Larrue, A., Bouchard, O., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **International Workshop on Nano Materials and Optoelectronics Devices**, Gwangju (Corée).
- [CA17] **2007** *The fast and the few : nonlinear wavemixing for quantum and ultrafast optics*, Mosley, P., Cohen, O., Wyatt, A., Witting, T., Lundeen, J., Monmayrant, A., Walmsley, I.A., Silberhorn, C. & U'Ren, A., **FRISNO9**, Les Houches.
- [CA16] **2007** *The Long and the Short of Interferometric Pulse Measurement*, Walmsley, I., Wasylczyk, P., Gorza, S.-P., Monmayrant, A. & Radunsky, A., **Frontiers in Optics**, San Jose.
- [CA15] **2007** *Characterising spatio-temporal coupling of extreme ultraviolet ultrashort pulses from high harmonic generation*, Witting, T., Wyatt, A., Monmayrant, A., Walmsley, I., Haworth, C., Robinson, J., Tisch, J. & Marangos, J., **CLEO-Europe**, Munich.
- [CA14] **2007** *Characterizing Spatio-Temporal Coupling of Extreme Ultraviolet Ultrashort Pulses from High Harmonic Generation*, Wyatt, A.S., Witting, T., Monmayrant,

- A., Walmsley, I.A., Haworth, C., Robinson, J.S., Tisch, J.W.G. & Marangos, J.P., **CLEO-QELS**, Baltimore.
- [CA13] 2007 *Two-quantum-path interferences in high order harmonic generation*, Zair, A., Holler, M., Guandalini, A., Schapper, F., Biegert, J., Keller, U., Salieres, P., Auguste, T., Cormier, E., Wyatt, A., Monmayrant, A. & Walmsley, I., **CLEO**, Baltimore.
- [CA12] 2007 *Quantum-path interferences in high order harmonic generation*, Zair, A., Holler, M., Guandalini, A., Schapper, F., Biegert, J., Keller, U., Salieres, P., Auguste, T., Cormier, E., Wyatt, A., Monmayrant, A. & Walmsley, I., **CLEO-IQEC**, Munich.
- [CA11] 2006 *Ultrashort pulse propagation in optically thick medium : observation and control*, Delagnes, J.-C., Monmayrant, A., Zahariev, P., Blanchet, V., Chatel, B., Girard, B. & Bouchene, M.A., **Symposium on Chemical Kinetics and Dynamics**, Okazaki (Japan).
- [CA10] 2006 *The Effect of Chirped Femtosecond Laser Pulses on the Formation of Ultracold Molecules in a Magneto-Optical Trap*, Walmsley, I., Dicks, A., McCabe, D., Monmayrant, A. & Brown, B., **Frontiers in Optics**, .
- [CA9] 2005 *Electric field reconstruction using coherent transients in a two-level system*, Monmayrant, A., Chatel, B. & Girard, B., **CLEO (QELS)**, Baltimore.
- [CA8] 2005 *Control of coherent transients using shaped pulses*, Chatel, B., Monmayrant, A. & Girard, B., **CLEO-EQEC**, München (Germany).
- [CA7] 2005 **conférence invitée** *The atomic spirograph : atomic wave function and laser pulse shape measurements from coherent transients*, Chatel, B., Monmayrant, A. & Girard, B., **ICOLS**, Aviemore.
- [CA6] 2005 *Optimisation of NOPA output pulse shaping using an AOPDF with dispersion self-correction.*, Monmayrant, A., Arbouet, A., Girard, B., Chatel, B., Whitaker, B.J., Barman, A. & Kaplan, D., **CLEO (QELS)**, Niigata.
- [CA5] 2004 *Towards electric field reconstruction using coherent transients in a two-level system*, Monmayrant, A., Chatel, B. & Girard, B., **Ultrafast Phenomena XIV**, Niigata.
- [CA4] 2004 *Tunable wavelength pulse shaping of visible NOPA outputs with an Acousto-Optic Programmable Dispersive Filter*, Monmayrant, A., Chatel, B., Kaplan, D. & Tournois, P., **Ultrafast Phenomena XIV**, Niigata.
- [CA3] 2004 *Manipulation de transitoires cohérents avec des impulsions mises en forme*, Monmayrant, A., Chatel, B., Degert, J. & Girard, B., **COLOQ 8**, Toulouse.
- [CA2] 2004 *Propagation of ultra-short pulses in resonant atomic systems : Observation and control*, Bouchene, M.A., Delagnes, J.C., Jacquy, M., Bonhommeau, S., Zahariev, P., Monmayrant, A., Chatel, B., Degert, J. & Girard, B., **COLOQ 8**, Toulouse.
- [CA1] 2002 *Time-domain interferometry for direct electricfield reconstruction by use of an acousto-optic programmable dispersive filter*, Oksenhendler, T., Monmayrant, A., Herzog, R., Kaplan, D., Tournois, P. & Joffre, M., **Ultrafast Phenomena XIII**, Vancouver.

A.3 Conférences sans acte : 49 dont 13 conférence(s) invitée(s)

- [CS49] 2016 *Laser diode stabilisation and tuning with Cavity Resonator Integrated Guided-mode resonance Filters*, Augé, S., Daran, E., Monmayrant, A., Calvez, S. & Gauthier-Lafaye, O., **PHAROS Event 2016**, .
- [CS48] 2016 (conférence invitée) *CRIGF as external cavity mirror for laser stabilisation*, Augé, S., Daran, E., Monmayrant, A., Calvez, S. & Gauthier-Lafaye, O., **10Th International Conference on Optics-photonics Design and Fabrication**, Jena, Germany.
- [CS47] 2016 (conférence invitée) *CRIGF as external cavity mirror for laser stabilisation*, Augé, S., Pelloquin, S., Daran, E., Monmayrant, A., Calvez, S. & Gauthier-Lafaye, O., **2016 ODF 10th International Conference on Optics-Photonics Design and Fabrication**, Weingarten, Ravensburg, Germany.
- [CS46] 2016 *Nanoimprint lithography as a new tool for cavity- resonator-integrated guided-mode resonance fabrication*, Augé, S., Pelloquin, S., Lestras, A., Doucet, J.B., Daran, E., Monmayrant, A. & Gauthier-Lafaye, O., **MNE 2016**, Vienna, Austria.
- [CS45] 2016 *Design Of Mesoscopic Photonic Crystal Microcavity Based Sensors Devoted To Optical Tweezing Applications*, Ferrara, B., Grande, M., Calò, G., D’Orazio, A., Petruzzelli, V., Magno, G., Dagens, B., Monmayrant, A. & Gauthier-Lafaye, O., **XXI RINEM - riunione nazionale di elettromagnetismo**, Parma, Italy.
- [CS44] 2016 *Optical Sensor Based on a Mesoscopic Photonic Crystal Microcavity*, Ferrara, B., Grande, M., Calò, G., D’Orazio, A., Dagens, B., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Petruzzelli, V. & Magno, G., **ACP 2016 Asia Communications and Photonics Conference**, Wuhan, China.
- [CS43] 2016 *From guided-mode resonance lters to CRIGF and their application to external cavity laser diodes*, Gauthier-Lafaye, O., Augé, S., Pelloquin, S., Monmayrant, A., Calvez, S., Daran, E., Doucet, J.B., Fehrembach, A.-L., Popov, E. & Sentenac, A., **IEEE Kansai KIT workshop on photonics**, K.
- [CS42] 2016 *Mesosopic Self-Collimation : Toward virtual devices*, Magno, G., Monmayrant, A., Grande, M., Calò, G., Dagens, B., Gauthier-Lafaye, O. & Petruzzelli, V., **OSA Technical Group poster session CLEO 2016**, San Jose.
- [CS41] 2016 *A smart programmable hyperspectral camera - Dr. Antoine Monmayrant & Dr. Simon Lacroix*, Monmayrant, A. & Lacroix, S., **Cyber Physical Systems 2016**, .
- [CS40] 2016 *Antimonide photonic crystals dfb lasers for sensing applications*, Vicet, A., Adelin, B., Rouillard, Y., Bahriz, M., Monmayrant, A., Boissier, G., Dubreuil, P., Lecestre, A. & Gauthier-Lafaye, O., **FLAIR 2016**, .
- [CS39] 2015 *Réflécteur multimodal à fort facteur de qualité*, Laberdesque, R., Monmayrant, A., Camon, H. & Gauthier-Lafaye, O., **Rencontres thématiques GT2 du GdR Ondes**, Dijon, France.

- [CS38] 2015 *Cavités à cristaux photoniques mésoscopiques*, Magno, G., Monmayrant, A., Grande, M., Lozes-Dupuy, F., Gauthier-Lafaye, O., Calò, G. & Petruzzelli, V., **Rencontres thématiques GT2 du GdR Ondes**, Dijon, France.
- [CS37] 2015 *Adaptive, hyperspectral imager : design, modeling and control*, McGregor, S., Monmayrant, A. & Lacroix, S., **JIONC10 : Journées d'Imagerie Optique Non Conventiionnelle - 10eme édition**, Paris.
- [CS36] 2015 (conférence invitée) *Cristaux photoniques et métamatériaux ou comment façonner la matière pour contrôler la lumière*, Monmayrant, A., **Les ouvertures de l'université Toulouse III**, Toulouse.
- [CS35] 2015 *HyperHolo : vers un imageur hyperspectral adaptatif et mono-coup*, Monmayrant, A. & Lacroix, S., **Continental Innovation Days - Outside Innovation**, .
- [CS34] 2014 *Dry etching of high [Al] AlGaAsSb compounds using Cl₂/N₂/Ar ICP RIE*, Adelin, B., Gaimard, Q., Larrue, A., Lecestre, A., Dubreuil, P., Rouillard, Y., Boissier, G., Vicet, A., Monmayrant, A. & Gauthier-Lafaye, O., **International Conference on Micro and Nano Engineering**, .
- [CS33] 2014 *High aspect ratio deep etching in GaInAsSb/AlGaAsSb system by ICP-RIE plasma*, Adelin, B., Larrue, A., Lecestre, A., Dubreuil, P., Rouillard, Y., Boissier, G., Vicet, A., Monmayrant, A. & Gauthier-Lafaye, O., **Plasma Etch and Strip in Microtechnology**, .
- [CS32] 2014 *Structures périodiques sub-lambda pour les systèmes optiques, vers de nouvelles fonctionnalités et applications*, Gauthier-Lafaye, O. & Monmayrant, A., **JOURNEE THEMATIQUE Ruptures technologiques en optoélectronique**, Orsay.
- [CS31] 2014 *Autocollimation mésoscopique : une approche différente pour l'intégration photonique*, Monmayrant, A. & Gauthier-Lafaye, O., **JOURNEE THEMATIQUE Ruptures technologiques en optoélectronique**, Orsay.
- [CS30] 2013 (conférence invitée) *Diffusion et Laser aléatoire dans une membrane 2D désordonnée et active*, Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A. & Lozes-Dupuy, F., **EPOS 2013 : Électromagnétisme, Polarisation, Cohérence et Optique Statistique**, Marseille.
- [CS29] 2013 *Modeling of cavity resonator integrated guided mode resonance filter*, Laberdesque, R., Monmayrant, A., Camon, H. & Gauthier-Lafaye, O., **International NAMIS autumn school (NAMIS School) 2013**, Séoul.
- [CS28] 2012 (conférence invitée) *CLAC : Cavité Laser   Auto-Collimation*, Monmayrant, A., Campos, J., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S., Lozes-Dupuy, F., Arlandis, J., Centeno, E., Sedaghat, Z., Couteau, C. & Bruyant, A., **J3N : Journées Nationales Nanosciences et Nanotechnologies**, .
- [CS27] 2011 *Towards two-phase nanofluidics : model nanopores and bubble crystals for optics.*, Joseph, P., Allouch, A.E.D., Bournine, K., Hamoumi, A., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Geoffroy, S. & Gu , A.-M., **French-Chinese Symposium on Microfluidics (FCSM 2011)**, Dalian (China).
- [CS26] 2010 *Light diffusion and random lasing in active disordered 2-D GaAs membranes*, Bhaktha, S.B.N., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S., Monmayrant, A., Lozes-Dupuy,

- F., Vanneste, C. & Sebbah, P., **Workshop on Photonics Near field Optic Imaging**, Lyon (France).
- [CS25] 2010 *Stabilisation spectrale d'une diode laser par un filtre à réseau résonnant*, Buet, X., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S., Monmayrant, A. & Lozes-Dupuy, **Journées Club Optique et Micro-ondes**, Toulouse, France.
- [CS24] 2010 *Self collimating photonic crystal and laser cavities*, Campos, J., Arlandis, J., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S., Lozes-dupuy, F. & Centeno, E., **Workshop on Photonics Near Field Optics Imaging**, Lyon (France).
- [CS23] 2010 *Conception d'un filtre spectral a reseaux resonnants fonctionnant dans le moyen infrarouge*, Chan Shin Yu, K., Fehrembach, A., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Bonnefont, S., Arguel, P., Lozes-Dupuy, F. & Sentenac, A., **Journées Nationales d'Optique Guide (JNOG) 2010**, Besançon (France).
- [CS22] 2010 *Sources laser planaires à cristaux photoniques : nouvelles fonctionnalités et perspectives*, Gauthier-Lafaye, O., Campos, J., Bonnefont, S., Monmayrant, A. & Lozes-Dupuy, F., **Rencontres thématiques GT2 du GdR Ondes**, Lille, France.
- [CS21] 2010 *All photonic crystal High Q DFB lasers*, Gauthier-Lafaye, O., Campos, J., Larrue, A., Mouldji, S., Bonnefont, S., Monmayrant, A. & Lozes-Dupuy, F., **Nanotechnologies for Electronics and photonics**, Limoges, France.
- [CS20] 2010 *All photonic crystal DFB lasers in GaAs membranes and beyond*, Larrue, A., Campos, J., Gauthier-Lafaye, O., Monmayrant, A., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **6th Russian-French Workshop on Nanosciences and Nanotechnologies**, Paris, France.
- [CS19] 2009 *Conception de cavités laser à cristaux photoniques en régime d'autocollimation*, Campos, J., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S., Monmayrant, A., Lozes-dupuy, F. & Centeno, E., **JNOG**, Lille.
- [CS18] 2009 *Laser DFB à guides d'onde à cristaux photoniques de très fort facteur de qualité (10^6)*, Larrue, A., Dubreuil, P., Belharet, D., Arnoult, A., Monmayrant, A., Bonnefont, S., Gauthier-Lafaye, O. & Lozes-Dupuy, F., **Assemblée générale du GdR Ondes**, Paris.
- [CS17] 2008 (conférence invitée) *Caractérisation et façonnage d'impulsions*, Monmayrant, A., **FEMTO 2008**, Mittelwihl.
- [CS16] 2007 *Emission laser de type DFB sur membrane GaAs à cristaux photoniques*, Larrue, A., Bouchard, O., Monmayrant, A., Jalabert, L., Arnoult, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **Journées Thématiques du GDR Ondes**, Paris.
- [CS15] 2007 *Emission control of optically-pumped photonic crystal DFB-like laser*, Larrue, A., Bouchard, O., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **COST 288 Meeting**, Zaragoza.
- [CS14] 2007 *Affine deformation of photonic crystal to fine control the emission wavelength of DFB like laser*, Larrue, A., Bouchard, O., Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Bonnefont, S. & Lozes-Dupuy, F., **EOS Topical Meeting on Diffractive Optics**, Barcelone (Espagne).

- [CS13] **2006** *Quantum state and laser pulse shape measurements from coherent transients in Rubidium atoms*, Chatel, B., Monmayrant, A. & Girard, B., **Ultrafast Chemistry and Physics symposium**, Philadelphia.
- [CS12] **2006** *The atomic spirograph : atomic wave function and laser pulse shape measurements from coherent transients*, Monmayrant, A., Chatel, B. & Girard, B., **CEFI-PRA**, Bangalore (Inde).
- [CS11] **2006 (conférence invitée)** *Mise en forme temporelle et spectrale d'impulsions ultracourtes*, Monmayrant, A., **Formation Lasers Intenses**, Bordeaux (France).
- [CS10] **2006** *Le spirographe atomique : mesures d'états quantiques excités par une impulsion laser ultracourte*, Monmayrant, A., Chatel, B. & Girard, B., **PAMO**, Dijon (France).
- [CS9] **2005 (conférence invitée)** *Control of coherent transients*, Chatel, B., Monmayrant, A. & Girard, B., **4th workshop on Optimal Control of Quantum Dynamics**, Munich.
- [CS8] **2004 (conférence invitée)** *Coherent control with shaped ultrashort laser pulses in atoms and molecules*, Girard, B., Chatel, B. & Monmayrant, A., **Frontiers of Nonlinear Physics**, Nizhny Novgorod (Russia).
- [CS7] **2004 (conférence invitée)** *Coherent control in atoms and molecules with ultrashort laser pulses*, Girard, B., Chatel, B. & Monmayrant, A., **Physical Chemistry Colloquium on Ultrafast and Intense Field Phenomena**, Tohoku University (Japan).
- [CS6] **2004 (conférence invitée)** *Contrôle cohérent avec des impulsions laser ultracourtes mises en forme*, Girard, B., Stock, S., Zamith, S., Degert, J., Monmayrant, A., Delagnes, J.C., Chatel, B., Blanchet, V. & Bouchène, M.A., **Symposium Manipulations d'atomes et de photons, dédié à J. Brossel**, Collège de France, Paris (France).
- [CS5] **2004 (conférence invitée)** *Coherent control in atoms and molecules with ultrashort laser pulses*, Girard, B., Chatel, B. & Monmayrant, A., **Symposium on Control of Molecules and Clusters in Intense Laser Fields**, Tokyo University (Japan).
- [CS4] **2003** *Mise en forme et boucle ouverte : Un mariage heureux*, Chatel, B., Monmayrant, A., Bouchène, M.A., Delagnes, J.C., Zahariev, P. & Girard, B., **6èmes Journées de Phénomènes Ultrarapides**, Strasbourg.
- [CS3] **2003** *Coherent Control in Atoms with ultrashort chirped and shaped laser pulses*, Chatel, B., Degert, J., Monmayrant, A., Delagnes, J.C., Stock, S., Zahariev, P., Girard, B. & Bouchène, M.A., **COCOMO network meeting**, Heraklion (Grèce).
- [CS2] **2003 (conférence invitée)** *Coherent Control in Atoms with ultrashort chirped and shaped laser pulses*, Girard, B., Chatel, B., Monmayrant, A., Bouchène, M.A. & Delagnes, **Quebec International Symposium on Ultrafast Laser Science 2 : interaction and propagation**, Quebec (Canada).
- [CS1] **2001** *Manipulation de systèmes quantiques par manipulation d'impulsions lasers*, de Beauvoir, B., Zamith, S., Degert, J., Monmayrant, A., Stock, S., Bloch Nielsen,

I., Blanchet, V., Bouchène, A. & Girard, B., **Vèmes Journées de Phénomènes ultrarapides**, Grenoble.

A.4 Chapitres de livre : 2

[CL2] **2015** *La photonique : sculpter la lumière à des échelles de plus en plus petites*, Arguel, P. & Monmayrant, A., **Le petit lumière illustré**, CNRS/La Dépêche du Midi.

[CL1] **2012** *Façonnage et caractérisation d'impulsions ultrarapides*, Monmayrant, A., **Systèmes Femtoseconde - Optique et phénomènes ultrarapides**, Publications Mission Ressources et Compétences Technologiques.

A.5 Brevets : 2

[B2] **2014** *Filtre en transmission sélectif en longueur d'onde à cavité résonnante*, Monmayrant, A. & Gauthier-Lafaye, O., (N FR 14 53506).

[B1] **2012** *Polarization-insensitive optical filter which has resonant gratings and is adjustable according to the incidence angle*, Monmayrant, A., Gauthier-Lafaye, O., Chan Shin Yu, K., Fehrembach, A.-L., Sentenac, A., Arguel, P. & Loesel, J., (WO/2012/093119 PCT/EP2012/050051).

A.6 Autres publications : 3

[O3] **2012** *Ralentir la lumière et stopper sa diffraction avec des cristaux photoniques*, Monmayrant, A., **Site web actualités INSIS**,

[O2] **2012** *De la lumière parallèle et ralentie*, Monmayrant, A., **Magazine UPS**, Vol. 26 pp. 11.

[O1] **2006** *Jenseits der Beugungsmuster : SPIDER - die Anatomie ultrakurzer Laserpulse*, Monmayrant, A., Gorza, S.P. and Wasylczyk, P. & Walmsley, I.A., **Photonik**, Vol. 6 pp. 44-47.

Bibliographie

- [1] E. M. Kosik, A. S. Radunsky, I. A. Walmsley, and C. Dorrer, “Interferometric technique for measuring broadband ultrashort pulses at the sampling limit,” *Optics Letters* **30**(3), 326–328 (2005).
- [2] A. Radunsky, I. Walmsley, S. Gorza, and P. Wasylczyk, “Compact spectral shearing interferometer for ultrashort pulse characterization,” *Optics Letters* **32**(2), 181–183 (2007).
- [3] A. S. Radunsky, E. M. K. Williams, I. A. Walmsley, P. Wasylczyk, W. Wasilewski, A. B. U’Ren, and M. E. Anderson, “Simplified spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction by using a thick nonlinear crystal.” *Opt Lett* **31**(7), 1008–1010 (2006).
- [4] A. S. Wyatt, I. A. Walmsley, G. Stibenz, and G. Steinmeyer, “Sub-10 fs pulse characterization using spatially encoded arrangement for spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction.” *Opt Lett* **31**(12), 1914–1916 (2006).
- [5] T. Witting, D. R. Austin, and I. A. Walmsley, “Improved ancilla preparation in spectral shearing interferometry for accurate ultrafast pulse characterization,” *Opt. Lett.* **34**(7), 881–883 (2009).
- [6] E. Cormier, I. A. Walmsley, E. M. Kosik, A. S. Wyatt, L. Corner, and L. F. DiMauro, “Self-referencing, spectrally, or spatially encoded spectral interferometry for the complete characterization of attosecond electromagnetic pulses,” *Physical Review Letters* **94**(3), 033,905 (2005).
- [7] E. M. Kosik, L. Corner, A. S. Wyatt, E. Cormier, I. A. Walmsley, and L. F. Dimauro, “Complete characterization of attosecond pulses,” *Journal of Modern Optics* **52**(2-3), 361–378 (2005).
- [8] D. J. McCabe, D. G. England, H. E. L. Martay, M. E. Friedman, J. Petrovic, E. Dimova, B. Chatel, and I. A. Walmsley, “Pump-probe study of the formation of rubidium molecules by ultrafast photoassociation of ultracold atoms,” *Physical Review A* **80**(3) (2009).
- [9] H. E. L. Martay, D. J. McCabe, D. G. England, M. E. Friedman, J. Petrovic, and I. A. Walmsley, “Demonstrating coherent control in R85b2 using ultrafast laser pulses : A theoretical outline of two experiments,” *Physical Review A* **80**(3) (2009).
- [10] O. Bouchard, A. Larrue, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy, F. Pommereau, F. Poingt, L. Le Gouezigou, O. Le Gouezigou, O. Drisse, E. Déroutin, and G. H. Duan, “CW electrical operation of single-mode all photonic crystal DFB-like laser,” in *ECIO* (Eindhoven (Pays-Bas), 2008).
- [11] S. Moudji, A. Larrue, D. Belharet, P. Dubreuil, S. Bonnefont, O. Gauthier-Lafaye, Y. Rouillard, and A. Vicet, “2.6 microns GaSB based photonic crystal coupled cavity lasers,” *Electronics Letters* **45**(22), 1119–1121 (2009).
- [12] Q. Gaimard, A. Larrue, M. Triki, B. Adelin, T. Nguyen-Ba, Y. Rouillard, O. Gauthier-Lafaye, R. Teissier, and A. Vicet, “2.2–2.7 μm side wall corrugated index coupled distributed feedback GaSb based laser diodes,” *Semiconductor Science and Technology* **30**(6), 065,015 (2015).

- [13] S. McGregor, S. Lacroix, and A. Monmayrant, “Adaptive hyperspectral imager : design, modeling, and control,” *Journal of Optics* **17**(8), 085,607 (2015).
- [14] A. Monmayrant, “Cristaux photoniques et métamatériaux ou comment façonner la matière pour contrôler la lumière,” in *Les ouvertures de l’université Toulouse III* (Toulouse, 2015).
- [15] P. Arguel and A. Monmayrant, “La photonique : sculpter la lumière à des échelles de plus en plus petites,” in *Le petit lumière illustré*, pp. p24–25 (CNRS/La Dépêche du Midi, 2015).
- [16] E. Goulielmakis, M. Uiberacker, R. Kienberger, A. Baltuska, V. Yakovlev, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, U. Heinzmann, M. Drescher, and F. Krausz, “Direct Measurement of Light Waves,” *Science* **305**(5688), 1267–1269 (2004).
- [17] G. G. Paulus, F. Lindner, H. Walther, A. Baltuska, E. Goulielmakis, M. Lezius, and F. Krausz, “Measurement of the Phase of Few-Cycle Laser Pulses,” *Physical Review Letters* **91**(25), 253,004 (2003).
- [18] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, “Optical frequency metrology,” *Nature* **416**(6877), 233–237 (2002).
- [19] H. Telle, G. Steinmeyer, A. Dunlop, J. Stenger, D. Sutter, and U. Keller, “Carrier-envelope offset phase control : A novel concept for absolute optical frequency measurement and ultrashort pulse generation,” *Applied Physics B : Lasers and Optics* **69**(4), 327–332 (1999).
- [20] P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot, and G. Mourou, “Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **24**(2), 398–403 (1988).
- [21] O. Martinez, “Grating and prism compressors in the case of finite beam size,” *J Opt Soc Am B Opt Physics* **3**(7), 929–934 (1986).
- [22] C. Froehly, B. Colombeau, and M. Vampouille, “Shaping and analysis of picosecond light pulses,” *Progress in optics* **20**, 65–153 (1983).
- [23] C. Froehly, A. Lacourt, and J. C. Vienot, “Notions de réponse impulsionnelle et de fonction de transfert temporelles des pupilles optiques,” *Journal d’optique* **4**, 183 (1973).
- [24] A. M. Weiner, J. P. Heritage, and R. N. Thurston, “Synthesis of phase-coherent, picosecond optical square pulses,” *Optics Letters* **11**(3), 153–155 (1986).
- [25] A. M. Weiner, D. E. Leaird, J. S. Patel, and J. R. Wullert, “Programmable femtosecond pulse shaping by use of a multielement liquid-crystal phase modulator,” *Optics Letters* **15**(6), 326–8 (1990).
- [26] H. Wang, Z. Zheng, D. E. Leaird, A. M. Weiner, T. A. Dorschner, J. J. Fijol, L. J. Friedman, H. Q. Nguyen, and L. A. Palmaccio, “20-fs pulse shaping with a 512-element phase-only liquid crystal modulator,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **7**(4), 718–27 (2001).
- [27] M. M. Wefers and K. A. Nelson, “Analysis of programmable ultrashort waveform generation using liquid-crystal spatial light-modulators,” *Journal of the Optical Society of America B (Optical Physics)* **12**(7), 1343–62 (1995).

- [28] A. Monmayrant and B. Chatel, “A new phase and amplitude high resolution pulse shaper,” *Review of Scientific Instruments* **75**(8), 2668–71 (2004).
- [29] C. W. Hillegas, J. X. Tull, D. Goswami, D. Strickland, and W. S. Warren, “Femtosecond laser pulse shaping by use of microsecond radio-frequency pulses,” *Optics Letters* **19**(10), 737–9 (1994).
- [30] M. A. Dugan, J. X. Tull, and W. S. Warren, “High-resolution acousto-optic shaping of unamplified and amplified femtosecond laser pulses,” *Optical Society of America Journal B Optical Physics* **14**, 2348–2358 (1997).
- [31] E. Zeek, K. Maginnis, S. Backus, U. Russek, M. Murnane, G. Mourou, and H. Kapteyn, “Pulse compression by use of deformable mirrors,” *Optics Letters* **24**(7), 493–495 (1999).
- [32] J. G. no Mejía, A. H. Greenaway, and D. T. Reid, “Programmable spectral phase control of femtosecond pulses by use of adaptive optics and real-time pulse measurement,” *J. Opt. Soc. Am. B* **21**(4), 833–843 (2004).
- [33] J. Möhring, T. Buckup, C. S. Lehmann, and M. Motzkus, “Generation of phase-controlled ultraviolet pulses and characterization by a simple autocorrelator setup,” *J. Opt. Soc. Am. B* **26**(8), 1538–1544 (2009).
- [34] A. Rondi, J. Extermann, L. Bonacina, S. Weber, and J.-P. Wolf, “Characterization of a MEMS-based pulse-shaping device in the deep ultraviolet,” *Applied Physics B : Lasers and Optics* **96**(4), 757–761 (2009).
- [35] M. Hacker, G. Stobrawa, R. Sauerbrey, T. Buckup, M. Motzkus, M. Wildenhain, and A. Gehner, “Micromirror SLM for femtosecond pulse shaping in the ultraviolet,” *Applied Physics B-Lasers And Optics* **76**(6), 711–714 (2003).
- [36] C. Dorrer, F. Salin, F. Verluise, and J. Huignard, “Programmable phase control of femtosecond pulses by use of a nonpixelated spatial light modulator,” *Optics Letters* **23**(9), 709–711 (1998).
- [37] L. Xu, N. Nakagawa, R. Morita, H. Shigekawa, and M. Yamashita, “Programmable Chirp Compensation for 6-fs Pulse Generation with a Prism-Pair-Formed Pulse Shaper,” *IEEE Journal of quantum electronics* **36**(8), 893–899 (2000).
- [38] K. Ohmori, “Wave-Packet and Coherent Control Dynamics,” *Annual Review of Physical Chemistry* **60**(1), 487–511 (2009).
- [39] D. Yelin, D. Meshulach, and Y. Silberberg, “Adaptive femtosecond pulse compression,” *Opt. Lett.* **22**(23), 1793–1795 (1997).
- [40] A. Pe’er, B. Dayan, A. A. Friesem, and Y. Silberberg, “Temporal Shaping of Entangled Photons,” *Phys. Rev. Lett.* **94**(7), 073,601–4 (2005).
- [41] D. Sofikitis, S. Weber, A. Fioretti, R. Horchani, M. Allegrini, B. Chatel, D. Comparat, and P. Pillet, “Molecular vibrational cooling by optical pumping with shaped femtosecond pulses,” *New Journal of Physics* **11**(5), 055,037 (2009).
- [42] P. Tournois, “Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems,” *Optics Communications* **140**(4-6), 245–9 (1997).
- [43] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, C. Spielmann, and P. Tournois, “Amplitude and

- phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter : pulse compression and shaping,” *Optics Letters* **25**(8), 575–7 (2000).
- [44] A. Monmayrant, A. Arbouet, B. Girard, B. Chatel, A. Barman, B. J. Whitaker, and D. Kaplan, “AOPDF-shaped optical parametric amplifier output in the visible,” *Applied Physics B : Lasers and Optics* **81**(2 - 3), 177–180 (2005).
- [45] S. Coudreau, D. Kaplan, and P. Tournois, “Ultraviolet acousto-optic programmable dispersive filter laser pulse shaping in KDP,” *Opt. Lett.* **31**(12), 1899–1901 (2006).
- [46] S. Weber, M. Barthélemy, and B. Chatel, “Direct shaping of tunable UV ultra-short pulses,” *Applied Physics B : Lasers and Optics* **98**(2), 323–326 (2010).
- [47] C. Dorrer and M. Joffre, “Characterization of the spectral phase of ultrashort light pulses,” *Académie des sciences* **2**(4), 1415 (2001).
- [48] I. A. Walmsley and C. Dorrer, “Characterization of ultrashort electromagnetic pulses,” *Adv. Opt. Photon.* **1**(2), 308–437 (2009).
- [49] K. Sala, G. Kenney-Wallace, and G. Hall, “CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses,” *Quantum Electronics, IEEE Journal of* **16**(9), 990–996 (1980).
- [50] J.-C. M. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael, and F. Simoni, “Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy,” *Appl. Opt.* **24**(9), 1270–1282 (1985).
- [51] M. Takeda, H. Ina, and S. Kobayashi, “Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry,” *J. Opt. Soc. Am.* **72**(1), 156–160 (1982).
- [52] L. Lepetit, G. Chériaux, and M. Joffre, “Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy,” *Journal of the Optical Society of America B : Optical Physics* **12**(12), 2467–2474 (1995).
- [53] D. J. Kane and R. Trebino, “Characterization of Arbitrary Femtosecond Pulses Using Frequency-Resolved Optical Gating,” *I.E.E.E. Journal of Quantum Electronics* **29**(2), 571–579 (1993).
- [54] R. Trebino, *Frequency-Resolved Optical Gating : The Measurement of Ultrashort Laser Pulses* (Kluwer Academic, 2000).
- [55] A. Monmayrant, S. Weber, and B. Chatel, “A newcomer’s guide to ultrashort pulse shaping and characterization,” *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* **43**(10), 103,001 (2010).
- [56] R. Trebino, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, J. N. Sweetser, M. A. Krumbügel, and B. A. Richman, “Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating,” *Review of Scientific Instruments* **68**(9), 3277–3295 (1997).
- [57] K. W. DeLong, R. Trebino, J. Hunter, and W. E. White, “Frequency-resolved optical gating with the use of second-harmonic generation,” *J. Opt. Soc. Am. B* **11**(11), 2206–2215 (1994).
- [58] S. Akturk, M. Kimmel, R. Trebino, S. Naumov, E. Sorokin, and I. Sorokina, “Measuring several-cycle 1.5-m pulses using frequency-resolved optical gating,” *Opt. Express* **11**(25), 3461–3466 (2003).

- [59] B. A. Richman, M. A. Krumbügel, and R. Trebino, “Temporal characterization of mid-IR free-electron-laser pulses by frequency-resolved optical gating,” *Opt. Lett.* **22**(10), 721–723 (1997).
- [60] P. O’Shea, M. Kimmel, X. Gu, and R. Trebino, “Highly simplified device for ultrashort-pulse measurement,” *Optics Letters* **26**(12), 932–934 (2001).
- [61] D. T. Reid, P. Loza-Alvarez, C. T. A. Brown, T. Beddard, and W. Sibbett, “Amplitude and phase measurement of mid-infrared femtosecond pulses by using cross-correlation frequency-resolved optical gating,” *Opt. Lett.* **25**(19), 1478–1480 (2000).
- [62] M. Tsubouchi and T. Momose, “Cross-correlation frequency-resolved optical gating for mid-infrared femtosecond laser pulses by an AgGaGeS₄ crystal,” *Opt. Lett.* **34**(16), 2447–2449 (2009).
- [63] S. Linden, J. Kuhl, and H. Giessen, “Amplitude and phase characterization of weak blue ultrashort pulses by downconversion,” *Optics Letters* **24**, 569 (1999).
- [64] J. N. Sweetser, D. N. Fittinghoff, and R. Trebino, “Transient-grating frequency-resolved optical gating,” *Opt. Lett.* **22**(8), 519–521 (1997).
- [65] D. Lee, S. Akturk, P. Gabolde, and R. Trebino, “Experimentally simple, extremely broadband transient-grating frequency-resolved-optical gating arrangement,” *Opt. Express* **15**(2), 760–766 (2007).
- [66] T. Y. F. Tsang, M. A. Krumbügel, K. W. DeLong, D. N. Fittinghoff, and R. Trebino, “Frequency-resolved optical-gating measurements of ultrashort pulses using surface third-harmonic generation,” *Optics Letters* **21**(17), 1381–1383 (1996).
- [67] D. J. Kane, “Recent progress toward real-time measurement of ultrashort laser pulses,” *IEEE Journal of Quantum Electronics* **35**(4), 421 (1999).
- [68] C. Iaconis and I. A. Walmsley, “Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses,” *Optics Letters* **23**(10), 792–794 (1998).
- [69] M. Anderson, A. Monmayrant, S.-P. Gorza, P. Wasylczyk, and I. Walmsley, “SPIDER : A decade of measuring ultrashort pulses,” *Laser Physics Letters* **5**(4), 259–266 (2008).
- [70] L. Gallmann, D. H. Sutter, N. Matuschek, G. Steinmeyer, U. Keller, C. Iaconis, and I. A. Walmsley, “Characterization of sub-6-fs optical pulses with spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction,” *Optics Letters* **24**(18), 1314–1316 (1999).
- [71] C. Dorrer, “Implementation of spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction with a simultaneously recorded reference interferogram,” *Optics Letters* **24**(21), 1532–4 (1999).
- [72] G. Stibenz and G. Steinmeyer, “Optimizing spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction,” *Review of Scientific Instruments* **77**(7), 073105 (pages 9) (2006).
- [73] C. Dorrer, P. Londero, and I. A. Walmsley, “Homodyne detection in spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction,” *Optics Letters* **26**(19), 1510 (2001).

- [74] M. Hirasawa, N. Nakagawa, K. Yamamoto, R. Morita, H. Shigekawa, and M. Yamashita, "Sensitivity improvement of spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction for the characterization of low-intensity femtosecond pulses," *Applied Physics B : Lasers and Optics* **74**(0), s225–s229 (2002).
- [75] P. Lonjero, M. E. Anderson, C. Radzewicz, C. Iaconis, and I. A. Walmsley, "Measuring ultrafast pulses in the near-ultraviolet using spectral phase interferometry for direct electric field reconstruction," *Journal of Modern Optics* **50**(2), 179–184 (2003).
- [76] A. Monmayrant, M. Joffre, T. Oksenhendler, R. Herzog, D. Kaplan, and P. Tournois, "Time-domain interferometry for direct electric-field reconstruction by use of an acousto-optic programmable filter and a two-photon detector," *Optics Letters* **28**(4), 278–280 (2003).
- [77] C. Ventalon, J. M. Fraser, and M. Joffre, "Time-domain interferometry for direct electric field reconstruction of mid-infrared femtosecond pulses," *Optics Letters* **28**(19), 1826–8 (2003).
- [78] P. Baum, S. Lochbrunner, and E. Riedle, "Zero-additional-phase SPIDER : full characterization of visible and sub-20-fs ultraviolet pulses," *Optics Letters* **29**(2), 210–212 (2004).
- [79] P. Baum and E. Riedle, "Design and calibration of zero-additional-phase SPIDER," *J. Opt. Soc. Am. B* **22**(9), 1875–1883 (2005).
- [80] K. J. Kubarych, M. Joffre, A. Moore, N. Belabas, and D. M. Jonas, "Mid-infrared electric field characterization using a visible charge-coupled-device-based spectrometer," *Opt. Lett.* **30**(10), 1228–1230 (2005).
- [81] D. Zeidler, "Coherent Control of Molecular Dynamics with Shaped Femtosecond Pulses," Ph.D. thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München (2001).
- [82] V. V. Lozovoy, I. Pastirk, K. A. Walowicz, and M. Dantus, "Multiphoton intrapulse interference. II. Control of two- and three-photon laser induced fluorescence with shaped pulses," *Journal of Chemical Physics* **118**(7), 3187–96 (2003).
- [83] V. V. Lozovoy, I. Pastirk, and M. Dantus, "Multiphoton intrapulse interference. IV. Ultrashort laserpulse spectral phase characterization and compensation," *Opt. Lett.* **29**(7), 775–777 (2004).
- [84] D. Pestov, A. Ryabtsev, G. Rasskazov, V. V. Lozovoy, and M. Dantus, "Real-time single-shot measurement and correction of pulse phase and amplitude for ultrafast lasers," *Optical Engineering* **53**(5), 051,511 (2014).
- [85] V. Loriot, G. Gitzinger, and N. Forget, "Self-referenced characterization of femtosecond laser pulses by chirp scan," *Opt. Express* **21**(21), 24,879–24,893 (2013).
- [86] T. Oksenhendler, P. Bizouard, O. Albert, S. Bock, and U. Schramm, "High dynamic, high resolution and wide range single shot temporal pulse contrast measurement," *Opt. Express* **25**(11), 12,588–12,600 (2017).
- [87] D. J. Tannor and S. A. Rice, "Control of selectivity of chemical reaction via control of wave packet evolution," *Journal of Chemical Physics* **83**(10), 5013–5018 (1985).
- [88] D. J. Tannor and S. A. Rice, "Coherent pulse sequence induced control of selectivity of

- reactions : Exact quantum mechanical calculations,” *Journal of Chemical Physics* **85**(10), 5805–5820 (1986).
- [89] M. Shapiro and P. Brumer, “Coherent and incoherent laser control of photochemical reactions.” *International Reviews in Physical Chemistry* **13**(2), 187–229 (1994).
- [90] C. Chen, Y.-Y. Yin, and D. Elliott, “Interference between Optical Transitions,” *Physical Review Letters* **64**, 507–10 (1990).
- [91] R. J. Gordon and S. A. Rice, “Active control of the dynamics of atoms and molecules,” *Annual Review of Physical Chemistry* **48**, 601–641 (1997).
- [92] R. S. Judson and H. Rabitz, “Teaching lasers to control molecules,” *Physical Review Letters* **68**(10), 1500–3 (1992).
- [93] A. Assion, T. Baumert, M. Bergt, T. Brixner, B. Kiefer, V. Seyfried, M. Strehle, and G. Gerber, “Control of Chemical Reactions by Feedback-optimized Phase-shaped femtosecond laser pulses,” *Science* **282**, 919 (1998).
- [94] C. Daniel, J. Full, L. González, C. Kaposta, M. Krenz, C. Lupulescu, J. Manz, S. Minemoto, M. Oppel, P. Rosendo-Francisco, S. Vajda, and L. Wöste, “Analysis and control of laser induced fragmentation processes in $\text{CpMn}(\text{CO})_3$,” *Chemical Physics* **267**(1-3), 247–260 (2001).
- [95] R. J. Levis, G. M. Menkir, and H. Rabitz, “Selective Bond Dissociation and Rearrangement with Optimally Tailored, Strong-Field Laser Pulses,” *Science* **292**(5517), 709–713 (2001).
- [96] S. Zamith, T. Martchenko, Y. Ni, S. A. Aseyev, H. G. Muller, and M. J. J. Vrakking, “Control of the production of highly charged ions in femtosecond-laser cluster fragmentation,” *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **70**(1), 011,201 (2004).
- [97] C. Rangan and P. H. Bucksbaum, “Optimally shaped terahertz pulses for phase retrieval in a Rydberg-atom data register,” *Physical Review A* **64**(3), 033,417/1–5 (2001).
- [98] J. L. Herek, W. Wohlleben, R. J. Cogdell, D. Zeidler, and M. Motzkus, “Quantum control of energy flow in light harvesting,” *Nature* **417**(6888), 533 (2002).
- [99] R. Bartels, S. Backus, E. Zeek, L. Misoguti, G. Vdovin, I. Christov, M. M. Murnane, and C. Kapteyn, “Shaped-pulse optimization of coherent emission of high-harmonic soft X-rays,” *Nature* **406**, 164–166 (2000).
- [100] D. H. Reitze, S. Kazamias, F. Weihe, G. Mullot, D. Douillet, F. Auge, O. Albert, V. Rarnanathan, L. P. Chambaret, D. Hulin, and P. Balcou, “Enhancement of high-order harmonic generation at tuned wavelengths through adaptive control,” *Optics Letters* **29**(1), 86–8 (2004).
- [101] D. Meshulach and Y. Silberberg, “Coherent Quantum Control of 2-Photon Transitions by a Femtosecond Laser-Pulse,” *Nature* **396**(6708), 239–242 (1998).
- [102] N. Dudovich, D. Oron, and Y. Silberberg, “Coherent transient enhancement of optically induced resonant transitions,” *Physical Review Letters* **88**(12), 123,004–1–4 (2002).
- [103] S. Zamith, J. Degert, S. Stock, B. de Beauvoir, V. Blanchet, M. A. Bouchene, and B. Girard, “Observation of Coherent Transients in Ultrashort Chirped Excita-

- tion of an undamped Two-Level System,” *Physical Review Letters* **87**(3), 033,001 (2001).
- [104] J. Degert, W. Wohlleben, B. Chatel, M. Motzkus, and B. Girard, “Realization of a Time-Domain Fresnel Lens with Coherent Control,” *Physical Review Letters* **89**(20), 203,003 (2002).
- [105] B. Chatel, J. Degert, S. Stock, and B. Girard, “Competition between sequential and direct paths in a two-photon transition,” *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **68**(4), 041,402R (2003).
- [106] M. Renard, E. Hertz, B. Lavorel, and O. Faucher, “Controlling ground-state rotational dynamics of molecules by shaped femtosecond laser pulses,” *Physical Review A (Atomic, Molecular, and Optical Physics)* **69**(4), 043,401 (2004).
- [107] R. Uberna, M. Khalil, R. Williams, J. Papanikolas, and S. Leone, “Phase and amplitude control in the formation and detection of rotational wave packets in the E 1S+g state of Li₂,” *Journal of Chemical Physics* **108**(22), 9259–9274 (1998).
- [108] M. Dantus and V. V. Lozovoy, “Experimental Coherent Laser Control of Physicochemical Processes,” *Chemical Reviews* **104**(4), 1813–1859 (2004).
- [109] B. Chatel and B. Girard, “Coherent Control of Atomic Dynamics with Chirped and Shaped Pulses,” in *Femtosecond Laser Spectroscopy*, P. Hannaford, ed., pp. 267–304 (Springer, 2005).
- [110] A. Monmayrant, “Façonnage et caractérisation d’impulsions ultracourtes. Contrôle cohérent de systèmes simples.” Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III (2005). URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00289515>.
- [111] J. Pérez, *Optique géométrique et ondulatoire* (Masson, Paris, 1994).
- [112] S. Zamith, “Dynamique femtoseconde dans des atomes et molécules : précession de spin et dynamique de photoélectrons, transitoires cohérents, dynamique des états excités de l’acétylène,” Thèse d’université, Paul Sabatier (2001).
- [113] J. Degert, “Manipulation cohérente d’atomes et de molécules diatomiques avec des impulsions mises en forme,” Thèse, Univ. P. Sabatier (2002).
- [114] W. Wohlleben, J. Degert, A. Monmayrant, B. Chatel, M. Motzkus, and B. Girard, “Coherent transients as a highly sensitive probe for femtosecond pulse shaper,” *Applied Physics B (Lasers and Optics)* **79**(4), 435 – 439 (2004).
- [115] A. Monmayrant, B. Chatel, and B. Girard, “Femtosecond spectral electric field reconstruction using coherent transients,” *Opt. Lett.* **31**(3), 410–412 (2006).
- [116] A. Monmayrant, B. Chatel, and B. Girard, “Atomic spirograph : measurement of the excited state wave function using coherent transients,” *Physical Review Letter in preparation* (2005).
- [117] I. A. Walmsley and L. Waxer, “Emission tomography for quantum state measurement in matter,” *Journal of Physics B* **31**, 1825–1863 (1998).
- [118] M. Morinaga, I. Bouchoule, J.-C. Karam, and C. Salomon, “Manipulation of Motional Quantum States of Neutral Atoms,” *Physical Review Letters* **83**(20), 4037–4040 (1999).
- [119] C. Leichtle, W. P. Schleich, I. S. Averbukh, and M. Shapiro, “Quantum State Holography,” *Physical Review Letters* **80**(7), 1418–21 (1998).

- [120] T. F. Krauss, “Photonic crystals for integrated optics,” in *AIP Conference Proceedings* (AIP, 2001).
- [121] O. Gauthier-Lafaye, D. Mulin, S. Bonnefont, X. Checoury, J. M. Lourtioz, A. Talneau, and F. Lozes-Dupuy, “Highly monomode W1 waveguide square lattice photonic crystal lasers,” *IEEE Photonics Technology Letters* **17**(8), 1587 (2005).
- [122] O. Bouchard, A. Larrue, A. Monmayrant, O. Gauthier-Lafaye, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy, C. Pang, A. Bruyant, S. Blaize, G. Léronnel, P. Royer, F. Pommereau, F. Poingt, L. Le Gouezigou, O. Le Gouezigou, O. Drisse, E. Dérouin, and G. H. Duan, “Photonic crystal DFB laser array and fine emission wavelength,” in *ECIO* (Eindhoven (Pays-Bas), 2008).
- [123] A. Larrue, “Sources laser planaires à cristaux photoniques pour une émission monomode à 1 micron en filière GaAs,” Ph.D. thesis, Université de Toulouse (2009).
- [124] B. Adelin, “All photonic crystal laser diodes emitting at 2,3 μm on GaSb substrate,” Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III (2015). URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01215980>.
- [125] S. Moumdji, “Lasers à cristaux photoniques pour la spectroscopie infrarouge,” Theses, Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc (2011). URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01068165>.
- [126] J. Campos, “Étude de cavités membranaires GaAs à autocollimation,” Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier-Toulouse III, Toulouse (2011). URL <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00676804>.
- [127] H. Kosaka, T. Kawashima, A. Tomita, M. Notomi, T. Tamamura, T. Sato, and S. Kawakami, “Self-collimating phenomena in photonic crystals,” *Applied Physics Letters* **74**(9), 1212–1214 (1999).
- [128] S. G. Johnson and J. D. Joannopoulos, “Block-iterative frequency-domain methods for Maxwell’s equations in a planewave basis,” *Opt. Express* **8**(3), 173–190 (2001).
- [129] D. Nolte, “Surface recombination, free-carrier saturation, and dangling bonds in InP and GaAs,” *Solid-State Electronics* **33**(2), 295–298 (1990).
- [130] V. Mocella, S. Cabrini, A. Chang, P. Dardano, L. Moretti, I. Rendina, D. Olynick, B. Harteneck, and S. Dhuey, “Self-Collimation of Light over Millimeter-Scale Distance in a Quasi-Zero-Average-Index Metamaterial,” *Phys. Rev. Lett.* **102**(13), 133,902 (2009).
- [131] J. Arlandis, E. Centeno, R. Pollès, A. Moreau, J. Campos, O. Gauthier-Lafaye, and A. Monmayrant, “Mesoscopic Self-Collimation and Slow Light in All-Positive Index Layered Photonic Crystals,” *Phys. Rev. Lett.* **108**, 037,401 (2012).
- [132] J. Arlandis, “Étude de la mise en forme spatio-temporelle de la lumière dans les cristaux,” Ph.D. thesis, Université Blaise Pascal (2012).
- [133] A.-L. Fehrembach and A. Sentenac, “Unpolarized narrow-band filtering with resonant gratings,” *Applied Physics Letters* **86**(12), 121,105 (2005).
- [134] S. Hernandez, O. Gauthier-Lafaye, A.-L. Fehrembach, S. Bonnefont, P. Arguel, F. Lozes-Dupuy, and A. Sentenac, “High performance bi-dimensional resonant grating filter at 850nm under high oblique incidence of $\sim 60^\circ$,” *Applied Physics Letters* **92**(13), 131,112 (2008).

- [135] K. Chan Shin Yu, “Etude d’un filtre à double réseau résonnant pour spectroscopie embarquée,” Ph.D. thesis, Université Paul Sabatier-Toulouse III, Toulouse (2012). URL <http://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00681980>.
- [136] X. Buet, “Nouvelles architectures de réseaux résonants pour la stabilisation de diodes laser,” Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III (2012). URL <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00762103>.
- [137] K. Kintaka, T. Majima, J. Inoue, K. Hatanaka, J. Nishii, and S. Ura, “Cavity-resonator-integrated guided-mode resonance filter for aperture miniaturization,” *Opt. Express* **20**(2), 1444–1449 (2012).
- [138] P. C. Chaumet, G. Demésy, O. Gauthier-Lafaye, A. Sentenac, E. Popov, and A.-L. Fehrembach, “Electromagnetic modeling of large subwavelength-patterned highly resonant structures,” *Optics Letters* **41**(10), 2358 (2016).
- [139] S. Ura, S. Murata, Y. Awatsuji, and K. Kintaka, “Design of resonance grating coupler,” *Opt. Express* **16**(16), 12,207–12,213 (2008).
- [140] N. Hagen and M. W. Kudenov, “Review of snapshot spectral imaging technologies,” *Optical Engineering* **52**(9), 090,901–090,901 (2013).
- [141] N. Hagen, R. T. Kester, L. Gao, and T. S. Tkaczyk, “Snapshot advantage : a review of the light collection improvement for parallel high-dimensional measurement systems,” *Optical Engineering* **51**(11), 111,702–1 (2012).
- [142] M. Gehm, R. John, D. Brady, R. Willett, and T. Schulz, “Single-shot compressive spectral imaging with a dual-disperser architecture,” *Optics Express* **15**(21), 14,013–14,027 (2007).