

Mémoire présenté par

Ivan Lorgeré

pour l'obtention de
“l'habilitation à diriger les recherches”

Sujet : Traitement optique des signaux
radiofréquence dans les cristaux dopés
terres rares

29 avril 2005

Table des matières

1	Introduction	9
2	Éléments de cadre	11
2.1	Creusement spectral, écho de photon et holographie	11
2.1.1	Creusement spectral et holographie multiplexée en fréquence	11
2.1.2	Echo de photon et holographie spectrale	13
2.2	Développement des applications	14
2.2.1	Au début	14
2.2.2	Rencontre avec les signaux radiofréquence	15
2.2.3	Aujourd'hui	16
2.3	Les cristaux dopés terres rares	17
2.3.1	Le thulium	18
2.3.2	L'erbium	19
3	Analyse spectrale par projection spatiale	21
3.1	Principe	21
3.2	Mise en oeuvre	23
3.3	Résultats	25
3.4	Perspectives	29
3.5	Publication : Wide band versatile radio frequency spectrum analyzer	31
3.6	Publication : Wide band radio frequency spectrum analyzer : improved design and experimental results	33
4	Dualité espace temps	35
4.1	Principe et bibliographie	35
4.1.1	Introduction	35
4.1.2	Principe	36
4.1.3	Réalisations	37
4.2	Dualité espace temps dans les cristaux dopés terres rares	39

TABLE DES MATIÈRES

4.2.1	Diffractions de Fresnel et de Fraunhofer dans le domaine temporel .	39
4.2.2	Diffraction par le bord de la causalité	42
4.2.3	Transformation de Fourier temps-fréquence	44
4.2.4	Conclusion	47
4.3	Publication : Time Domain Fresnel to Fraunhofer diffraction with photon echoes	49
4.4	Publication : Diffraction on the edge of causality	51
4.5	Publication : Time to frequency Fourier transformation with photon echoes	53
5	Analyse spectrale par projection temporelle	55
5.1	Architecture	55
5.2	Les difficultés	56
5.3	Expérience à haute résolution à 1,5 μm	57
5.4	Performances laser requises	58
5.5	Publication : High resolution RF spectral analysis with photon echo chirp transform in an Er :YSO crystal	61
6	Lasers agiles en fréquence	63
6.1	Introduction	63
6.2	Laser diode avec agilité en fréquence électro-optique	64
6.3	Cavité externe en guide d'onde électro-optique	66
6.4	Laser solide en guide d'onde électro-optique dopé erbium	68
6.5	Publication : Diode laser extended cavity for broad range fast ramping . .	69
6.6	Publication : Laser diode stabilization for coherent driving of rare earth ions	71
7	Perspectives	73
7.1	Echo de photon en milieu amplificateur	73
7.2	Générateur de forme arbitraire	74
7.3	Mise en boucle du processus d'écho de photon	76
7.4	Conclusion	78
7.5	Publication : Photon echoes in an amplifying rare earth ion doped crystal .	79

Table des figures

2.1	Représentation du creusement spectral. La largeur inhomogène de la bande d'absorption est due à la dispersion des fréquences de résonance des chromophores sur un grand domaine spectral. L'irradiation par un laser monochromatique excite sélectivement la classe de chromophores résonante. Le transfert de population vers le niveau excité fait apparaître un trou dans le profil d'absorption.	12
2.2	Schéma des niveaux de l'ion thulium dans la matrice YAG, et de l'ion erbium dans la matrice de Y_2SiO_5 . Les flèches en pointillés indiquent les processus de relaxation, les taux de relaxation sont indiqués en Hz. On a indiqué pour l'erbium les premiers niveaux Stark des multiplets $^4I_{15/2}$ et $^4I_{13/2}$ avec les énergies correspondantes, pour le site 1. Les énergies pour les ions dans le site 2 sont 26,6, 6498,14, et 6565,65 cm^{-1} respectivement pour les niveaux Z_2 , Y_1 , et Y_2	18
3.1	Architecture de l'analyseur de spectre arc-en-ciel. MZM : modulateur électro-optique intégré type Mach-Zehnder.	22
3.2	Gravure d'un ensemble de réseaux de Bragg monochromatiques par balayages simultanés de la fréquence des faisceaux #1 et #2 et de l'angle d'incidence du faisceau #1. Un faisceau polychromatique de lecture est alors diffracté dans différentes directions suivant son contenu fréquentiel.	22
3.3	Schéma de principe du montage de l'analyseur. Le laser agile en fréquence est utilisé pour réaliser les balayages en fréquence pour la gravure des réseaux. Le déflecteur acousto-optique contrôle les balayages angulaires. Le laser à fréquence fixe porte le signal RF vers le cristal. Les faisceaux diffractés sont détecté par une matrice de photodétecteurs (CCD).	23
3.4	Configuration contrepropagative non coplanaire pour la gravure des réseaux et l'analyse spectrale simultanée du signal RF porté par le faisceau #3.	24

3.5	Chronogramme de la gravure cyclique des réseaux de Bragg. Le laser balaye l'intervalle de fréquence de largeur $\Delta\nu$ tandis que le défecteur acousto-optique produit un balayage angulaire de largeur $\Delta\theta$. Les cycles sont répétées à une cadence typique de 2 kHz, très supérieure au taux de relaxation de la gravure	25
3.6	Historique des résultats obtenus avec les démonstrateurs successifs de l'analyseur arc-en-ciel.	26
3.7	Récapitulatif des performances démontrées de l'analyseur de spectre arc-en-ciel, avec les limitations théoriques et pratiques.	27
3.8	Comparaison des performances de l'analyseur de spectre arc-en-ciel par rapport aux concurrents utilisés dans les missions spatiales actuelles. Filtres : spectromètres à banque de filtres électroniques, ACN et ACO : autocorrélateurs numériques et analogiques, SAW : spectromètre à ondes de surfaces utilisant la transformée de Fourier à glissement de fréquence, AO : analyseur acousto-optiques.	28
4.1	Carré de la structure temporelle théoriquement enregistrée dans le signal. Ceci correspond au carré du facteur de transmission de l'objet diffractant. C'est le signal détecté attendu pour une dispersion nulle.	40
4.2	De Fresnel à Fraunhofer dans le domaine temporel. Les enregistrements correspondent à une lecture avec un taux de glissement $r =$ (a) 4,55 (b) 3,1 (c) 2 (d) 1,1 MHz/ μ s. Les lignes continues correspondent aux signaux expérimentaux et les lignes pointillées aux simulations.	41
4.3	Diffraction sur le bord de la causalité. Dans les enregistrements (a) et (b), le retard T est nul et la partie négative de l'objet diffractant est masquée par la causalité. Dans les enregistrements (c) et (d) le retard $T = \tau$. Le glissement de fréquence de lecture correspond à un nombre de Fresnel $r\tau^2 =$ (a) 0,7 (b) 10,2 (c) 0,18 (d) 5	42
4.4	Modèle spatial de transformée de Fourier. Une lentille de focale f , suivi de la propagation sur une distance f , fournit le spectre du front d'onde incident.	44
4.5	Séquence excitatrice pour la production de la transformée de Fourier. La première ligne montre l'amplitude des impulsions, telles que détectées expérimentalement. La deuxième ligne montre les glissements de fréquence. Les sections A et B sont les deux impulsions qui gravent la ligne dispersive dans le cristal. La section C montre l'impulsion modulée en amplitude envoyée sur la ligne. La section D montre le signal d'écho de photon détecté.	45

4.6	Enregistrements expérimentaux (traits pleins) et profils théoriques attendus (traits pointillés) du signal d'écho de photon donnant le spectre d'un signal modulé à la fréquence de (a) 5 MHz (b) 3 MHz et (c) 1 MHz.	46
5.1	Architecture de l'analyseur de spectre à projection temporelle utilisant la transformation de Fourier temps-fréquence réalisée par écho de photon dans un cristal dopé terres rares.	55
6.1	Schéma de principe des cavités externes avec un cristal électro-optique intracavité pour le balayage de la fréquence laser. (a) cristal prismatique, (b) cristal en coin.	64
6.2	Schéma de principe d'une diode couplée à un guide d'onde inscrit dans un cristal électro-optique. Une structure plus compacte peut être envisagée par quasi-contact de la diode et du guide.	67
6.3	Photo du montage expérimental pour le test d'un laser diode avec une cavité externe réalisée dans un guide d'onde électro-optique.	68
7.1	Schéma des niveaux d'énergie de l'ion erbium utilisés pour la réalisation des expériences d'écho de photon amplifié. On réalise l'inversion de population sur la transition à 1536 nm par pompage optique sur la transition à 1526 nm.	74
7.2	Représentation dans le plan temps-fréquence du principe du générateur de forme arbitraire par synthèse de Fourier. Le trait incliné représente le glissement de fréquence laser. Le parallélogramme représente la bande latérale supérieure ajoutée au glissement de fréquence par la modulation par le signal $E_i(t)$. L'impulsion courte de lecture est représentée par le rectangle.	75
7.3	Schéma de principe d'un oscillateur à écho de photon.	77
7.4	Géométrie non coplanaire d'écho de photon. Les faisceaux #1 et #2 sont utilisées pour programmer la fonction de transfert du cristal. Le faisceau #3 est filtré par cette fonction de transfert pour donner naissance à l'écho de photon. On peut envisager la réalisation d'un oscillateur programmable en amplifiant le signal d'écho de photon et en réinjectant ce signal sur le faisceau #3.	77

TABLE DES FIGURES

Chapitre 1

Introduction

Recruté au CNRS en 1996 et affecté au laboratoire Aimé Cotton dans l'équipe de Jean-Louis Le Gouët, j'ai consacré les deux premières années de ma carrière à la conclusion d'une opération de recherche initiée au cours de ma thèse. C'était des expériences de reconnaissance de formes temporelles femtosecondes par holographie spectrale dans un matériau organique 'hole burning'. En 1998 j'ai été chargé de la mise en oeuvre d'une nouvelle opération de recherche. Il s'agissait d'expérimenter une nouvelle architecture opto-électronique pour l'analyse spectrale large bande de signaux radiofréquence sur porteuse optique. Cet analyseur de spectre, dit "arc-en-ciel", ou "architecture à projection spatiale" est basé sur l'holographie résolue en fréquence dans un cristal sélectif en fréquence (YAG dopé Tm^{3+}). La mise en place de cette nouvelle expérience, et son développement, ont fait l'objet de plusieurs contrats avec l'agence spatiale européenne (ESA) de 1998 à 2003 [1, 2], des thèses de doctorat de Loïc Ménager (Décembre 2000) et de Vincent Lavielle (Novembre 2004), que j'ai encadrés avec J.-L. Le Gouët, et de plusieurs publications [3, 4, 5, 6]. Ces contrats ont été l'occasion de collaborations avec Stefan Kröll, de l'université de Lund, collaboration initiée suite à un séjour de travail que j'avais organisé pour L. Ménager et moi-même en 1998, et l'équipe de Daniel Dolfi et Jean-Pierre Huignard, de Thales RT.

En 1999, j'imagine une nouvelle architecture pour réaliser l'analyse spectrale d'un signal dans un cristal dopé terres rares. A la différence de l'architecture à projection spatiale, qui disperse dans l'espace les composantes spatiales, cette nouvelle approche travaille uniquement dans le domaine spectro-temporel. J'utilise le processus d'écho de photon pour réaliser la transformée de Fourier temps-fréquence du signal incident, et produire ainsi une image temporelle du spectre du signal incident. Aussi baptise-t-on cet analyseur de spectre d'architecture à projection temporelle. Je réalise avec L. Ménager la première démonstration de principe début 2000 dans un cristal de Tm^{3+} :YAG, à la longueur d'onde de 793 nm. Les travaux liés à cette nouvelle approche représentent la

moitié de la thèse de L. Ménager. Ils sont accueillis avec enthousiasme par la communauté scientifique (une conférence invitée), et je décroche en 2000 un contrat avec la DGA pour développer cet analyseur avec un nouveau montage basé sur un cristal de $\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ [7], à la longueur d'onde de $1,5 \mu\text{m}$. Ce contrat s'est conclu avec succès [8]. C'est grâce au soutien de la DGA que j'obtiens en 2004 une ACI Nanotechnologies, dont le but est le développement des sources laser nécessaires à l'extension des performances de nos architectures [9].

Outre ce projet laser, je continue aujourd'hui mes travaux sur le traitement optique des signaux radiofréquence dans les cristaux dopés terres rares. Je développe tout particulièrement les applications liées à l'utilisation des cristaux dopés erbium, avec Vincent Crozatier, doctorant depuis 2003 que j'encadre avec Fabien Bretenaker, chercheur CNRS qui a rejoint l'équipe également en 2003. Je continue en parallèle à travailler avec J.-L. Le Gouët sur différents projets de traitement optique dans les cristaux dopés thulium, dont un nouveau projet de traitement de l'information quantique, en collaboration avec S. Kröll.

Dans ce mémoire je présente tout d'abord brièvement quelques principes et propriétés utiles concernant les cristaux dopés terres rares et les transitoires optiques cohérents. Puis je discute du projet "analyseur arc en ciel" développé avec J.-L. Le Gouët, et qui a obtenu une reconnaissance incontestable de la communauté scientifique. Je présente ensuite les travaux effectués dans le cadre de la dualité espace-temps. Il s'agit d'une série d'expériences qui m'ont permis d'observer l'analogie temporel de la transition entre la diffraction de Fresnel et la diffraction de Fraunhofer, de mettre en évidence l'analogie entre la causalité et la diffraction par un bord d'écran, d'imaginer et de démontrer un transformateur de Fourier temps-fréquence. C'est à partir de cette opération de transformée de Fourier que j'ai conçu l'architecture d'analyseur de spectre à projection temporelle. L'expérimentation de cette architecture avec un cristal de $\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ fait l'objet du cinquième chapitre du manuscrit. Les deux architectures d'analyseur de spectre développées sont très dépendantes de la technologie des lasers rapidement accordables et de grande pureté spectrale, et j'ai dû développer des sources originales spécifiques. Le sixième chapitre de ce document présente mes travaux dans ce domaine. Dans le dernier chapitre je discute des perspectives de mes recherches.

Chapitre 2

Éléments de cadre

2.1 Creusement spectral, écho de photon et holographie

2.1.1 Creusement spectral et holographie multiplexée en fréquence

Les phénomènes de creusement spectral (“spectral hole burning”) et d’écho de photon peuvent être observés dans n’importe quelle transition optique à élargissement inhomogène. Le creusement spectral fut d’abord observé dans les gaz [10], et c’est dans les années 70 qu’il est mis en évidence dans les solides à basse température [11, 12, 13]. Les premiers échos de photons ont été réalisés en 1964 dans le rubis à basse température [14], et en 1968 dans les gaz [15].

Dans un gaz, l’élargissement inhomogène résulte de l’effet Doppler tandis que pour un solide il résulte du désordre et des défauts de la structure. Le désordre est inhérent à la structure dans le cas de solides organiques. Les largeurs inhomogènes sont alors de l’ordre de quelques THz, tandis que les largeurs homogènes à basse température sont dans le domaine de la centaine de MHz. Dans le cas des cristaux, ce sont les défauts qui sont responsables de l’élargissement inhomogène. Dans les cristaux inorganiques dopés par des ions de terres rares, qui nous intéressent plus particulièrement ici, les largeurs inhomogènes Γ_{inh} sont de l’ordre du GHz à la centaine de GHz, et les largeurs homogènes Γ_h à basse température sont dans le domaine du kHz.

Le creusement spectral et l’écho de photon sont à la base des fonctions de traitement de l’information dans les matériaux à élargissement inhomogène. Le creusement spectral confère au matériau la propriété de sélectivité en fréquence. Il le fait apparaître comme une plaque photographique dans le domaine spectral. Illuminé par une radiation

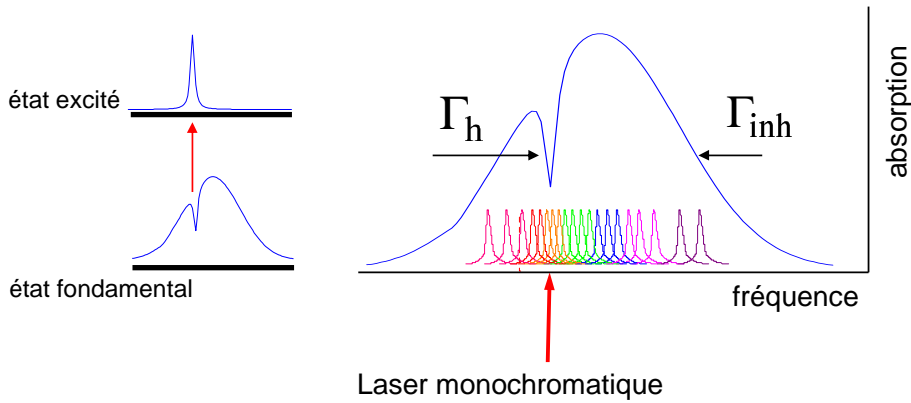


FIG. 2.1 – Représentation du creusement spectral. La largeur inhomogène de la bande d’absorption est due à la dispersion des fréquences de résonance des chromophores sur un grand domaine spectral. L’irradiation par un laser monochromatique excite sélectivement la classe de chromophores résonante. Le transfert de population vers le niveau excité fait apparaître un trou dans le profil d’absorption.

résonante, le matériau enregistre le spectre de cette radiation comme une modification de l’absorption. Si la radiation est monochromatique on enregistre un simple trou de largeur $2\Gamma_h$, dont la position donne la longueur d’onde de la radiation. Si le spectre de la radiation est complexe, on enregistre ce spectre. En première approximation, la profondeur de gravure est proportionnelle à l’énergie déposée, et on a un enregistrement linéaire du spectre incident. De cette façon, les matériaux sélectifs en fréquence sont naturellement des spectrographes. La durée de l’enregistrement est donnée par le temps de relaxation de l’excitation vers le niveau fondamental. Ceci dépend des matériaux considérées et des conditions expérimentales (température, champs extérieurs). Dans les cristaux qui nous intéressent plus particulièrement ici, la durée de vie d’une gravure est de l’ordre de la milliseconde.

La sélectivité spectrale est présente en chaque point du matériau. Autrement dit on peut enregistrer des images tridimensionnelles, c’est à dire des images à deux dimensions spatiales avec en chaque point de l’espace, la dimension spectrale. Cette possibilité a d’abord été envisagée pour réaliser des mémoires optiques holographiques de haute densité. Le groupe d’Urs Wild a beaucoup travaillé sur cet aspect dans les années 90. Dans ces travaux, les images étaient enregistrées sous forme d’hologrammes spatiaux multiplexés en fréquence dans un échantillon de polyvinyle butyral dopé à la chlorure, à l’aide d’un laser monochromatique accordable. Chaque hologramme est ainsi enregistré à une longueur onde spécifique constituant son adresse. Les différents hologrammes sont alors indépendants.

2.1.2 Echo de photon et holographie spectrale

L'holographie spatiale multiplexée en fréquence n'exploite pas toutes les possibilités offertes par la sélectivité spectrale. Plus précisément, dans ces expériences, on ne cherche pas à contrôler la phase relative des enregistrements réalisés aux différentes longueurs d'onde. Or, de même qu'une plaque photographique usuelle permet d'enregistrer des hologrammes spatiaux, et donc d'accéder à la phase d'un front d'onde, une plaque photo spectrale permet l'enregistrement d'hologrammes spectraux, et donc le contrôle de la phase spectrale. Cette propriété peut être réalisée par le raisonnement suivant. Le matériau enregistre l'intensité de la radiation excitatrice, de manière sélective en fréquence. La modification de l'absorption à la fréquence ν est donc proportionnelle à $|\tilde{E}(\nu)|^2$, où $\tilde{E}(\nu)$ est la transformée de Fourier du champ incident $E(t)$. Si le champ incident est la somme de deux champs $\tilde{E}_1(\nu) + \tilde{E}_2(\nu)$, l'intensité fait apparaître le terme d'interférence spectral $\tilde{E}_1^*(\nu)\tilde{E}_2(\nu) + c.c.$. C'est l'hologramme spectral. Si une troisième impulsion vient par la suite exciter faiblement le matériau, celui ci répond par l'émission d'un signal, dont l'expression est particulièrement simple lorsque les deux premières excitations sont séparées dans le temps. L'amplitude spectrale du signal s'écrit alors en effet

$$\tilde{E}_e(\nu) = \tilde{E}_1^*(\nu)\tilde{E}_2(\nu)\tilde{E}_3(\nu) \quad (2.1)$$

Dans le domaine temporel, ceci correspond à

$$E_e(t) = E_1^*(-t) \otimes E_2(t) \otimes E_3(t) \quad (2.2)$$

où \otimes représente le produit de convolution, le premier produit étant en fait un produit de corrélation. On remarque que le signal ne comporte qu'un seul terme tandis que l'hologramme a deux composantes conjuguées complexes. Ceci est une conséquence de la causalité. L'écriture ci dessus est valable si l'excitation par le champ $E_1(t)$ précède l'excitation par le champ $E_2(t)$. Si on renverse l'ordre temporel de ces champs, c'est l'autre composante de l'hologramme qui donnera lieu à l'émission d'un signal.

L'expression (2.1) ci dessus fait apparaître le signal comme le résultat du filtrage spectral cohérent du troisième champ par l'hologramme spectral enregistré dans le matériau par les deux premiers champs. La réponse percussionnelle de l'hologramme est le produit de corrélation $E_1^*(-t) \otimes E_2(t)$ des deux impulsions de gravures. Par ailleurs, les expressions ci dessus ne sont autres que celles du signal d'écho de photon en régime perturbatif. L'expression (2.2) permet de retrouver la caractéristique bien connue de l'écho de photon. Si $E_1(t) = \delta(t - t_1)$ et $E_2(t) = \delta(t - t_2)$ sont deux impulsions courtes séparées de l'intervalle de temps $t_2 - t_1$, alors une troisième impulsion courte $E_3(t) = \delta(t - t_3)$ provoquera l'émission d'un signal $E_e(t) = \delta(t - t_3 - t_2 + t_1)$ qui apparaîtra avec le retard $t_2 - t_1$ suite à la troisième impulsion.

C'est Thomas Mossberg [16, 17], de l'université de Eugene, dans l'Orégon, qui a le premier réalisé l'analogie entre l'écho de photon et l'holographie spectrale, suivi de près par une équipe de Tartu en Estonie [18], qui a aussi été l'une des premières à observer le phénomène de creusement spectral dans les solides organiques [12]. C'est aussi T. Mossberg qui a le plus développé les applications de l'holographie spectrale au stockage d'informations dans les cristaux dopés terres rares. Dans son approche, l'information n'était pas stockée sous la forme de pages de données spatiales de fréquences différentes mais codée dans le domaine temporel comme un train d'impulsions, enregistré par le matériau sous la forme d'un hologramme spectral. La lecture de l'hologramme restitue ce train de donnée.

Les expressions (2.1) et (2.2) sont généralisées par l'ajout, à la coordonnée spectrale des champs, de leurs coordonnées spatiales transverses. Ces expressions décrivent alors un processus holographique spectro-spatial qui est à la base de la plupart des opérations de stockage et de traitement de l'information dans les cristaux dopés terres rares. Le caractère complet du processus d'holographie spectro-spatiale est démontré de façon spectaculaire dans une série d'expériences menées par l'équipe de Tartu dans les années 80, qui démontre également que la polarisation du champ est enregistrée dans le processus [19, 20].

Les limitations du processus d'écho de photon sont fixées par les paramètres du matériau. La résolution spectrale est déterminée par la largeur homogène de la transition. Autrement dit, la durée maximale de la séquence $E_1(t) + E_2(t)$ des deux impulsions qui enregistrent l'hologramme spectral ne peut être plus grande que le temps de cohérence $T_2 = 1/\pi\Gamma_h$ de la transition. De la même façon, la durée maximale de la troisième impulsion qui peut être filtrée de façon cohérente par l'hologramme ne peut dépasser T_2 . La bande passante des signaux est par ailleurs limitée par la largeur inhomogène Γ_{inh} de la bande d'absorption. Quant à la durée de vie de l'hologramme spectral, elle dépend du temps de relaxation de l'excitation vers le fondamental, en général très supérieur au temps de cohérence.

2.2 Développement des applications

2.2.1 Au début

L'application de l'holographie spectro-spatiale poursuivie par la communauté scientifique a tout d'abord été essentiellement le stockage d'information. Cette application a été entrevue dès la découverte du phénomène de creusement spectral [11, 21, 12, 22]. Ces recherches ont été développées dans les années 80-90 et ont été poussées assez loin. Le groupe d'Urs Wild à Zurich démontre ainsi le stockage dans un échantillon de polyvynil butyral dopé à la chlorure de 12000 images sous formes d'hologrammes adressés spectra-

lement, correspondant à une densité de stockage de 10 Gbits/cm² [23, 24]. Parallèlement Thomas Mossberg développe le stockage d'informations sous forme temporelle par holographie spectrale [16, 25] dans les cristaux dopés terres rares et atteint une densité de stockage de 1,3 Gbits/cm² [25, 26]. Il introduit dans ce cadre l'utilisation de glissements de fréquences [25] qui joueront un rôle central par la suite dans la plupart des applications au traitement du signal. L'idée de Mossberg est d'inscrire le train d'impulsions de données sur une porteuse optique à glissement de fréquence délivrée par un laser diode. En combinant de la sorte codage temporel et balayage en fréquence, on peut exploiter toute la largeur de la bande d'absorption tout en ayant une grande souplesse sur la cadence des données [27]. Cette idée est une évolution d'une approche introduite par une équipe japonaise très active jusqu'au milieu des années 90 [28, 29, 30].

Le laboratoire Aimé Cotton se lance dans ce nouveau domaine au début des années 90 [31] en exploitant l'holographie spectrale femtoseconde dans un échantillon organique.

Les premières démonstrations de traitement du signal par holographie spectrale dans les matériaux sélectifs en fréquence datent des années 80. T. Mossberg, qui met en lumière l'expression (2.1), démontre dans une vapeur d'Ytterbium les opérations de corrélation et de convolution de formes temporelles en 1984 [17], puis la compression d'impulsion [32]. L'équipe de Tartu, qui travaille avec des matériaux organiques et des signaux picosecondes s'intéresse aux applications de la conjugaison de phase [19] et démontre également la compression d'impulsion [33]. Il faut attendre les années 90 pour que la communauté s'intéresse vraiment aux possibilités du traitement de l'information. Cette décennie voit l'apogée des travaux sur le stockage d'information et leur abandon progressif, motivé par la contrainte de la basse température et les progrès rapides des autres technologies de stockage (disque dur, compact disc). On voit donc aussi apparaître diverses démonstrations de traitement du signal, exploitant la reconnaissance de forme temporelle par corrélation [34, 35]. L'aiguillage spatial de trains de données [36], la compression d'impulsion [37], la réalisation d'opérations logiques [38], sont démontrés dans ce cadre. Le laboratoire Aimé Cotton est le seul à avoir démontré l'opération de reconnaissance de forme pour des signaux femtosecondes [35, 39].

2.2.2 Rencontre avec les signaux radiofréquence

En 1996 apparaît la première proposition d'application au traitement des signaux radar [40]. Il s'agit d'utiliser l'écho de photon pour réaliser, grâce aux longs temps de cohérence des cristaux dopés terres rares, le retard de signaux radiofréquence large bande portés optiquement. L'application visée est le contrôle des antennes à balayage électronique, où l'on utilise le retard entre les signaux émis (ou reçus) par différentes antennes pour diriger leur émission (ou réception).

La rencontre avec la communauté du radar est décisive. Le domaine du radar est en effet confronté aux limites des technologies électroniques et hybrides (acoustiques, acousto-optiques) en terme de bande passante. Cette communauté est donc ouverte aux technologies alternatives qui peuvent dépasser la barre des 10 GHz de bande passante. Elle a déjà commencé à considérer les technologies optiques pour le transport, la synthèse, et le traitement de signaux radiofréquence (RF) [41]. Par ailleurs, elle n'est pas trop effrayée par la contrainte de la basse température.

La communauté qui développe les applications des matériaux sélectifs en fréquence se tourne alors progressivement vers les applications radar. Ceci signifie aussi que les cristaux dopés terres rares deviennent les matériaux sélectifs en fréquence de choix. Ce sont eux en effet qui offrent les bandes passantes multi-GHz et la résolution sub-MHz compatibles avec les applications radar large bande. Le laboratoire Aimé Cotton se tourne lui aussi vers ces applications. J.-L. Le Gouët propose en 1998 [42], avec D. Dolfi et J.-P. Huignard, de Thales RT, une architecture opto-électronique basée sur l'holographie spatiale multiplexée en fréquence dans un cristal de $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ pour réaliser l'analyse spectrale large bande de signaux RF.

Outre le radar, l'astronomie est également intéressée par le traitement des signaux radiofréquence larges bandes et notamment par l'analyse spectrale, qui est dans ce domaine utilisée pour la spectroscopie hétérodyne des ondes millimétriques et sub-millimétriques. Le laboratoire Aimé Cotton obtient ainsi en 1998 un premier contrat avec l'agence spatiale européenne pour les premières démonstrations de notre analyseur de spectre [1].

2.2.3 Aujourd'hui

Depuis le début des années 2000, l'essentiel des travaux est dirigé vers les applications radars et astronomiques. L'université du Montana à Bozeman et le laboratoire Aimé Cotton sont les deux principaux centres de recherches dans le domaine. L'université du Montana est un centre particulièrement important. On y trouve l'équipe de R. Cone, qui avec R. MacFarlane de IBM Almaden Research Center, est spécialiste des propriétés spectroscopiques des cristaux inorganiques dopés terres rares. R. Cone et R. MacFarlane travaillent en collaboration avec la société Scientific Materials, basée à Bozeman, qui produit et commercialise les cristaux. A noter que R. Cone s'est récemment tournée également vers la stabilisation de lasers sur des trous creusés dans la bande d'absorption des cristaux [43, 44, 45]. On peut alors stabiliser les lasers utilisés pour des expériences de traitement du signal avec le même cristal qui est utilisé pour le traitement [46].

Se trouvent également à Bozeman l'équipe de R. Babbitt qui développe les applications radar au sein notamment du laboratoire Spectrum Lab, qui emploie une vingtaine de personne, et l'équipe de J. Carlsten, spécialiste laser. K. Wagner de l'université du

Colorado à Boulder, spécialiste des architectures opto-électroniques pour les signaux radar, rejoint la communauté à la fin des années 90, et travaille en étroite collaboration avec l'université de Bozeman [47, 48].

En Europe, outre le laboratoire Aimé Cotton, l'équipe de S. Kröll est aussi très active. Elle a notamment démontré la réalisation de deux processus d'écho de photon en cascade grâce à l'amplification du premier écho dans un amplificateur à fibre [49, 50]. S. Kröll s'est tourné récemment vers les applications des cristaux dopés terres rares au traitement quantique de l'information [51, 52]. Nous sommes partenaires dans un projet européen consacré à cette thématique [53, 54]. L'équipe de N. Mansell et M. Sellars à Canbury en Australie est également très active dans ce tout nouveau domaine [55, 56].

Les applications poursuivies au laboratoire Aimé Cotton sont depuis 1998 surtout tournées vers l'analyse et la synthèse spectrale. Avec L. Ménager et V. Lavielle, doctorants, et grâce à une collaboration avec S. Kröll et L. Levin, nous réussissons à démontrer en 2003 le fonctionnement de l'analyseur de spectre proposé par J.-L. Le Gouët sur une bande passante de 3 GHz [5, 6]. Parallèlement je propose et démontre avec L. Ménager en 2000 [57] une nouvelle architecture d'analyseur spectral, que je développe maintenant notamment avec V. Crozatier, doctorant depuis 2003 [8].

Les collègues américains continuent à travailler sur les lignes à retard pour le contrôle d'antennes à balayage électronique [58]. Par ailleurs, ils développent la mesure des distances et des vitesses pour les applications radar [59]. Enfin, ils nous ont rejoints récemment sur l'application à l'analyse spectrale [48].

Il faut préciser que la course à la bande passante est désormais cruciale. Aussi notre démonstration d'analyseur à 3 GHz de bande a obtenu une reconnaissance incontestable. Il est en effet nécessaire pour la communauté de démontrer la réalité du potentiel large bande promis. Cette recherche de bande passante motive le développement des lasers agiles en fréquence qui deviennent l'élément clé des expériences. Toutes les applications poursuivies aujourd'hui reposent en effet sur l'utilisation de glissements de fréquence rapides et de haute pureté spectrale.

2.3 Les cristaux dopés terres rares

Les cristaux inorganiques dopés par des ions terres rares ont des propriétés optiques remarquables. Les transitions dipolaires électriques entre le niveau fondamental de l'ion et les premiers niveaux excités sont interdites par parité, car elles se font à l'intérieur de la couche 4f. Cependant, la perturbation apportée par le champ cristallin rend ces transitions possibles mais avec des forces de raie faibles. La largeur de raie radiative est donc très faible. De plus, les électrons de la couche 4f qui interviennent dans ces transitions sont

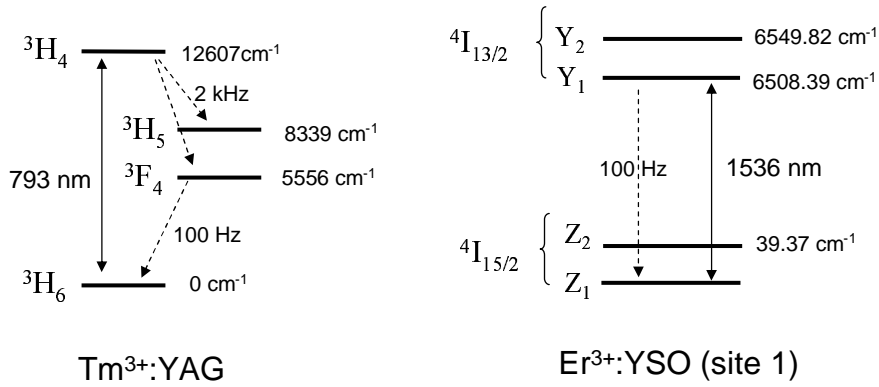


FIG. 2.2 – Schéma des niveaux de l'ion thulium dans la matrice YAG, et de l'ion erbium dans la matrice de Y_2SiO_5 . Les flèches en pointillés indiquent les processus de relaxation, les taux de relaxation sont indiqués en Hz. On a indiqué pour l'erbium les premiers niveaux Stark des multiplets $^4I_{15/2}$ et $^4I_{13/2}$ avec les énergies correspondantes, pour le site 1. Les énergies pour les ions dans le site 2 sont $26,6$, $6498,14$, et $6565,65\text{ cm}^{-1}$ respectivement pour les niveaux Z_2 , Y_1 , et Y_2 .

écrantés par les électrons périphériques des couches 5s et 5p. L'élargissement de la raie homogène par les perturbations extérieures est donc modéré. Ainsi, à basse température, les largeurs de raie homogènes Γ_h restent faibles, très inférieures au MHz. Ceci confère à ces cristaux une excellente résolution spectrale. Enfin, l'imperfection de la structure cristalline conduit à un élargissement inhomogène de la transition, allant du GHz à quelques centaines de GHz selon les cristaux.

Parmi les différents ions de terre rare existants, deux sont particulièrement attractifs pour les applications, le thulium et l'erbium, car ils possèdent des transitions à des fréquences pratiques, vers 795 nm et 1540 nm respectivement, où existent des sources lasers, et de la technologie opto-électronique.

2.3.1 Le thulium

L'ion doit être considéré avec sa matrice cristalline. Le $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ est une bonne combinaison. La figure 2.2 présente un schéma des niveaux atomiques utiles du thulium. La dégénérescence à l'intérieur des multiplets issus du couplage Russell-Saunders est entièrement levée par le champ cristallin de basse symétrie. La séparation entre les deux premiers sous-niveaux Stark est de 27 cm^{-1} et 72 cm^{-1} respectivement pour les multiplets 3H_6 et 3H_4 [60]. Il est important que cette séparation soit aussi grande que possible. En effet, plus cette séparation est grande, et plus la densité d'états des phonons capables d'induire des transitions entre ces niveaux est faible, ce qui augmente le temps

de cohérence des transitions optiques [61, 62]. Le cristal de $\text{Tm}^{3+}:\text{Y}_2\text{Si}_2\text{O}_7$ est de ce point de vue beaucoup moins favorable car le premier niveau Stark n'est qu'à quelques cm^{-1} du fondamental [62]. Grâce à ces propriétés, la transition entre les sous-niveaux Stark les plus bas des multiplets $^3\text{H}_6$ et $^3\text{H}_4$ pour un cristal de $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ dopé à 0.5% possède une largeur homogène d'environ 150 kHz à 5 K [63]. Cette largeur tombe dans le domaine de la dizaine de kHz à 1.5 K, et quelques kHz si le taux de dopage est de plus réduit à 0.1% [64]. L'influence du taux de dopage est liée aux interactions entre ions thulium.

Alliée à cette bonne résolution, la largeur inhomogène de la transition est de 20 GHz. On a donc une bande passante et une résolution très bien adaptées au traitement des signaux radiofréquence large bande. Par ailleurs, le thulium ne possède pas de structure hyperfine dans un site de basse symétrie comme le YAG où il prend la place des ions yttrium dans un site de symétrie D_{2h} . Une structure hyperfine est très gênante pour les applications car elle limite la bande passante effectivement disponible à la séparation entre niveaux hyperfins. En effet, dès que l'on creuse un trou dans la bande d'absorption apparaissent des trous et anti-trous latéraux à des distances correspondant à la structure hyperfine. Un ion comme le praseodyme est de ce point de vue inadapté car il possède une structure hyperfine de l'ordre du MHz.

Enfin, le niveau $^3\text{H}_4$, dont la durée de vie est de 500 μs , se désexcite essentiellement vers le niveau $^3\text{F}_4$, dont la durée de vie est de 10 ms. Cette propriété permet de rallonger la durée de vie des filtres holographiques gravés, et d'augmenter l'efficacité du processus d'écho de photon par le processus d'accumulation [3, 65].

2.3.2 L'erbium

Concernant l'erbium, les cristaux $\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ et $\text{Er}^{3+}:\text{LiNbO}_3$, sont de bons candidats. L'erbium possède à priori un handicap car il possède un nombre impair d'électrons. Le champ cristallin laisse alors les niveaux électroniques doublement dégénérés en raison de la symétrie par renversement du temps. Ceci a un effet dramatique sur la largeur homogène des transitions. En effet, les ions sont alors sujets à des fluctuations de spins rapides qui contribuent à un élargissement homogène important. Cependant un champ magnétique permet de lever cette dégénérescence. Si le champ magnétique est suffisamment fort pour que la séparation entre sous-niveaux devienne grande devant l'énergie thermique, ces fluctuations sont gelées, et l'on peut atteindre des temps de cohérence très longs. Ainsi le cristal $\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ possède la largeur homogène la plus étroite jamais rapportée, avec seulement 73 Hz, à 1.5 K, un taux de dopage de 0,001% et un champ magnétique de 7 teslas [66]. Ceci est proche de la limite radiative $1/2\pi T_1$, car T_1 est de 10 ms. Par ailleurs, bien que l'isotope ^{167}Er , d'abondance 22%, possède un spin nucléaire non nul, on n'observe pas de structure hyperfine. Dans la matrice Y_2SiO_5 , la séparation

entre les premiers niveaux Stark est de 40 cm^{-1} pour les multiplets $^4I_{15/2}$ et $^4I_{13/2}$ [45], si bien que les phénomènes déphasants sont essentiellement des interactions de spins. La matrice est favorable de ce point de vue car les éléments constitutifs ont un spin nucléaire très faible.

L'inconvénient du Y_2SiO_5 est que la largeur inhomogène n'est que de 0,5 GHz. Un co-dopage avec des ions Eu^{3+} augmente la largeur inhomogène mais semble provoquer également d'un accroissement de la largeur homogène [K. Wagner, communication privée]. On peut aussi étendre la largeur inhomogène en appliquant un gradient de champ magnétique. Avec un coefficient Zeeman électronique de 20 GHz/tesla, un gradient de 0,5 teslas pour un champ moyen de 1,5 teslas produirait une bande de 10 GHz.

La matrice de niobate de lithium est intéressante pour plusieurs raisons. Tout d'abord, d'après les premières études menées au Montana, la largeur inhomogène est de 200 GHz, et ce avec une largeur homogène raisonnable. On obtient en effet quelques kHz avec un cristal dopé à 0.06% sous un champ magnétique de 2 teslas orienté selon l'axe c du cristal. En fait, de tous les cristaux dopés erbium étudiés au Montana [66, 67], seuls le YAG et le niobate de lithium présentent une largeur inhomogène supérieur au GHz. Si le YAG présente une largeur de 10 GHz, il est moins favorable du point de vue de la cohérence [67, 68].

A noter que la spectroscopie du niobate de lithium dopé erbium réserve encore probablement des surprises. Ainsi, R. Cone a observé que la largeur homogène dépend de la position dans la bande inhomogène [67]. Ceci laisse supposer que cette bande inhomogène résulte du mélange de bandes inhomogènes associées à plusieurs sites d'insertion des ions erbium dans le cristal. Ceci va dans le sens des résultats d'études menées par ailleurs qui identifient 11 sites différents [69, 70].

Le niobate de lithium est également intéressant de par ces nombreuses propriétés (électro-optique, photoréfractives) que l'on peut imaginer combiner avec la propriété de creusement spectral. Enfin, il faut noter la possibilité d'inscrire des guides d'onde monomodes par diffusion de titane, où l'on peut également diffuser des ions erbiums [71]. La réalisation du processus d'écho de photon dans de tels guides d'onde est à explorer.

Chapitre 3

Analyse spectrale par projection spatiale

Ce projet d'analyseur de spectre a débuté en 1998 avec la thèse de Loïc Ménager [63], et s'est poursuivi avec la thèse de Vincent Lavielle [72]. Il a fait l'objet d'un brevet et de deux contrats successifs avec l'agence spatiale européenne de 1998 à fin 2003 [42, 1, 2]. L'objectif est de développer un analyseur de spectre pour signaux radiofréquence, avec une bande passante de 10 GHz et une résolution de 1 MHz. Les applications visées sont la fonction de veille spectrale pour le radar, et la spectroscopie hétérodyne sub-millimétrique pour l'astronomie.

3.1 Principe

L'architecture de l'analyseur spectral à projection spatiale est schématisée sur la figure 3.1. Il s'agit d'une architecture opto-électronique. Le signal RF d'intérêt est transféré à l'aide d'un modulateur électro-optique rapide sur une porteuse optique émise par un laser monochromatique. Le faisceau laser modulé est dirigé vers un cristal de $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ dans lequel il est diffracté par un ensemble de réseaux de Bragg monochromatiques qui sépare angulairement les différentes composantes spectrales du signal. La détection du signal diffracté sur une barrette de photodétecteur fournit l'image du spectre du signal RF.

L'analyseur repose sur l'holographie spatiale multiplexée en fréquence. Pour enregistrer les réseaux de Bragg, le cristal est illuminé par deux faisceaux issus du même laser monochromatique accordable, comme indiqué sur la figure 3.2. Pendant la séquence de gravure, on procède simultanément à un balayage de la fréquence du laser et à un balayage de l'angle entre les deux faisceaux. De cette façon on enregistre à chaque fréquence un réseau de Bragg monochromatique de pas et d'orientation spécifiques, si bien que l'on associe à chaque fréquence une direction de diffraction unique. Lorsqu'un rayonnement

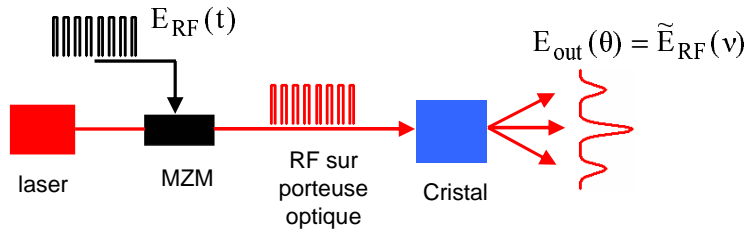


FIG. 3.1 – Architecture de l’analyseur de spectre arc-en-ciel. MZM : modulateur électro-optique intégré type Mach-Zehnder.

polychromatique vient ensuite interagir avec le cristal, chaque composante de fréquence interagit uniquement avec le réseau de Bragg de même fréquence. L’ensemble disperse angulairement le spectre de la radiation incidente.

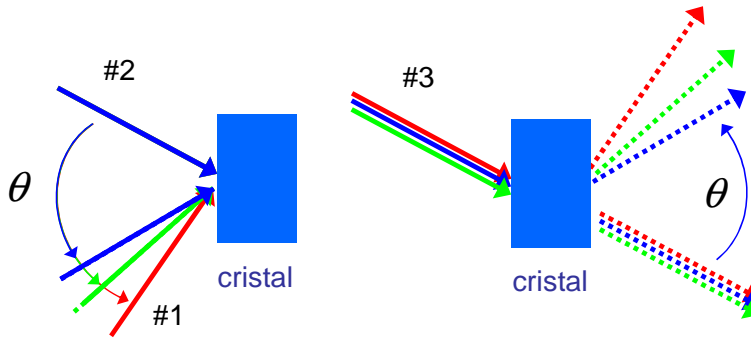


FIG. 3.2 – Gravure d’un ensemble de réseaux de Bragg monochromatiques par balayages simultanés de la fréquence des faisceaux #1 et #2 et de l’angle d’incidence du faisceau #1. Un faisceau polychromatique de lecture est alors diffracté dans différentes directions suivant son contenu fréquentiel.

La dispersion angulaire obtenue avec cette analyseur doit être contrastée avec celle que l’on obtient avec un réseau de diffraction usuel. Dans ce dernier cas la dispersion angulaire a une origine purement géométrique. Le réseau diffracte toutes les fréquences avec une loi de dispersion qui dépend du nombre de traits du réseau. Dans notre cas on n’utilise pas la dispersion géométrique du réseau mais on a un ensemble de réseaux monochromatiques indépendants, chacun de pas et d’orientation particuliers. La loi de dispersion est par ailleurs arbitraire : on peut en effet associer a priori n’importe quel angle de diffraction à chaque fréquence. Enfin, la limite de résolution possible avec notre analyseur est des ordres de grandeur plus faible de ce que l’on peut obtenir avec un réseau de diffraction usuel. Dans notre cas la résolution ultime est fixée par la sélectivité en fréquence intrinsèque du cristal. On peut donc obtenir une résolution proche de la largeur

homogène de la transition. Une résolution de 1 MHz est facile à obtenir. Il faudrait un réseau de 200 m de long à 2000 traits par mm pour obtenir cette résolution avec un réseau usuel.

On pourrait aussi imaginer un analyseur de spectre basé sur un ensemble de réseaux de Bragg inscrits dans un matériau photoréfractif. Il s'agirait là aussi d'inscrire un réseau de Bragg pour chaque fréquence. Cependant, dans ce cas, la sélectivité en fréquence du réseau de Bragg a une origine interférentielle géométrique. Elle dépend de l'épaisseur du réseau. La encore, une résolution de 1 MHz demanderait des réseaux de plusieurs centaines de mètres d'épaisseur. Par ailleurs, dans le cas des réseaux dans un cristal photoréfractif, l'efficacité de diffraction doit être partagée entre tous les réseaux si bien qu'elle décroît comme l'inverse du carré du nombre de réseaux inscrits. Dans notre cas les différents réseaux sont indépendants car ils sont enregistrés par des ions différents. L'efficacité de diffraction est donc indépendante du nombre de réseaux.

3.2 Mise en oeuvre

La figure 3.3 donne un schéma de principe du montage expérimental de notre analyseur. On distingue le laser monochromatique accordable pour réaliser le balayage en fréquence pendant la gravure, et les deux faisceaux de gravure #1 et #2. Un élément acousto-optique permet de balayer l'angle d'incidence du faisceau #1 sur le cristal. Un deuxième laser, de fréquence fixe, porte le signal RF vers le cristal. On détecte les faisceaux diffractés sur une barrette de photodétecteurs. Le laser accordable est qualifié d'agile en fréquence car les balayages doivent être rapides.

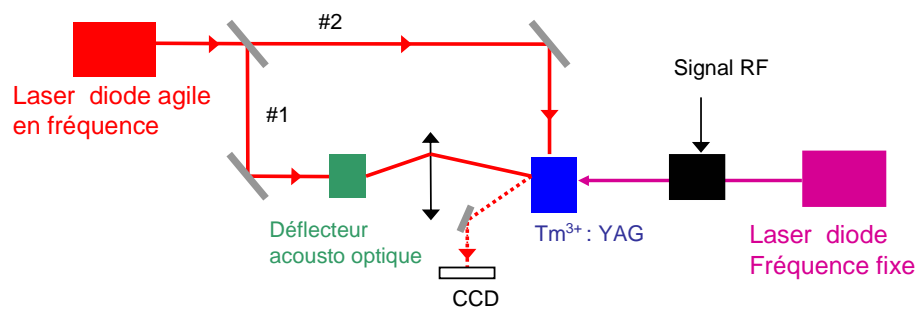


FIG. 3.3 – Schéma de principe du montage de l'analyseur. Le laser agile en fréquence est utilisé pour réaliser les balayages en fréquence pour la gravure des réseaux. Le déflecteur acousto-optique contrôle les balayages angulaires. Le laser à fréquence fixe porte le signal RF vers le cristal. Les faisceaux diffractés sont détectés par une matrice de photodétecteurs (CCD).

Le cristal utilisé dans nos démonstrations est un cristal de $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$. La durée de vie des réseaux gravés est donc de 10 ms. Ceci implique un rafraîchissement cyclique de la gravure. Par ailleurs, on veut pouvoir en permanence utiliser ces réseaux pour réaliser l'analyse du signal RF (probabilité d'interception de 100%). Ceci est rendu possible grâce à la configuration de faisceaux non coplanaire présenté sur la figure 3.4. Les deux faisceaux de gravure sont dans un plan. Le faisceau porteur du signal RF se propage en sens opposé et dans un autre plan. Les faisceaux diffractés sont recueillis dans le même plan. De cette façon tous les faisceaux sont accessibles indépendamment.

La figure 3.5 présente le chronogramme typique du fonctionnement de l'analyseur avec deux lasers. Dans nos expériences nous utilisons un seul laser pour la gravure et l'analyse. Le faisceau porteur de la RF était prélevé sur le faisceau émis par le laser, et le signal RF était analysé dans l'intervalle de temps entre deux cycles de gravure, pendant lequel la fréquence laser était fixe.

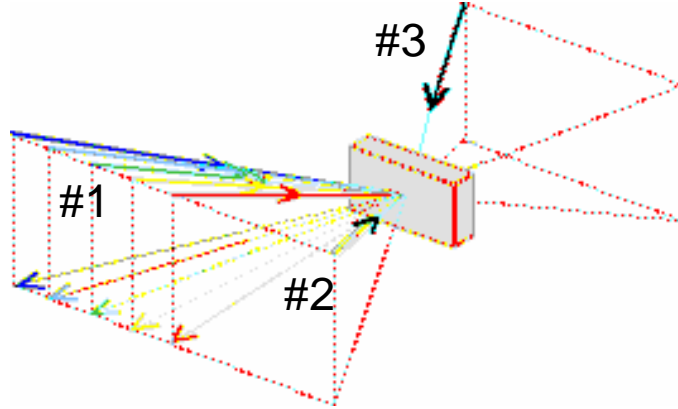


FIG. 3.4 – Configuration contrepropagative non coplanaire pour la gravure des réseaux et l'analyse spectrale simultanée du signal RF porté par le faisceau #3.

Le principe de l'analyseur reposant sur la séparation angulaire des fréquences, le nombre de canaux spectraux N est égal au nombre de canaux angulaires indépendants. Celui ci est donné par le rapport $N = \Delta\theta/\delta\theta$ de l'amplitude $\Delta\theta$ du domaine angulaire balayé à la gravure et de l'ouverture angulaire limitée par diffraction $\delta\theta = \lambda/\pi w$ où w est le waist du faisceau diffracté sur le cristal. On a par ailleurs $N = \Delta\nu/\delta\nu$, rapport de l'amplitude du domaine spectral occupé par l'ensemble des réseaux, et de la résolution spectrale. On a donc $\delta\nu = \frac{\Delta\nu}{\Delta\theta}\delta\theta = \Delta\nu/N$. En pratique le nombre de canaux est déterminé par la cellule acousto-optique qui contrôle les balayages angulaires. Ce nombre est fixe. En revanche, la largeur $\Delta\nu$, qui fixe la bande passante de l'analyseur, est déterminée par l'amplitude du balayage en fréquence à la gravure. Autrement dit on a toute liberté pour ajuster la loi de dispersion $\frac{\Delta\nu}{\Delta\theta}$, et donc la résolution et la bande passante de l'analyseur.

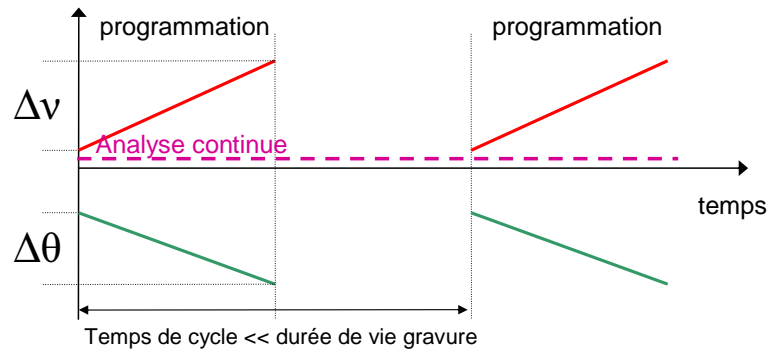


FIG. 3.5 – Chronogramme de la gravure cyclique des réseaux de Bragg. Le laser balaye l'intervalle de fréquence de largeur $\Delta\nu$ tandis que le déflecteur acousto-optique produit un balayage angulaire de largeur $\Delta\theta$. Les cycles sont répétées à une cadence typique de 2 kHz, très supérieure au taux de relaxation de la gravure

Comme la durée de vie de la gravure est de 10 ms on peut reprogrammer très rapidement la bande passante et la résolution. Cette souplesse est un grand atout de cet analyseur qui est démontré dans les publications jointes à cette section.

3.3 Résultats

Ce projet a commencé avec la thèse de L. Ménager. Le premier montage consistait à faire la démonstration de principe. Dans ces premiers travaux, on ne disposait pas encore d'un laser balayable. Aussi ce sont des cellules acousto-optiques qui faisaient le balayage en fréquence. La figure 3.6(a) représente les résultats obtenus avec ce premier montage, objet du premier contrat avec l'agence spatiale européenne. Nous avons alors une bande passante de 35 MHz et 14 canaux.

Dans le montage suivant, qui a commencé avec la fin de la thèse de L. Ménager et le début de la thèse de V. Lavielle nous disposions d'un laser agile capable de balayer une bande de 2,3 GHz. Nous avons alors pu démontrer le fonctionnement de l'analyseur sur une bande de 2,3 GHz, avec un nombre de canaux de 25 (figure 3.6(b)).

Dans le dernier montage, qui conclut les travaux de thèse de V. Lavielle, et le deuxième contrat avec l'ESA, nous avons travaillé à augmenter le nombre de canaux. Nous avons ainsi démontré une bande passante de plus de 3 GHz, avec une centaine de canaux (figure 3.6(c)).

Le détail de ces travaux est donné dans les articles joints à cette section. Les tableaux 3.7 et 3.8 résument les caractéristiques démontrées et les compare à celles des analyseurs de spectres concurrents, utilisés dans les missions spatiales. On voit que pour une dyna-

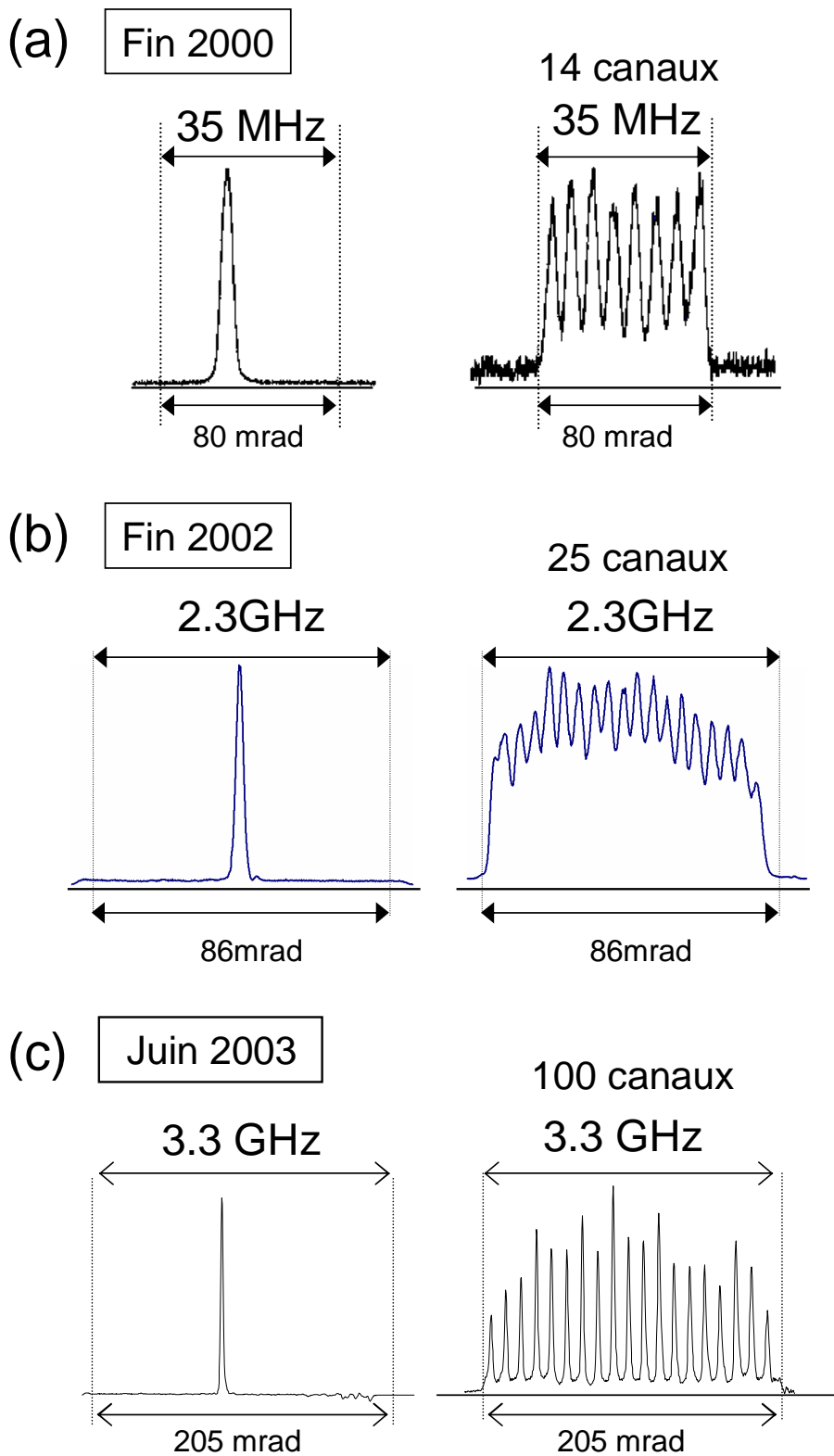


FIG. 3.6 – Historique des résultats obtenus avec les démonstrateurs successifs de l’analyseur arc-en-ciel.

	Limitation fondamentale	Limitation pratique	Performance démontrée
Bande passante	$\frac{1}{2}$ (Bande passante du cristal)	Amplitude des glissements de fréquence laser	20 MHz
Résolution	2 (Résolution du cristal)	Reproductibilité des glissements laser	40 kHz
Nombre de canaux	$\frac{1}{4}$ (produit temps bande du cristal)	Reproductibilité et amplitude des glissements lasers	500
Dynamique		Détection	50 dB électrique
Fonctionnement en bande latérale unique			Oui
Zoom	Possible mais résolution unique sur toute la bande passante		Oui
Accumulation gravures pour rafraîchissement		Reproductibilité des glissements laser	taux de répétition de 500 Hz, avec une résolution de 500 kHz
Probabilité d'interception	100%	Deux lasers nécessaires pour 100%	50%
Puissance laser			2 mW

FIG. 3.7 – Récapitulatif des performances démontrées de l'analyseur de spectre arc-en-ciel, avec les limitations théoriques et pratiques.

	filtres	ACN	ACA	SAW	AO	Arc-en-Ciel
Bande passante	1,2 GHz	700 MHz	3,6 GHz	205 MHz	1 GHz	3,3 GHz
Nombre de canaux	25	100	128	4096	2000	102
Dynamique	60 dB	48 dB	38 dB	40 dB	30 dB	33 dB
Flexibilité spectrale	NON	OUI	NON	NON	NON	OUI+
Résolution ultime		140 kHz				500 kHz
Temps d'accès	limité par TF	temps d'intégration	temps d'intégration (>10ms)	limité par TF	lecture de la barrette de détecteurs	lecture de la barrette de détecteurs

FIG. 3.8 – Comparaison des performances de l'analyseur de spectre arc-en-ciel par rapport aux concurrents utilisés dans les missions spatiales actuelles. Filtres : spectromètres à banque de filtres électroniques, ACN et ACO : autocorrélateurs numériques et analogiques, SAW : spectromètre à ondes de surfaces utilisant la transformée de Fourier à glissement de fréquence, AO : analyseur acousto-optiques.

mique d'analyse analogue, notre analyseur combine les avantages de plusieurs types de concurrents. Il a la plus grande bande passante tout en offrant la flexibilité sur la bande passante et la résolution, celle ci pouvant descendre jusqu'à 500 kHz.

3.4 Perspectives

Les performances de notre analyseur peuvent encore être améliorées. Aujourd'hui nous disposons d'un laser capable de balayer sur plus de 10 GHz. Par ailleurs la dynamique pourrait être encore considérablement améliorée par des techniques optiques standard pour éliminer la lumière diffusée. Enfin, il existe des défecteurs acousto-optiques avec plus de 1000 canaux. La mise en oeuvre d'un montage avec un défecteur de ce type demande cependant un gros effort expérimental. En effet, pour que ces 1000 canaux angulaires n'occupent pas un espace gigantesque, il faut réduire toutes les dimensions du montage. Ceci n'est pas un problème pour la technologie optique actuelle. Mais cela demande de concevoir un cryostat adapté. En effet la dimension caractéristique du montage est fixée par la distance focale de la lentille de focalisation sur le cristal. Cette distance est de plus de 20 cm dans notre montage en raison de l'encombrement du cryostat. Un montage compact consisterait à disposer une bonne partie de l'optique dans une enceinte à vide, contenant un doigt froid pour refroidir le cristal. Ceci est parfaitement réaliste.

Le point dur pour le développement d'un véritable prototype est la technologie laser. Le laser de gravure doit pouvoir balayer toute la bande de l'analyseur, soit 10 GHz, en un temps relativement court, sensiblement inférieur à la durée de vie de la gravure, soit un temps de quelques centaines de microsecondes. C'est pourquoi on qualifie ces lasers d'agiles en fréquence. Qui plus est, la linéarité du glissement de fréquence doit être meilleure que la résolution recherchée pour l'analyseur, soit 1 MHz. Enfin, il faut compter avec le nécessaire rafraîchissement cyclique de la gravure des réseaux de Bragg, à un taux supérieur au taux de relaxation de celle-ci. Dans ces conditions les gravures successives s'accumulent dans le cristal. Ceci suppose que la phase des réseaux soit conservée d'une gravure à l'autre pendant toute la durée de la mémoire du matériau, et donc que les glissements de fréquence successifs soient identiques, avec une précision de l'ordre de la résolution recherchée pour l'analyseur. Il faut pour cela que la reproductibilité du mécanisme de balayage de la fréquence d'une part, la stabilité de la fréquence centrale d'autre part, soient de l'ordre de la résolution recherchée. Les lasers agiles en fréquence recherchés doivent donc avoir des performances très pointues.

Si on dispose aujourd'hui d'un laser compatible avec un démonstrateur 10 GHz et 1000 canaux, il reste beaucoup à faire pour rendre ces lasers compatibles avec toutes les contraintes opérationnelles (cf chapitre 6).

3.5 Publication : Wide band versatile radio frequency spectrum analyzer

3.6 Publication : Wide band radio frequency spectrum analyzer : improved design and experimental results

Chapitre 4

Dualité espace temps

4.1 Principe et bibliographie

4.1.1 Introduction

L'étude de la dualité espace temps en optique est née du constat de l'analogie entre les équations de la diffraction de Fresnel et celles de la dispersion linéaire de vitesse de groupe. Cette analogie peut être poussée jusqu'à l'introduction de lentilles temporelles. Muni des duals temporels des lentilles et de la diffraction, on peut alors construire des systèmes de traitement de l'information temporelle très puissants par transposition des systèmes d'imagerie cohérente.

L'analogie entre la diffraction et la dispersion est remarquée dès 1968-69 par Akhmanov [73] et Treacy [74]. En 1968, Papoulis développe l'analogie électro-optique, dans laquelle il décrit les duals électriques, dans le domaine temporel, des systèmes optiques usuels utilisant diffraction et lentilles [75]. La même année Tournois décrit et démontre expérimentalement un système d'imagerie temporelle pour des signaux électriques en utilisant l'analogie optique de la diffraction et des lentilles [76]. Il avait remarqué en 1964 l'analogie optique de la compression d'impulsions électriques [77]. Dans les années 80, Jansson [78, 79], Telegin, Chirkin et Akhmanov [80, 81] décrivent la possibilité de réaliser des systèmes d'imagerie temporelle en optique, et Jansson prévoit également la possibilité de l'équivalent temporel de l'effet Talbot. La première expérience utilisant une lentille temporelle en optique semble avoir été réalisée par Vampouille en 1986 [82]. Dans les années 90, Kauffman, Godil and Bloom [83, 84], Bennett and Kolner [85, 86, 87], démontrent expérimentalement pour des impulsions picosecondes la transformation de Fourier temps-fréquence, la microscopie temporelle. Une revue de la dualité espace temps est présentée par Kolner en 1994 [88]. L'analogie temporelle de la transition entre les diffractions de Fresnel et de Fraunhofer et l'effet Talbot temporel sont observés pour la première fois en

1998 [89, 90]. D'autres expériences se succèdent dans les années 2000 [91, 92, 93, 57].

4.1.2 Principe

A l'approximation paraxiale, un champ monochromatique $E(x, z = 0)$ propagé sur une distance d ($\gg \lambda$) devient

$$E(x, d) = \sqrt{-\frac{i}{\lambda d}} \int E(x', 0) \exp[i\pi(x - x')^2/\lambda d] dx' \quad (4.1)$$

où la racine carrée, inhabituelle, est due au fait que l'on ne considère qu'une seule dimension spatiale transverse.

Dans le domaine temporel, une onde plane de forme temporelle $E(t, z = 0)$, propagée sur une distance z dans un milieu dispersif prend la forme suivante, à l'approximation de l'enveloppe lentement variable

$$E(t, z) = \sqrt{-\frac{i}{\beta_0'' z}} \int E(t', 0) \exp[i\pi(t - t')^2/\beta_0'' z] dt' \quad (4.2)$$

où β_0'' est la dérivée seconde du nombre d'onde $\sqrt{\epsilon\mu\nu}/c$ en ν_0 fréquence centrale de l'onde optique.

L'analogie est frappante. On a la même forme pour les solutions, avec la même approximation, à savoir un spectre en fréquence étroit. Le tableau 4.1 résume l'analogie, ou plus précisément, la dualité espace temps. La dispersion n'est pas nécessairement due à la

	Diffraction	Dispersion
Domaine spatial / temporel	$\otimes \sqrt{-\frac{i}{\lambda d}} \exp(i\pi x^2/\lambda d)$	$\otimes \sqrt{-ir} \exp(i\pi r t^2)$
Fréquences spatiales / temporelles	$\times \exp(-i\pi p^2 \lambda d)$	$\times \exp(-i\pi \nu^2/r)$
Paramètre diffraction dispersion	λd	$1/r$

TAB. 4.1 – Opérateurs et paramètres décrivant la diffraction et la dispersion

propagation dans un milieu dispersif. De nombreux dispositifs, appelés lignes dispersives, tels que des compresseurs à réseaux, des réseaux de Bragg dans les fibres, fournissent un effet de dispersion de la vitesse de groupe. Dans le tableau, on caractérise la dispersion par la constante r dont l'inverse $1/r = \frac{-1}{2\pi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \nu^2}$ est le taux de dispersion, c'est à dire le taux de variation du retard de groupe en fonction de la fréquence. La constante r prend sa signification dans le domaine temporel : la réponse percussionnelle d'une ligne dispersive est un glissement de fréquence linéaire de taux de glissement $r = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}$.

L'intérêt conceptuel de la dualité est de transposer les raisonnements habituels d'un espace à l'autre. Envisager la diffraction comme une dispersion des fréquences spatiales est instructif ; regarder la dispersion sous l'angle du principe de Huygens-Fresnel est un

exercice tout aussi amusant. Mais l'intérêt pratique de la dualité intervient surtout lorsque l'on introduit les lentilles, car on peut alors construire des systèmes de traitement du signal en s'inspirant de l'analogie spatiale. On a alors une image géométrique très utile et très puissante des systèmes de traitement du signal. Le tableau 4.2 résume les fonctions qui représentent les lentilles dans les deux domaines.

Domaine spatial / temporel	$\times \exp(-i\pi x^2/\lambda f)$	$\times \exp(-i\pi r t^2)$
Fréquences spatiales/ temporelles	$\otimes \sqrt{-i\lambda f} \exp(i\pi p^2 \lambda f)$	$\otimes \sqrt{\frac{-i}{r}} \exp(i\pi \nu^2 / r)$
Paramètre lentille	$1/\lambda f$	r

TAB. 4.2 – Opérateurs et paramètres décrivant les lentilles spatiales et temporelles. f est la distance focale de la lentille spatiale. Les lentilles temporelles sont caractérisées par le paramètre r .

Tout comme la diffraction et les lentilles sont les deux éléments de base de l'optique spatiale cohérente, la dispersion et les lentilles temporelles ouvrent la voie à la réalisation de systèmes d'imagerie temporelle cohérente. Les applications possibles sont vite perçues. Réaliser une image agrandie d'une forme temporelle ultra-rapide peut permettre son analyse à l'aide de détecteurs trop lents pour capturer la forme initiale. A l'inverse, réaliser une image de grandissement inférieur à 1 autorise la synthèse de formes temporelles rapides partant de formes plus lentes. Par ailleurs, un système produisant la transformée de Fourier temps-fréquence d'un signal donne accès à l'analyse spectrale du signal et aussi à la synthèse spectrale de signaux. Un système d'imagerie avec filtrage des fréquences dans un plan de Fourier intermédiaire est bien sur une possibilité séduisante. A partir des années 90, de nombreux papiers fleurissent proposant la réalisation de telles opérations.

4.1.3 Réalisations

La réalité expérimentale est plus limitée. Les briques élémentaires que sont les lignes dispersives et les lentilles temporelles ne sont en effet pas si faciles à réaliser et présentent des limitations en bande passante et résolution. La plupart des expériences ont été réalisées sur des signaux picosecondes ou femtosecondes. Dans ce domaine, les éléments dispersifs habituels sont les fibres optiques (avec aujourd'hui les fibres à cristal photonique), les réseaux de Bragg dans les fibres, les compresseurs ou étireurs à réseaux de diffraction. Si la bande passante de telles lignes dispersives est grande, compatible avec des formes femtosecondes, le retard de groupe reste très inférieur à la nanoseconde. La plupart des expériences ont été menées avec des lignes à réseaux, avec des dispersions de l'ordre de 1 ps/THz à 1 ns/THz.

Pour faire la lentille temporelle, il faut un élément de phase temporelle quadratique :

la fonction décrivant la lentille est une fonction de phase dont la courbe en fonction du temps a la forme de la face convexe d'une lentille parabolique. A noter que tandis qu'une lentille usuelle est un élément passif, une modulation de phase quadratique temporelle, qui correspond à une modulation de fréquence linéaire, s'accompagne nécessairement d'une modification de l'énergie du champ électromagnétique. En fait, une lentille temporelle applique au signal incident un décalage en fréquence qui croît linéairement avec le temps ($r = d\nu/dt$). La dispersion applique quant à elle un retard qui croît linéairement avec la fréquence ($1/r = -dt/d\nu$).

Une lentille peut être réalisée à l'aide d'un modulateur de phase électro-optique. Pour une modulation de phase sinusoïdale, le voisinage des extrema du sinus est bien décrit par une parabole. Le taux de glissement r de la lentille est proportionnel au carré de la fréquence de modulation appliquée au modulateur et peut donc être facilement ajusté. Ces lentilles possèdent des taux de glissement de l'ordre de 1 à 10 THz/ns, compatibles avec les lignes dispersives ci dessus. Cependant, l'ouverture temporelle de la lentille est limitée par l'approximation parabolique du sinus à une faible portion de la période de modulation si bien que l'ouverture est limitée à quelques dizaines de picosecondes seulement, ce qui limite l'intérêt d'une telle lentille.

Une autre approche a été développée par Bennett qui consiste à produire la lentille par mélange à deux ondes dans un cristal non linéaire. L'une des ondes est le signal femtoseconde d'intérêt, et l'autre est une impulsion à glissement de fréquence produite par dispersion d'une impulsion femtoseconde dans une ligne à réseaux. Le signal de mélange à deux ondes est donc le produit du signal femtoseconde par le glissement de fréquence linéaire. Bennett a réalisé plusieurs expériences avec cette approche. L'inconvénient de cette technique est que la longueur d'onde du signal produit par la lentille est la moitié de celle du signal femtoseconde incident.

Une autre alternative est encore possible pour réaliser des lentilles pour les formes ultra rapides, qui consiste à utiliser la modulation de phase non linéaire dans les fibres. La modification de l'indice par effet Kerr induit par une impulsion de forme temporelle parabolique induit en effet une modification parabolique de l'indice en fonction du temps. On peut alors réaliser une lentille en propageant simultanément dans la même fibre une impulsion pompe avec la forme temporelle [91]. La difficulté réside alors dans le contrôle de l'effet Kerr.

Bien que de très belles expériences aient été réalisées avec des formes picosecondes et femtosecondes, elles demeurent assez lourdes, manquent de flexibilité. Les performances actuelles ne rendent pas ces systèmes compétitifs pour l'analyse, la production et la manipulation d'impulsions courtes. C'est surtout la lentille temporelle qui fait défaut.

Les expériences les plus convaincantes du point de vue des applications ont été réalisées

avec des signaux dont la bande passante est dans le domaine GHz. Ainsi, en utilisant l'effet Talbot, une équipe japonaise a multiplié la fréquence d'un train d'impulsions par 40, produisant un train de 400 GHz [90]. A l'inverse, l'équipe de B. Jalali travaille sur la réduction du taux de répétition de trains de données. L'application poursuivie est la conversion analogique digitale de signaux de bande passante de plusieurs dizaine de GHz. L'idée est de produire une image ralentie du train de données, compatible avec les convertisseurs électroniques rapides. La technique n'utilise pas l'imagerie temporelle à proprement parler. On produit une impulsion à glissement de fréquence par dispersion d'une impulsion courte dans une fibre. Cette impulsion à glissement est ensuite modulée par le signal RF à l'aide d'un modulateur, et le résultat est dispersé dans une fibre. L'équivalent spatial de cette approche consiste à moduler une onde sphérique par un objet, et à laisser le front d'onde résultant se propager. Si la bande passante de l'objet est suffisamment faible par rapport à l'ouverture de l'onde sphérique, le front d'onde s'étend tout en gardant sa forme. On peut obtenir ainsi une "image" dilatée, jusqu'à un facteur de l'ordre de la dizaine sans déformation [94, 95].

4.2 Dualité espace temps dans les cristaux dopés terres rares

Les cristaux dopés terres rares offrent une possibilité unique de réaliser des systèmes élémentaires d'imagerie temporelle avec des signaux dont la bande passante est dans le domaine radiofréquence (MHz-GHz). J'ai remarqué cette possibilité en 1998, et démontré par la suite trois aspects de la dualité espace temps, à l'aide d'expériences d'échos de photons dans des cristaux dopés terres rares. Ces trois expériences sont présentées dans les sections suivantes

4.2.1 Diffractions de Fresnel et de Fraunhofer dans le domaine temporel

La première expérience réalisée dans ce domaine a été l'observation de l'analogie temporelle de la transition entre les diffractions de Fresnel et de Fraunhofer. J'ai réalisé cette expérience à Lund avec L. Ménager, dans l'équipe du Pr. S. Kröll.

Le principe de l'expérience est simple. C'est une expérience d'écho de photon décrite par l'équation (2.2). On enregistre une structure temporelle dans le cristal, c'est notre objet diffractant, et on vient la sonder avec un glissement de fréquence, ce qui réalise la dispersion, c'est à dire la diffraction de l'objet. L'équation (2.2) avec $E_3(t) = \exp(i\pi r t^2)$ fait effectivement apparaître le signal comme la dispersion de la structure temporelle

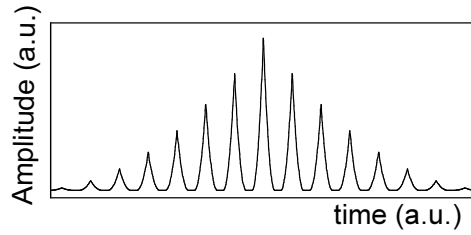


FIG. 4.1 – Carré de la structure temporelle théoriquement enregistrée dans le signal. Ceci correspond au carré du facteur de transmission de l’objet diffractant. C’est le signal détecté attendu pour une dispersion nulle.

$E_1^*(-t) \otimes E_2(t)$ enregistrée par les deux premiers champs.

La diffraction de Fraunhofer correspond à la situation où le champ diffracté est dominé par le spectre de l’objet diffractant. Ceci correspond dans notre expérience au cas des balayages de fréquence lents (r petit). En effet, dans ce cas, les différentes fréquences sont sondées indépendamment, les unes après les autres. C’est une situation de spectroscopie par laser accordable. On observe donc la forme spectrale enregistrée $\tilde{E}_1^*(\nu)\tilde{E}_2(\nu)$ avec le paramétrage $\nu = rt + \text{cste}$, c’est à dire le spectre de la structure temporelle.

A l’inverse, dans le domaine de Fresnel, le signal observé ressemble plus à l’objet diffractant qu’à son spectre. Ceci correspond à une excitation par un glissement de fréquence rapide. En effet, à la limite où le taux de glissement r tend vers l’infini, le champ de lecture s’approche de la distribution de Dirac $\delta(t)$, c’est à dire que l’on approche de la situation où toutes les fréquences sont excitées simultanément, auquel cas l’écho de photon restitue le signal enregistré.

L’équivalent temporel du nombre de Fresnel est $r\tau^2$ où τ est la durée de la forme temporelle que l’on disperse. La transition Fresnel-Fraunhofer est observée pour des valeurs décroissantes du nombre de Fresnel, aux alentours de l’unité.

La bande passante maximale d’une telle expérience est fondamentalement limitée par celle du matériau. On est donc dans le domaine du GHz. Le retard de groupe maximum que l’on peut obtenir est limité quant à lui par le temps de cohérence de la transition. On est dans le domaine de la microseconde. Le produit temps×bande passante accessible est donc très grand. Par ailleurs, on dispose d’une grande souplesse dans le taux de dispersion $1/r$ de la ligne, puisqu’elle dépend du taux de glissement de l’impulsion de lecture, qui peut être aisément contrôlé. C’est cette souplesse, et les grands retards de groupe accessibles dans les cristaux, qui nous ont permis d’observer l’analogie temporelle de la transition entre le régime de Fresnel et le régime de Fraunhofer. Nous sommes les premiers, et les seuls à ce jour, à avoir observé cette transition.

L’expérience a été réalisée dans un cristal de $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$. Partant d’un laser saphire

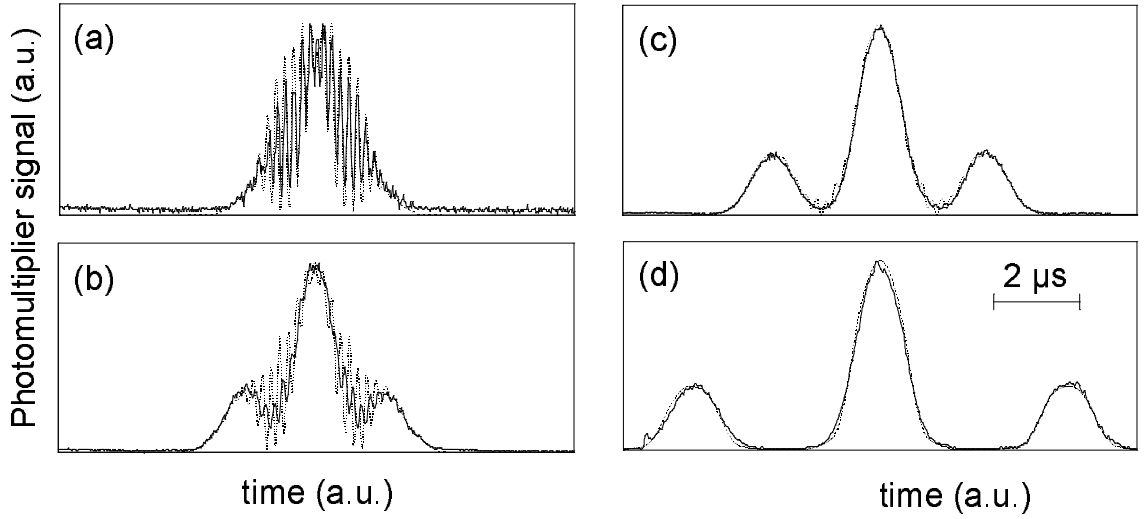


FIG. 4.2 – De Fresnel à Fraunhofer dans le domaine temporel. Les enregistrements correspondent à une lecture avec un taux de glissement $r =$ (a) 4,55 (b) 3,1 (c) 2 (d) 1,1 MHz/ μ s. Les lignes continues correspondent aux signaux expérimentaux et les lignes pointillées aux simulations.

titane continu, les impulsions étaient synthétisées à l'aide de cellules acousto-optiques. Ce sont donc elles qui contrôlaient l'amplitude et les glissements de fréquence des impulsions. La figure 4.1 présente le carré de la structure temporelle $E_1^*(-t) \otimes E_2(t)$ enregistrée théoriquement dans le cristal, c'est à dire le carré du facteur de transmission de l'objet diffractant. C'est le signal détecté attendu pour une dispersion nulle. Les figures 4.2 montrent le résultat expérimental de la dispersion de la structure, pour différentes valeurs du taux de dispersion. On passe progressivement du régime de Fresnel de la figure 4.2(a), où l'on observe nettement dans le signal la modulation périodique du signal initial, au régime de Fraunhofer de la figure 4.2(d) où le signal observé prend la forme du spectre de la modulation.

La figure 4.2(a) correspond à une situation intéressante du régime de Fresnel : l'auto-imagerie de Talbot [96]. Ce phénomène d'auto-imagerie se manifeste lorsque l'on observe à distance d la figure de diffraction d'un objet périodique de période a . A toutes les distances d'observation d multiples entières de la distance de Talbot $d_T = a^2/\lambda$, la figure de diffraction est identique à l'objet, à un déphasage de π près lorsque le paramètre de Talbot $p_T = \lambda d/a^2$ est impair. Pour les distances $d = \frac{q}{p}d_T$ fractions rationnelles de la distance d_T , on observe un objet de période a/p , c'est à dire un effet de multiplication de fréquence. On s'attend aux mêmes phénomènes dans le cas de la dispersion d'une forme temporelle périodique. L'équivalent temporel du paramètre de Talbot est $p_T = 1/r\tau_m^2$ où τ_m est la période de la forme temporelle. La figure 4.2(a) correspond à $p_T = 11/2$.

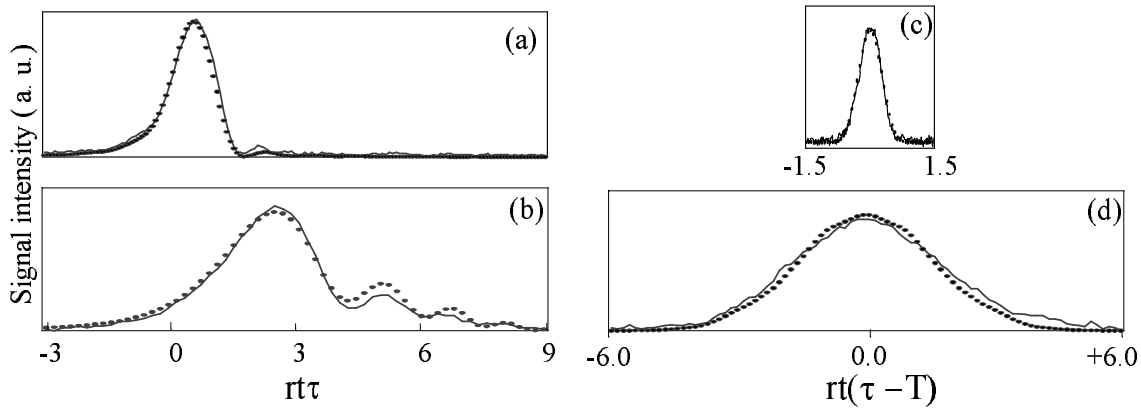


FIG. 4.3 – Diffraction sur le bord de la causalité. Dans les enregistrements (a) et (b), le retard T est nul et la partie négative de l'objet diffractant est masquée par la causalité. Dans les enregistrements (c) et (d) le retard $T = \tau$. Le glissement de fréquence de lecture correspond à un nombre de Fresnel $r\tau^2 =$ (a) 0,7 (b) 10,2 (c) 0,18 (d) 5

On s'attend donc à observer un signal de fréquence double de la fréquence du signal initial. En fait, des simulations numériques montrent qu'avec notre forme temporelle, qui n'est qu'approximativement périodique, le phénomène de doublement de fréquence ne peut s'observer que pour des paramètres de Talbot faibles (inférieurs à $5/2$) [63]. C'est la raison pour laquelle nous n'avons pu voir ce phénomène dans cette expérience. C'est cependant bien le phénomène de Talbot qui rend le signal observé sur la figure 4.2(a) très semblable à la forme temporelle initiale. L'équivalent temporel de l'effet Talbot a été observé pour la première fois, la même année que notre expérience, par une équipe japonaise, dans le cadre de l'application à la synthèse de signaux rapides par multiplication de fréquence [90]. Utilisant la dispersion dans une fibre, ils ont produit un train d'impulsions de 400 GHz de fréquence de répétition à partir d'un train de 10 GHz.

4.2.2 Diffraction par le bord de la causalité

Le principe de causalité s'exprime dans la dimension temporelle. L'écho de photon est particulièrement bien adapté à l'observation de quelques uns de ces effets. Dans le processus d'écho de photon, la causalité s'exprime dans la phase de lecture de la structure temporelle inscrite dans l'échantillon. La réponse linéaire du milieu suite à l'excitation par le champ $E_3(t)$ s'écrit

$$E_e(t) = \int_0^\infty R(t')E_3(t-t')dt' \quad (4.3)$$

où la borne finie de l'intégrale exprime la causalité. La réponse impulsionnelle $R(t)$ du milieu est la structure temporelle $E_1^*(-t) \otimes E_2(t)$ gravée dans l'échantillon par les deux

premières impulsions. Dans le domaine spectral l'équation (4.3) s'écrit

$$\tilde{E}_e(\nu) = \left[\frac{1}{2} \left(\delta(\nu) - \frac{i}{\pi\nu} \right) \otimes \tilde{R}(\nu) \right] \tilde{E}_3(\nu) \quad (4.4)$$

Cette expression fait apparaître respectivement les composantes d'absorption et de dispersion de la réponse du milieu, qui sont en quadrature. La situation d'écho de photon correspond au cas où la réponse impulsionnelle du milieu est décalée dans le temps, nulle pour les temps négatifs. On réalise cette situation si le champ $E_1(t)$ précède le champ $E_2(t)$ sans recouvrement auquel cas leur produit de corrélation est bien nul pour les temps négatifs. Dans ce cas les équations (4.3) et (4.4) redonnent bien les équations (2.1) et (2.2) de l'écho de photon. Dans le domaine spectral, le passage à la situation d'écho de photon correspond au changement de forme de la réponse dispersive, qui prend exactement la même forme que la composante d'absorption. Cette propriété a des implications importantes pour les applications. En effet, tandis que seule la fréquence ν de $\tilde{R}(\nu')$ participe à la réponse à la fréquence ν pour la composante d'absorption, la réponse à la fréquence ν de la composante dispersive résulte de la somme de $\tilde{R}(\nu')$ sur un grand domaine spectral (avec un poids en $1/(\nu' - \nu)$). La réponse dispersive estompe la sélectivité en fréquence de la réponse $R(\nu)$. C'est pourquoi on se met toujours dans une situation d'écho de photon lorsque l'on veut bénéficier de la résolution spectrale du cristal.

Ces différents aspects sont illustrés par l'expérience suivante. On enregistre une structure temporelle dans un cristal de $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ via l'excitation par deux impulsions carrées de durée τ , séparées d'un intervalle de temps T . Puis l'on vient sonder cette structure par une impulsion à glissement de fréquence $E_3(t) = \exp(i\pi r t^2)$. Comme dans l'expérience précédente, on observe le résultat de la dispersion de la structure gravée, analogue de la diffraction. La différence avec l'expérience précédente tient au retard T , que l'on fait varier d'une mesure à l'autre. Le signal détecté est décrit par

$$|E_e(t)|^2 = \left| \int_0^\infty \Lambda_\tau(t' - T) \exp(i\pi r (t - t')^2) dt' \right|^2 \quad (4.5)$$

où $\Lambda_\tau(t - T) = E_1^*(-t) \otimes E_2(t)$ est la réponse impulsionnelle gravée dans le cristal, fonction triangle de largeur à mi hauteur τ , centrée en T .

Lorsque le retard T est nul, la moitié du triangle est masquée par la borne finie de l'intégrale. Le signal temporel observé en fonction du paramètre $r\tau^2$ a la même forme que la figure de diffraction à distance d donnée par une ouverture de facteur de transmission triangulaire de largeur à mi hauteur a telle que $r\tau^2 = a^2/\lambda d$, à moitié masquée par un demi écran. Dans la zone de Fresnel, c'est à dire pour des dispersions faibles, où encore, lorsque le glissement de fréquence de l'impulsion de lecture est rapide, on observe donc des franges de bord d'écran. Elles sont clairement visibles sur la figure expérimentale 4.3(b). Dans la zone de Fraunhofer, c'est à dire pour des glissement de fréquence lents, le signal

observé est donné par la transformée de Fourier de la structure temporelle. L'équation (4.5) devient en effet, pour $r\tau^2 \ll 1$,

$$|E_e(t)|^2 = \left| \left[\frac{1}{2} \left(\delta(rt) - \frac{i}{\pi rt} \right) \otimes \tilde{\Lambda}_\tau(rt) \right] \right|^2 \quad (4.6)$$

où $\tilde{\Lambda}_\tau$ est la transformée de Fourier de Λ_τ . Le premier terme reproduit exactement le spectre inscrit dans le cristal. Le second terme, en quadrature, montre des ailes en $(1/rt)^2$, caractéristiques de la réponse dispersive, qui sont visibles sur la figure expérimentale 4.3(a).

Lorsque le retard T est supérieur à τ , la fonction triangle n'est plus masquée par la borne finie de l'intégrale. Cela revient en diffraction à décaler le demi écran jusqu'à ce qu'il ne masque plus la fonction de transmission de l'objet. Dans ce cas les franges de bords d'écrans disparaissent dans la zone de Fresnel, comme le montre l'enregistrement expérimental de la figure 4.3(d), et dans la zone de Fraunhofer, le signal est simplement décrit par $|\tilde{\Lambda}_\tau(rt)|^2$, c'est à dire que l'on observe véritablement le spectre inscrit dans le cristal, sans la déformation apportée par la composante de dispersion (figure 4.3(c)).

4.2.3 Transformation de Fourier temps-fréquence

Puisque les cristaux dopés terres rares fournissent, grâce au processus d'écho de photon, des lignes dispersives de dispersion facilement ajustable et de grand retard, il n'y a plus qu'à adjoindre une lentille temporelle pour réaliser, par exemple, l'opération de transformée de Fourier temps-fréquence d'un signal.

J'ai réalisé la première expérience avec L. Ménager au laboratoire Aimé Cotton, avec un cristal de Tm^{3+} :YAG. L'analogue spatial de l'expérience est l'observation, dans le plan focal objet d'une lentille, de la figure de diffraction de Fraunhofer d'un objet placé contre la lentille (cf figure 4.4). Il y a multiplication du signal incident par la fonction lentille, puis propagation du signal résultant sur une distance égale à la focale de la lentille.

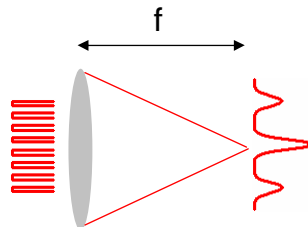


FIG. 4.4 – Modèle spatial de transformée de Fourier. Une lentille de focale f , suivi de la propagation sur une distance f , fournit le spectre du front d'onde incident.

Notre expérience temporelle consiste donc à multiplier un signal $E(t)$ par un glissement de fréquence $\exp(i\pi r t^2)$, c'est la fonction lentille, puis à réaliser la dispersion du champ résultant.

Pour mettre en oeuvre l'expérience avec le processus d'écho de photon, il faut tout d'abord graver la ligne dispersive dans le cristal. C'est le rôle des premières impulsions du processus d'écho, qui enregistrent la réponse dispersive $E_1^*(-t) \otimes E_2(t) = \exp(-i\pi r t^2)$. La troisième impulsion du processus d'écho est une impulsion à glissement de fréquence, modulée de plus par le signal $E(t)$. Le signal d'écho s'écrit ainsi

$$E_e(t) = [E(t) \exp(i\pi r t^2)] \otimes \exp(-i\pi r t^2) = \tilde{E}(\nu = -rt) \exp(-i\pi r t^2) \quad (4.7)$$

On obtient donc un signal dont la forme temporelle décrit, à un facteur de phase près, la transformée de Fourier du champ $E(t)$, avec la loi de conversion temps-fréquence $\nu = -rt$. La détection de la puissance du signal donne directement le module carré de la transformée de Fourier du signal.

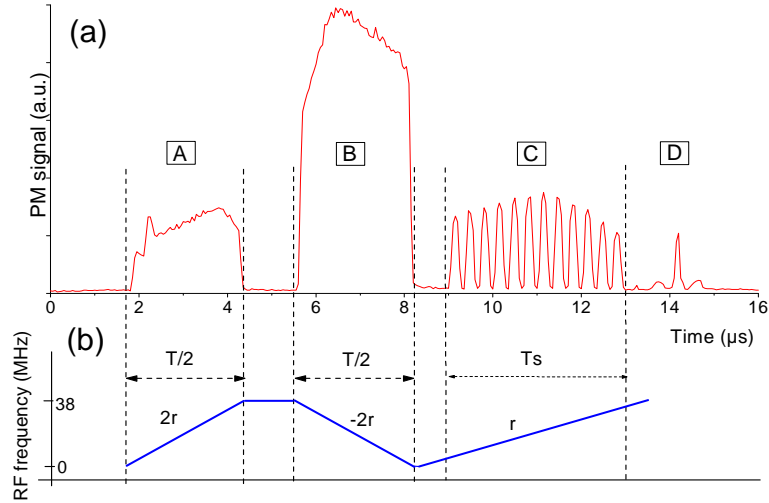


FIG. 4.5 – Séquence excitatrice pour la production de la transformée de Fourier. La première ligne montre l'amplitude des impulsions, telles que détectées expérimentalement. La deuxième ligne montre les glissements de fréquence. Les sections A et B sont les deux impulsions qui gravent la ligne dispersive dans le cristal. La section C montre l'impulsion modulée en amplitude envoyée sur la ligne. La section D montre le signal d'écho de photon détecté.

Dans notre expérience de démonstration, la mise en forme de tous les champs était effectuée à l'aide de cellules acousto-optiques pour réaliser les glissements de fréquence et la modulation d'amplitude à partir d'un laser diode monochromatique. La figure 4.5 montre la séquence temporelle utilisée. Les deux premières impulsions étaient des impulsions à glissement de fréquence de même durée $T/2$ et de taux de glissement $2r$ et

$-2r$ respectivement. Leur corrélation correspond dans le domaine spectral au produit $\exp(i\pi\nu^2/2r)\exp(i\pi\nu^2/2r) = \exp(i\pi\nu^2/r)$, c'est à dire qu'elles gravent une ligne dispersive de taux de dispersion $-1/r$. La troisième impulsion était un glissement de fréquence de taux r et de durée T , modulé en amplitude par un signal périodique. La figure 4.5 montre aussi le signal d'écho de photon résultant.

La figure 4.6 montre le signal d'écho obtenu pour diverses configurations expérimentales, et le signal de transformée de Fourier théorique correspondant. Les différences notables observées entre l'expérience et la théorie sont dus, d'une part, au temps de cohérence limité du laser, et d'autre part à la non-linéarité des glissements de fréquences produits par les acousto-optiques, et à l'imperfection de la modulation d'amplitude effectuée par ces derniers. Cette première expérience validait le principe. Des résultats bien plus démonstratifs de la puissance de cette approche ont été obtenus depuis avec un nouveau montage (cf chapitre 5).

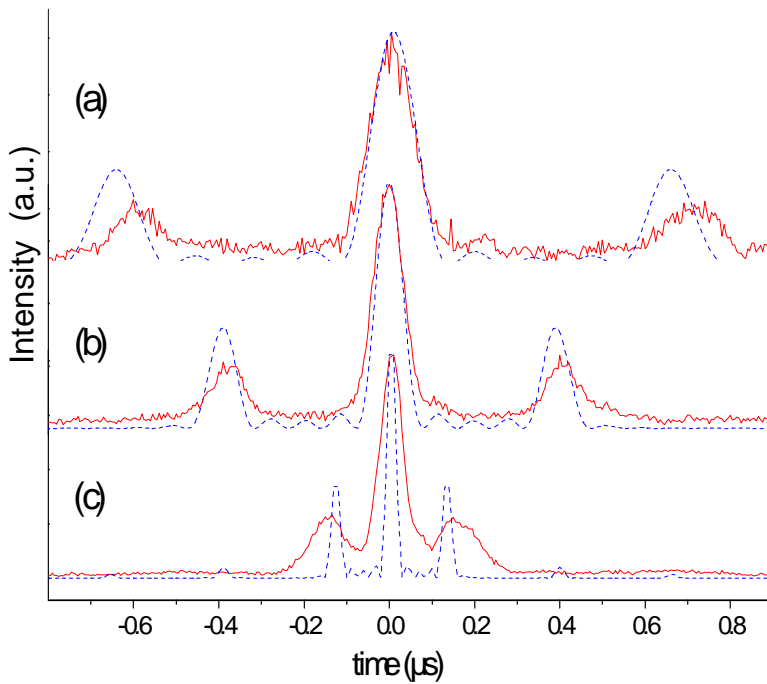


FIG. 4.6 – Enregistrements expérimentaux (traits pleins) et profils théoriques attendus (traits pointillés) du signal d'écho de photon donnant le spectre d'un signal modulé à la fréquence de (a) 5 MHz (b) 3 MHz et (c) 1 MHz.

4.2.4 Conclusion

Les expériences précédentes démontrent les avantages du processus d'écho de photon dans les cristaux dopés terres rares pour la réalisation de systèmes élémentaires d'imagerie temporelle pour des signaux de bande passante MHz-GHz. L'avantage essentiel par rapport aux expériences réalisées dans le domaine femtoseconde est la souplesse et la grande ouverture temporelle des lentilles. Un inconvénient est la faible efficacité du processus d'écho de photon. Celui-ci ne représente en effet que quelques pourcents de l'énergie des impulsions excitatrices. Ceci empêche a priori la mise en cascade de plusieurs lignes dispersives. L'augmentation de l'efficacité de diffraction est une de mes directions de recherche récentes, qui a donné ses premiers résultats il y a peu (cf chapitre 7).

A noter que la communauté du traitement optique dans les cristaux dopés terres rares avait déjà effectué des expériences de compression d'impulsions [32, 97, 98], et de dilatation de train d'impulsions [27]. Les expériences de compression étaient en fait des expériences de transformation de Fourier, mais ceci n'avait pas été réalisé à l'époque. Depuis nos travaux, nos collègues américains travaillent eux aussi à la mise en oeuvre de la transformée de Fourier temps-fréquence par le même algorithme que celui décrit plus haut [99].

4.3 Publication : Time Domain Fresnel to Fraunhofer diffraction with photon echoes

4.4 Publication : Diffraction on the edge of causality

4.5 Publication : Time to frequency Fourier transformation with photon echoes

Chapitre 5

Analyse spectrale par projection temporelle

La section précédente démontre que le processus d'écho de photon et les propriétés des cristaux dopés terres rares sont bien adaptés à la réalisation de systèmes d'imagerie temporelle pour des signaux de bande passante GHz avec une résolution sub-MHz. Les cristaux peuvent accueillir des lignes dispersives de grande bande passante, avec des grands retard de groupe et donc avec des produit temps \times bande passante très importants. De plus, les caractéristiques de ces lignes dispersives sont très souples.

5.1 Architecture

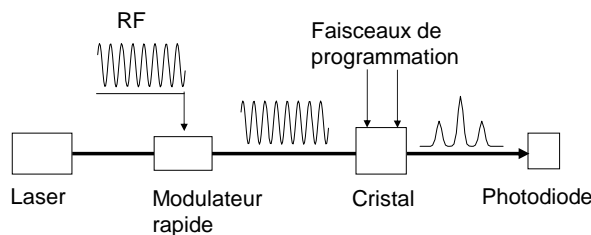


FIG. 5.1 – Architecture de l'analyseur de spectre à projection temporelle utilisant la transformation de Fourier temps-fréquence réalisée par écho de photon dans un cristal dopé terres rares.

La réalisation de l'opération de transformation de Fourier temps-fréquence est particulièrement intéressante du point de vue des applications car elle fournit un analyseur de spectre dont le potentiel est bien adapté à l'analyse des signaux radiofréquence large bande, requise pour les signaux radar et la spectroscopie hétérodyne. L'architecture opto-

électronique que j'ai proposée est schématisée sur la figure 5.1. Les quatre éléments clés sont un laser agile en fréquence, un modulateur électro-optique rapide, le cristal, et un détecteur rapide. Le laser délivre une impulsion à glissement de fréquence de taux de glissement r . Le signal radiofréquence est transféré sur cette porteuse optique glissante à l'aide d'un modulateur électro-optique rapide. On réalise alors simultanément le transfert du signal radiofréquence sur porteuse optique, et la fonction lentille. Le faisceau laser modulé est dirigé vers le cristal où a été enregistrée préalablement une ligne dispersive de taux $-1/r$. Le signal d'écho de photon émergent du cristal est la transformée de Fourier du signal incident. Sa détection à l'aide d'une photodiode rapide fournit directement le spectre du signal radiofréquence. Compte tenu des caractéristiques des cristaux, on peut a priori analyser de la sorte des signaux sur une bande de plusieurs GHz voire dizaines de GHz de large, avec une résolution sub-MHz. Par ailleurs, la résolution et la bande passante de l'analyseur sont éminemment souples.

5.2 Les difficultés

La démonstration de la faisabilité de cet analyseur a été décrite dans la section précédente. Cependant le produit temps×bande passante de cette expérience est en fait très faible, inférieur à la dizaine. Ceci car la bande passante de ces expériences est de l'ordre du MHz, et que l'on n'exploite donc pas toute la largeur inhomogène des cristaux. La limitation en bande passante de ces expériences tient à l'utilisation de cellules acousto-optiques pour produire les glissements de fréquence nécessaires, d'une part pour programmer la ligne dispersive, et d'autre part pour réaliser le glissement de fréquence qui va produire la fonction lentille.

La bande passante des cellules acousto-optiques les plus performantes ne peut pas dépasser 1 à 2 GHz. La limitation est fondamentale car liée à l'absorption des ondes acoustiques de haute fréquence. Avec de telles cellules, on pourrait mettre en oeuvre notre architecture avec une bande passante de 1 à 2 GHz, et avec une résolution sub-MHz. Néanmoins, ceci présente un intérêt limité dans la mesure où l'on peut fort bien réaliser un transformateur de Fourier temps-fréquence fonctionnant sur le même principe, uniquement avec des cellules acousto-optiques [100, 101], ou avec des éléments à onde acoustique de surface [102]. Des analyseurs de spectre fonctionnant sur ce principe, utilisant des systèmes à onde acoustique de surface comme ligne dispersive, et des oscillateurs électroniques agiles en fréquence comme lentille temporelle existent et sont utilisés depuis déjà de nombreuses années [103]. Le principe de réalisation de la transformée de Fourier est connu dans ce domaine sous le nom de "chirp transform algorithm" (algorithme à glissement de fréquence), ou algorithme MC, comme multiplication et convolution. Ces

analyseurs à onde de surface ont typiquement une bande passante de 100 MHz à 1 GHz, avec un nombre de points de l'ordre du millier [103].

Par rapport à ces dispositifs, l'unique avantage de notre architecture, à bande passante égale, serait la souplesse. En effet, un analyseur de spectre à onde acoustique de surface possède une bande passante et une résolution déterminées à la construction du dispositif. Cet avantage de souplesse pourrait de fait être significatif dans certaines applications. Mais pour imposer véritablement l'approche écho de photon, mieux vaut viser une bande passante de plusieurs GHz.

Le verrou technologique réside alors dans la production de glissements de fréquences balayant un domaine de plusieurs GHz de large, avec une pureté spectrale sub-MHz. Une solution est d'utiliser non plus un modulateur externe pour décaler la fréquence du rayonnement issu d'un laser mais d'utiliser le laser lui-même comme oscillateur agile en fréquence. Le développement de ces lasers fait l'objet d'un effort continu depuis 1998 au laboratoire Aimé Cotton et dans les laboratoires qui développent le traitement optique des signaux RF. Ce point est développé dans le chapitre suivant. Aujourd'hui, nous disposons de lasers qui peuvent balayer des domaines spectraux de 10 GHz d'étendue. La pureté spectrale de ces lasers est cependant pour l'instant limitée à quelques MHz. En attendant le développement des recherches en cours pour l'amélioration de la pureté spectrale de ces lasers, je me suis attaché à démontrer les possibilités de notre architecture en termes de résolution et de nombre de points.

5.3 Expérience à haute résolution à 1,5 μm

Cette étude a été réalisée avec un nouveau montage expérimental, dans le cadre d'un projet financé par la DGA. Ce nouveau montage utilise un cristal de Y_2SiO_5 dopé par des ions erbium. L'intérêt de ce cristal tient à sa longueur d'onde de travail de 1536 nm, qui se trouve dans le domaine des télécommunications optiques (télécoms). On a alors accès à toutes les technologies développées pour ce domaine. Par exemple, un élément clef de ce nouveau montage est un laser à fibre dopé erbium type DFB (distributed feedback). La particularité des lasers de ce type est leur grande pureté spectrale. La largeur de raie, rigide incluse, est en effet de l'ordre de 10 kHz sur des temps de l'ordre de la milliseconde. Ceci est à contraster avec les largeurs de raie des lasers à diode que j'avais utilisés jusque là, qui est de l'ordre de 1 MHz sur un temps de 10 millisecondes. Le désavantage de ce laser à fibre est qu'il ne possède aucune agilité en fréquence. Il est lentement accordable par effet thermique sur un domaine de 1 à 2 nm. Si un tel laser ne permet pas de réaliser des expériences large bande, il est en revanche particulièrement bien adapté aux études à haute résolution. Grâce à ce laser, j'ai pu avec V. Crozatier, qui a rejoint l'équipe en 2003

pour une thèse de doctorat, démontrer l'analyse spectrale par l'algorithme à glissement de fréquence, avec une résolution de 40 kHz, et un nombre de points de 500, touchant les limites de résolution du cristal. Une publication assez complète décrit cette étude ainsi que les caractéristiques de l'architecture d'analyseur spectral proposée. Elle est jointe à la fin de ce chapitre.

5.4 Performances laser requises

Le développement de cette architecture passe maintenant par son expérimentation sur des largeurs de bande supérieures au GHz. Ceci demande un laser capable de produire des glissements de fréquence sur une bande de plusieurs GHz en des temps très courts. En effet, le glissement qui porte le signal RF doit parcourir toute la bande passante de l'analyseur en un temps inférieur au temps de cohérence de la transition. Un balayage en 10 μs est un bon objectif d'après les expériences déjà menées. On réalise alors une analyse spectrale avec une résolution de l'ordre de 0,1 μs^{-1} . Ce glissement de fréquence doit également être très linéaire. Un défaut de linéarité revient à réaliser une opération de transformée de Fourier avec une lentille aberrante. On doit obtenir une linéarité de l'ordre de la résolution recherchée, soit 1 MHz. Par ailleurs, le bruit de phase du glissement doit également être limité. La relation exacte entre le bruit de phase et la résolution de l'analyse spectrale reste à faire, mais de manière qualitative, il faut que la largeur du spectre en fréquence obtenu par démodulation du glissement de fréquence soit inférieure à la résolution recherchée, soit 1 MHz.

Les glissements nécessaires pour la gravure du filtre dispersif dans le cristal ont des contraintes différentes. On peut (cf publication) utiliser des glissements plus longs, cependant plus courts que la durée de vie de la gravure. Des glissements de quelques centaines de microsecondes sont un bon objectif. L'impératif de linéarité et de pureté spectrale est le même que pour le glissement porteur du signal RF. A ceci s'ajoute la reproductibilité. En effet, comme pour l'analyseur arc-en-ciel, un fonctionnement réel de l'analyseur à transformée de glissement demande un cyclage rapide de la gravure du filtre dispersif par rapport à sa durée de vie, afin d'assurer une efficacité de diffraction quasi stationnaire. L'accumulation constructive des gravures successives demande donc là encore que les glissements successifs soient identiques, à la précision recherchée près.

Pour une même bande passante et une même résolution, les contraintes lasers sont en définitive plus fortes en termes de rapidité et de pureté spectrale pour l'analyseur à projection temporelle que pour l'analyseur à projection spatiale.

Démontrer le fonctionnement de l'analyseur à projection temporelle sur une large bande demande aussi de disposer d'un cristal adhoc. Le cristal de $\text{Er}^{3+}:\text{LiNbO}_3$ est

une possibilité séduisante. Le test des cristaux synthétisés par Scientific Materials est en préparation. La réalisation d'écho de photon dans les guides d'onde Ti :LiNbO₃ dopés erbium de W. Sohler est également à l'étude.

5.5 Publication : High resolution RF spectral analysis with photon echo chirp transform in an Er :YSO crystal

Chapitre 6

Lasers agiles en fréquence

6.1 Introduction

Le développement des analyseurs de spectre précédents, et plus généralement des processeurs à écho de photon pour les signaux RF large bande, demande des lasers accordables particuliers. Le laser doit pouvoir balayer la bande spectrale correspondant à la bande passante recherchée pour le processeur, et ce avec une linéarité, une pureté spectrale, et une reproductibilité compatibles avec la résolution spectrale voulue. Qui plus est, ces balayages doivent être rapides. On qualifie ces lasers d'agiles en fréquence.

Les longueurs d'onde des transitions pour les cristaux dopés erbium ou thulium sont accessibles aux diodes lasers. Ces sources ont l'avantage de la compacité et d'une efficacité de conversion élevée. Afin de ramener leur largeur de raie sous le MHz, et de les rendre plus facilement accordables, il faut les utiliser dans des cavités externes à la diode. Les cavités externes fermées par un réseau de diffraction en configuration Littrow ou Littman, sont maintenant bien connues. Le réseau introduit un facteur de perte qui est minimum pour une longueur d'onde donnée, appelée ici longueur d'onde réseau, et qui est déterminée par l'orientation du réseau. On sélectionne ainsi un des modes de la cavité externe. Les longueurs de cavité sont typiquement entre 5 et 10 cm, et on obtient des largeurs de raie de quelques dizaines de kHz [104, 105]. Cette largeur de raie est celle que l'on observe par une mesure hétérodyne. C'est la largeur dite Schalow-Townes, déterminée par l'émission spontanée. Cela ne prend pas en compte la gigue de fréquence causée par les perturbations mécaniques et acoustiques. Une isolation passive soignée de la cavité permet de ramener la gigue sous le MHz.

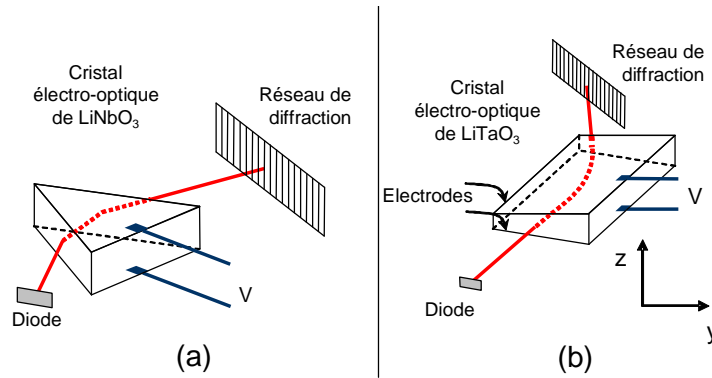


FIG. 6.1 – Schéma de principe des cavités externes avec un cristal électro-optique intra cavité pour le balayage de la fréquence laser. (a) cristal prismatique, (b) cristal en coin.

6.2 Laser diode avec agilité en fréquence électro-optique

Avec les longueurs de cavité typiques, le balayage de la fréquence laser sur un intervalle de 10 GHz d'amplitude signifie que l'on doit parcourir plus d'un intervalle spectral libre de la cavité. Un balayage sans saut de mode demande alors un déplacement synchrone de la fréquence du mode de la cavité et de la fréquence réseau. Il faut donc faire varier simultanément et de façon très contrôlée la longueur de la cavité et l'angle d'incidence sur le réseau. Ceci est effectué en général par des cales piezo-électriques qui effectuent une rotation-translation du réseau.

Les éléments piezo-électriques ne sont pas compatibles avec nos impératifs de rapidité et de précision des balayages. Aussi ai-je proposé et démontré, avec J.-L. Le Gouët et L. Ménager, en 2000, une cavité contrôlée par un cristal électro-optique intra cavité, permettant de réaliser des grands balayages sans saut de mode. L'intérêt de l'effet électro-optique est sa rapidité, et sa précision. Des cavités externes avec cristal électro-optique étaient déjà utilisées, notamment par T. Mossberg [104, 106]. Cependant, le cristal ne faisait varier que la longueur de la cavité, interdisant les balayages sur des domaines plus grands qu'un intervalle spectral libre. Dans notre prototype, schématisé sur la figure 6.1(a), le cristal est coupé en prisme. De cette façon, la modification de l'indice du cristal induit par l'application d'une tension électrique aux bornes du cristal fait simultanément varier la longueur optique de la cavité et l'angle d'incidence sur le réseau. L'ajustement des paramètres géométriques permet de réaliser le déplacement du mode cavité et de la fréquence réseau au même taux, et donc un balayage sans saut de mode. La démonstration de ce prototype est décrite dans la première publication jointe à la fin de ce chapitre.

Suite à ces expériences, nous avons engagé dans le cadre d'un contrat ESA pour la démonstration de l'analyseur arc-en-ciel, une collaboration avec l'équipe de S. Kröll pour réaliser un modèle véritablement opérationnel. Lars Levin a alors proposé une approche légèrement différente. Il a remplacé le prisme par un cristal rectangle, mais avec un gradient d'épaisseur dans la direction d'application de la tension électrique (cf figure 6.1(b)). Le gradient d'indice résultant par application d'une tension dévie le faisceau dans le cristal par effet mirage. L'ajustement des paramètres géométriques permet par conséquent là aussi de réaliser un balayage sans saut de mode sur un grand domaine spectral [107]. La conception et la construction de la cavité s'est effectuée à Lund, et s'est terminée au Laboratoire Aimé Cotton, où nous avons conçu l'ensemble diode et lentille de collimation permettant d'obtenir un faisceau de très bonne qualité spatiale, qualité indispensable pour l'analyseur de spectre arc-en-ciel. C'est ce modèle qui a été utilisé pour démontrer le fonctionnement large bande de l'analyseur. Nous en possédons deux exemplaires en fonctionnement aujourd'hui.

Il faut préciser que la réalisation de balayages sans saut de mode sur de grands domaines suppose que la face de sortie de la diode laser possède un traitement antireflet très performant. Il suffit en effet de quelques pour-milles de réflectivité résiduelle pour que la diode se comporte comme un étalon Fabry Perot et empêche les balayages en fréquence. Il s'est avéré très difficile d'obtenir des diodes avec les traitements antireflet adéquats. Pour la petite histoire, la diode qui était dans le modèle monté par L. Levin, et qui lui a permis de balayer jusqu'à 50 GHz, a été irréversiblement endommagée par la suite. Son remplacement par une autre diode avec un traitement standard a limité l'amplitude des balayages, et donc la bande passante de nos expériences d'analyse spectrale, à 2,3 GHz. Nous avons remplacé ensuite cette diode par celle qui nous avait permis de réaliser les expériences du premier prototype de laser, et qui nous avait été fournie gracieusement par la société New Focus. Bien que les caractéristiques de cette diode se soient considérablement dégradées avec le temps, elle nous a permis de réaliser des balayages de plus de 3 GHz. Aujourd'hui, grâce à un élément ajouté dans la cavité pour augmenter les pertes, nous pouvons de nouveau parcourir des intervalles de plus de 10 GHz. Il demeure que l'obtention de bonnes diodes à 793 nm reste un problème, surtout depuis la disparition des diodes de la société SDL.

Comme nous avons désormais une expérience utilisant un cristal dopé erbium, nous avons entrepris il y a peu la conception d'un laser agile en fréquence à la longueur d'onde de $1.5 \mu\text{m}$. Je suis revenu pour ce modèle à l'utilisation d'un cristal électro-optique prismatique (cf figure 6.1(a)) plutôt que coupé en coin. D'une part parce que la précision requise sur l'angle du prisme est moins importante que sur l'angle du coin, d'autre part parce que le cristal prismatique élimine les problèmes de réflexion parasite vers la diode. La concep-

tion de ce modèle a été effectuée en collaboration avec la société Nettest (ex Photonetics), qui possède un savoir faire incontestable dans le domaine des lasers à $1.5 \mu\text{m}$. On profite ainsi de tout leur savoir faire technologique, et de leur diodes, qui possèdent un excellent traitement antireflet. Ils acquièrent de leur côté notre savoir faire concernant l'agilité en fréquence, qui commence à trouver des applications industrielles. Le modèle conçu utilise un cristal de niobate de lithium. Les premiers tests sont tout à fait satisfaisants tant pour l'agilité que pour la cohérence. Le modèle est en cours de finition.

Le cristal électro-optique, qui transforme le laser en oscillateur contrôlé en tension, peut également servir pour fermer une boucle d'asservissement de la fréquence du laser. J'ai réalisé avec V. Crozatier l'asservissement d'un de nos lasers sur une cavité Fabry Perot de haute finesse, pour des applications de contrôle cohérent des ions thulium dans le cristal de YAG [108, 109]. Nous avons mis en oeuvre pour cela la technique de Pound-Drever-Hall, en utilisant la tension appliquée au cristal comme unique point de rétroaction. Ceci nous a permis d'obtenir une largeur de raie laser de 200 Hz avec une boucle de rétroaction extrêmement simple. Ceci représente un avantage important par rapport aux boucles utilisées d'ordinaire, qui utilisent une rétroaction rapide sur le courant de la diode, et une rétroaction lente sur des éléments piezo-électriques contrôlant la longueur de la cavité. Le détail de cet asservissement est décrit dans la deuxième publication jointe à ce chapitre.

6.3 Cavité externe en guide d'onde électro-optique

Si nos lasers ont des performances assez élevées, ils présentent cependant des inconvénients majeurs vis à vis des applications que nous poursuivons. Ils sont lourds, encore trop encombrants, et trop sensibles aux perturbations mécaniques extérieures. De plus, ils demandent une source de haute tension pour contrôler la fréquence. Il faut en effet appliquer une tension de 80 V pour parcourir un domaine de 1 GHz d'étendue.

Une solution pour remédier à ces défauts consiste à intégrer la cavité externe dans un guide d'onde inscrit dans un matériau électro-optique. Il faut également inscrire un réseau de Bragg dans le guide d'onde pour fermer la cavité externe. La figure 6.2 présente le schéma d'un tel laser. Le contrôle électro-optique de la fréquence laser passe alors par deux paires d'électrodes indépendantes, une sur le réseau de Bragg, et une sur l'autre section du guide.

On a alors l'équivalent d'une diode laser de type DBR (distributed Bragg reflectors), avec une section de Bragg et une section de phase. Une différence est que le contrôle de la fréquence laser par l'effet électro-optique est a priori plus précis et plus linéaire que le contrôle par courant comme c'est le cas dans une diode DBR. Une autre distinction est que la longueur de cavité que l'on vise est de l'ordre de plusieurs centimètres, contre

seulement quelques millimètres pour une DBR. L'augmentation de la longueur de cavité est déterminante pour le temps de cohérence du laser puisque celui-ci est proportionnel au carré du temps de vie du photon dans la cavité.

Un des avantages essentiels du passage au guide d'onde est de ramener les tensions de contrôle nécessaires dans le domaine du Volt, et d'augmenter la rapidité des balayages par diminution de la capacité. L'autre avantage de cette approche est sa compacité. On peut aussi espérer réaliser un montage très monolithique, et donc très stable.

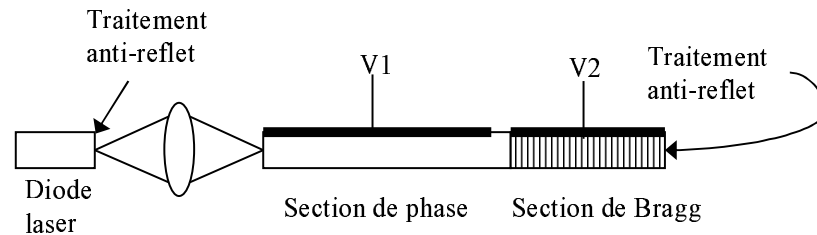


FIG. 6.2 – Schéma de principe d'une diode couplée à un guide d'onde inscrit dans un cristal électro-optique. Une structure plus compacte peut être envisagée par quasi-contact de la diode et du guide.

Nos concurrents américains ont pris de l'avance dans ce domaine [110]. Ils utilisent un guide d'onde inscrit dans un cristal de KTP par diffusion de rubidium. Le réseau de Bragg est également inscrit par diffusion de rubidium. Ce n'est que récemment que j'ai pu nouer les contacts indispensables pour développer cette technologie au Laboratoire Aimé Cotton. Nous avons récemment amorcé une collaboration avec R. Ferrière de l'université de Besançon, qui travaille sur les guides d'onde et les réseaux de Bragg dans le niobate de lithium [111], et avec l'équipe du Professeur W. Sohler, de l'université de Paderborn.

Ce dernier vient de nous fournir un ensemble de guides d'onde inscrits dans un échantillon de niobate de lithium par diffusion de titane. Ces guides sont d'excellente qualité; l'équipe est internationalement reconnue entre autres pour sa maîtrise des dispositifs d'optique intégrée dans le niobate de lithium [112]. Les réseaux de Bragg sont inscrits dans une portion du guide, dans laquelle ont également été diffusés des ions fer. Ceci augmente la sensibilité photoréfractive du cristal, et permet donc l'inscription de réseaux de Bragg photoréfractifs.

L'expérimentation du couplage d'une diode à ces réseaux est en cours. La figure 6.3 montre une photo du montage expérimental. Le couplage de la diode est effectué à l'aide d'une lentille. Les premiers résultats sont très satisfaisants : on couple plus de 50 % du rayonnement de la diode dans le guide; on obtient une puissance de sortie de plus de 5 mW et un temps de cohérence d'une vingtaine de microsecondes, ce qui est comparable à ce que l'on obtient avec une cavité étendue usuelle [104]. Nous nous apprêtons à déposer

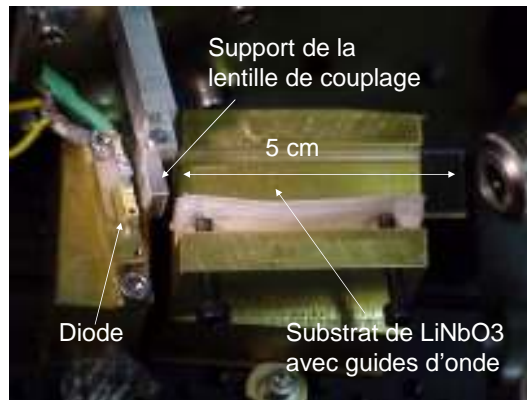


FIG. 6.3 – Photo du montage expérimental pour le test d'un laser diode avec une cavité externe réalisée dans un guide d'onde électro-optique.

les électrodes pour tester l'agilité en fréquence.

6.4 Laser solide en guide d'onde électro-optique dopé erbium

Une autre approche très intéressante pour les lasers agiles en fréquence à $1,5 \mu\text{m}$ est d'utiliser les lasers solides pompés optiquement, réalisés par l'équipe de Paderborn. Pour cela, ils réalisent un guide d'onde par diffusion de titane dans un cristal de LiNbO_3 . Puis, le guide est également dopé erbium par diffusion. Enfin, une section du guide est de surcroît dopé Fer de façon à pouvoir inscrire un réseau de Bragg photoréfractif. L'équipe de Paderborn est la seule à savoir faire de tels lasers [71]. Ils ont déjà réalisé diverses structures laser de type DBR et DFB (distributed feedback) [113, 114]. Il "suffirait" d'ajouter des électrodes à leurs lasers pour les rendre agiles en fréquence.

L'intérêt probable de ces lasers par rapport aux lasers utilisant des diodes est leur grande cohérence et leur bonne stabilité en fréquence. Celle-ci n'a jamais été mesurée précisément par l'équipe de Paderborn mais l'on sait par ailleurs que les lasers de type DFB ou DBR inscrits dans des fibres dopées erbium ont des largeurs de raie dans le domaine kHz, et une gigue du même ordre de grandeur [8, 115, 116]. La réalisation de lasers dopés erbium pour nos applications spécifiques par l'équipe de Paderborn est un projet qui demande un financement spécifique.

6.5 Publication : Diode laser extended cavity for broad range fast ramping

6.6 Publication : Laser diode stabilization for coherent driving of rare earth ions

Chapitre 7

Perspectives

Les perspectives de mon travail s'inscrivent pour une part dans la continuité de mes travaux actuels. Je compte en effet poursuivre le développement du traitement optique des signaux RF dans les cristaux dopés terres rares. Ceci passe par le développement des sources laser agiles en fréquence, par l'amélioration des performances des architectures déjà proposées, et par l'exploration de nouvelles architectures pour répondre aux différents besoins. Les sections suivantes décrivent quelques projets et pistes de recherche.

7.1 Echo de photon en milieu amplificateur

Une des faiblesses de l'écho de photon est la faible efficacité du processus. L'efficacité de diffraction, définie comme le rapport de l'énergie du signal d'écho de photon et de l'énergie de la troisième impulsion excitatrice, ne dépasse pas quelques pourcents. Même si le signal d'écho est dans la plupart des cas suffisamment énergétique pour être détecté, l'augmentation de l'efficacité de diffraction est souhaitable pour augmenter le rapport signal sur bruit. La limitation de l'efficacité de diffraction est liée à l'absorption du milieu. L'augmentation de l'épaisseur optique du milieu accroît l'interaction des impulsions excitatrices mais par ailleurs augmente l'absorption du signal d'écho lui-même. L'utilisation des cristaux dopés erbium offre un atout important, car grâce aux caractéristiques des niveaux d'énergie du système, on peut réaliser l'inversion de population sur la transition utilisée pour produire l'écho de photon. On réalise alors le processus dans un milieu amplificateur et non plus absorbant. On peut espérer atteindre ainsi des efficacités de diffraction élevées.

Des expériences d'écho de photon en milieu amplificateur ont déjà été réalisées dans des amplificateurs à fibre dopés erbium [117]. Ces expériences ont démontré la faisabilité de cette approche. J'ai réalisé très récemment avec V. Crozatier la première expérimentation de cette approche dans un cristal dopé terres rares. La publication correspondante est

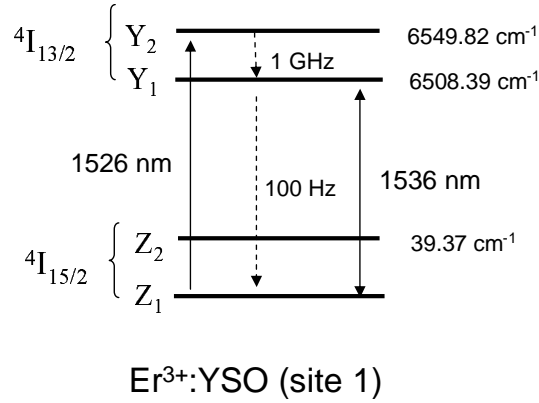


FIG. 7.1 – Schéma des niveaux d’énergie de l’ion erbium utilisés pour la réalisation des expériences d’écho de photon amplifié. On réalise l’inversion de population sur la transition à 1536 nm par pompage optique sur la transition à 1526 nm.

présentée dans la section suivante. Dans ces expériences, nous avons travaillé avec un cristal de Y_2SiO_5 dopé erbium. La figure 7.1 rappelle les niveaux d’énergie pertinents de l’ion erbium. L’écho de photon est produit sur la transition $I_{15/2} : Z_1 - I_{13/2} : Y_1$. L’inversion de population sur cette transition est effectuée par pompage optique sur la transition $I_{15/2} : Z_1 - I_{13/2} : Y_2$, ce dernier niveau se désexcitant rapidement vers le sous niveau Stark $I_{13/2} : Y_1$ du même multiplet. Grâce à cette inversion de population, on obtient un écho de photon 5 fois plus énergétique par rapport à la situation où le cristal est absorbant. L’efficacité de diffraction obtenue dans le cristal amplificateur atteint jusqu’à 10% dans certains cas. Cette valeur encore modeste est liée à la faible épaisseur optique du cristal utilisé. J’espère pouvoir expérimenter rapidement ce processus dans un cristal d’épaisseur optique plus importante (densité optique entre 2 et 3), afin d’atteindre des efficacités de diffraction beaucoup plus élevées. Une efficacité de diffraction de 1 serait une étape très importante pour le développement des applications car elle permettrait de réaliser plusieurs processus d’écho de photon en cascade et de multiplier par conséquent les possibilités de traitement du signal.

7.2 Générateur de forme arbitraire

La génération de formes arbitraires de grande bande passante est un thème de recherche actif. On peut produire des formes de plus de 10 GHz de bande passante à l’aide de modulateurs électro-optiques rapides. Cependant, la dynamique est limitée lorsque la bande passante augmente. On peut imaginer produire des formes rapides à partir de modulateurs lents en utilisant les cristaux dopés terres-rares et les lasers agiles en fréquence.

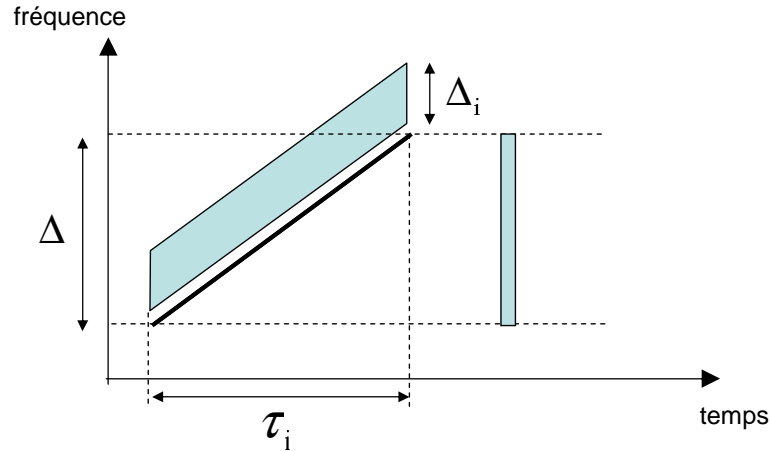


FIG. 7.2 – Représentation dans le plan temps-fréquence du principe du générateur de forme arbitraire par synthèse de Fourier. Le trait incliné représente le glissement de fréquence laser. Le parallélogramme représente la bande latérale supérieure ajoutée au glissement de fréquence par la modulation par le signal $E_i(t)$. L'impulsion courte de lecture est représentée par le rectangle.

L'idée est schématisée sur la figure 7.2, dans une représentation temps-fréquence. On doit disposer d'un laser agile en fréquence capable de délivrer un glissement de fréquence sur une bande Δ égale à la bande passante du signal que l'on souhaite produire. Ce glissement de fréquence, de durée τ_i est modulé par un signal $E_i(t)$ de bande passante Δ_i . On obtient alors le champ

$$E_1(t) = E_i(t) \exp(i\pi r t^2) \quad (7.1)$$

où $r = \Delta/\tau_i$ est le taux de glissement. On prélève par ailleurs une partie du glissement de fréquence laser. Ce glissement s'écrit

$$E_2(t) = \exp(i\pi r t^2) \quad (7.2)$$

Les deux champs E_1 et E_2 sont dirigés vers le cristal dopé terres rares où ils interfèrent, gravant ainsi dans le profil d'absorption l'hologramme spectral $\tilde{E}_1^*(\nu)\tilde{E}_2(\nu) + c.c.$. La durée τ_i des glissements de fréquence de gravure est uniquement limitée par la durée de vie T_1 de la gravure dans le cristal. Avec les cristaux dopés erbium ou thulium, où T_1 vaut 10 ms, les impulsions de gravure peuvent donc être aussi longues que ~ 1 ms. Si la modulation $E_i(t)$ à une bande passante de seulement 1 MHz, on peut donc inscrire une structure spectrale contenant 1000 points.

On vient ensuite relire l'hologramme spectral par une impulsion courte limitée par transformée de Fourier dont le spectre couvre toute la bande spectrale Δ gravée. Comme

l'impulsion de lecture excite de façon cohérente tout le domaine spectral gravé dans le cristal, la bande passante du signal d'écho est égale à la largeur Δ de ce domaine. On produit donc un signal dont la bande passante est Δ/Δ_i fois plus grande que celle du signal $E_i(t)$ utilisé à la gravure. Le produit temps \times bande passante est quant à lui préservé ; la durée du signal d'écho est égale à $\tau_i \Delta_i / \Delta$. Comme la bande passante Δ peut être aussi grande que la largeur inhomogène de la transition utilisée dans le cristal, elle peut aisément dépasser les 10 GHz. On peut ainsi produire une forme de 10 GHz de bande passante à partir d'une forme $E_i(t)$ de seulement quelques MHz de bande passante.

Dans les conditions ci dessus, le signal d'écho de photon produit s'écrit

$$E_e(t) = E_i^*(-t) \exp(-i\pi r t^2) \otimes \exp(i\pi r t^2) \quad (7.3)$$

Autrement dit, c'est le résultat du passage du signal $E_i^*(-t)$ à travers une lentille de taux de glissement $-r$, suivi de la dispersion avec le taux de dispersion $1/r$. Le résultat est que le signal d'écho de photon est la transformée de Fourier du signal de gravure, modulée par un facteur de phase quadratique :

$$E_e(t) = \tilde{E}_i^*(rt) \exp(i\pi r t^2) \quad (7.4)$$

Il est alors facile de calculer le signal $E_i(t)$ qu'il faut utiliser pour obtenir le signal $E_e(t)$ désiré. On a donc un générateur de forme arbitraire par transformée de Fourier.

L'expérimentation et l'étude théorique précise de ce synthétiseur de Fourier, pendant de l'analyseur de spectre à transformée de Fourier présenté au chapitre 5, restent à faire. Pour la mise en oeuvre expérimentale, il faut, ici encore, disposer d'un laser agile en fréquence pour délivrer les glissements de fréquence large bande nécessaires. A noter que l'on peut aussi remplacer l'impulsion courte de lecture par un glissement de fréquence rapide. La relation entre le signal d'écho de photon et le signal $E_i(t)$ n'est alors plus une simple transformation de Fourier mais reste simple et inversable. La difficulté est surtout expérimentale puisqu'on doit alors couvrir toute la bande de gravure en un temps plus court que le temps de vie T_2 des cohérences optiques, comme dans le cas de l'analyseur de spectre à transformée de Fourier. L'utilisation d'impulsions courtes pourrait s'avérer plus praticable.

7.3 Mise en boucle du processus d'écho de photon

L'obtention d'une efficacité de diffraction supérieure à l'unité permettrait d'envisager la réalisation d'un oscillateur par mise en boucle du processus d'écho de photon. Même avec une efficacité de diffraction inférieure à 1 la réalisation d'un tel oscillateur demeure a priori possible grâce aux amplificateurs à fibre dopée erbium. Une des boucles les plus

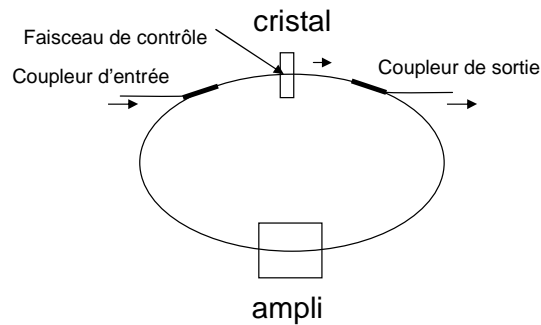


FIG. 7.3 – Schéma de principe d'un oscillateur à écho de photon.

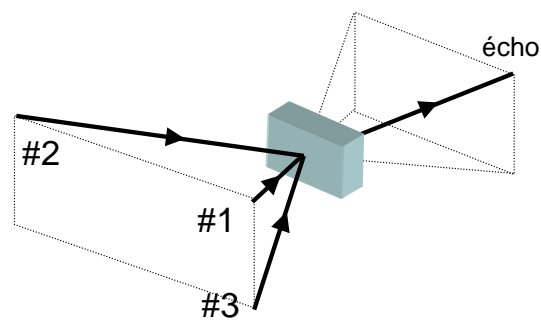


FIG. 7.4 – Géométrie non coplanaire d'écho de photon. Les faisceaux #1 et #2 sont utilisées pour programmer la fonction de transfert du cristal. Le faisceau #3 est filtré par cette fonction de transfert pour donner naissance à l'écho de photon. On peut envisager la réalisation d'un oscillateur programmable en amplifiant le signal d'écho de photon et en réinjectant ce signal sur le faisceau #3.

simples que l'on peut envisager contiendrait ainsi le cristal dopé erbium, et un amplificateur à fibre (cf figure 7.3). Avec un gain de boucle de l'ordre de l'unité, l'injection d'une impulsion dans la boucle donnerait lieu à un train d'impulsion qui interagirait alors avec lui même via le processus d'écho. Par ailleurs, en ajoutant au schéma un faisceau de contrôle agissant sur la transmission du cristal dopé erbium, on peut espérer forcer le système à osciller sur des fréquences choisies. L'étude théorique de tels oscillateurs reste à faire mais est certainement riche de comportements.

On peut aussi envisager d'étendre le schéma précédent à une configuration d'écho de photon en géométrie non coplanaire. La figure 7.4 rappelle la géométrie des faisceaux dans cette configuration. Celle-ci permet d'avoir deux faisceaux indépendants pour contrôler la fonction de transfert du cristal. Avec ces deux faisceaux de contrôle, et en bouclant le signal d'écho de photon sur le faisceau qui lui donne naissance, on doit pouvoir réaliser là aussi des oscillateurs aux propriétés riches et, espérons, contrôlables.

La description théorique des oscillateurs de ce type devra passer par une simulation numérique qui intègre les équations de Maxwell-Bloch pour la polarisation atomique, le champ électrique et les populations atomiques. Grâce au long temps de cohérence dans le cristal, on peut alors retrouver des comportements observés dans les lasers de classe C, comme suggéré par F. Bretenaker. Une différence qui peut jouer un rôle important notable par rapport aux lasers de classe C habituels tient à l'élargissement inhomogène de la transition dans le cristal dopé terres rares.

7.4 Conclusion

Je crois avoir contribué de manière significative au développement du traitement des signaux radiofréquence dans les cristaux dopés terres rares. Je compte continuer à travailler pour que ces processeurs à écho de photon deviennent une réalité technologique. De nouvelles potentialités sont encore à découvrir dans ce domaine. Par ailleurs, l'exploitation des niveaux hyperfins des ions de terres rares pour le traitement de l'information classique ou quantique, est un domaine encore nouveau dans lequel je compte m'investir.

7.5 Publication : Photon echoes in an amplifying rare earth ion doped crystal

Bibliographie

- [1] I. Lorgeré and J.-L. Le Gouët. Analyseur de spectre de micro-ondes très large bande par filtrage holographique dans un matériau à mémoire spectrale. Contrat ESA 12876/98/NL/MV, 1998-1999.
- [2] I. Lorgeré and J.-L. Le Gouët. Ultrawide bandwidth multichannel spectrometer. Contrat ESTEC 1417400/00/NL/SB, en collaboration avec D. Dolfi and J.-P. Huignard, Thales RT, et S. Kröll, Lund University, 2000-2003.
- [3] L. Ménager, I. Lorgeré, J.-L. Le Gouët, D. Dolfi, and J.-P. Huignard. Demonstration of a radio frequency spectrum analyzer based on spectral hole burning. *Opt. Lett.*, 26 :1245–1247, 2001.
- [4] I. Lorgeré, L. Ménager, V. Lavielle, J.-L. Le Gouët, D. Dolfi, S. Tonda, and J.-P. Huignard. Demonstration of broadband radio-frequency spectrum-analysis based on spectral hole burning. *J. Mod. Opt.*, 49 :2459–2475, 2002.
- [5] V. Lavielle, I. Lorgeré, and J.-L. Le Gouët. Wideband versatile radio frequency spectrum analyzer. *Opt. Lett.*, 28 :384–386, 2003.
- [6] V. Lavielle, F. De Seze, I. Lorgeré, and J.-L. Le Gouët. Wideband radio frequency spectrum analyzer : improved design and experimental results. *J. Lumin.*, 107 :75–89, 2004.
- [7] I. Lorgeré. Architecture multicanaux de récepteurs : Apport de l’holographie temporelle. Marché DGA # 00 34047, en collaboration avec D. Dolfi, Thales RT, 2000-2003.
- [8] V. Crozatier, V. Lavielle, F. Bretenaker, J.-L. Le Gouët, and I. Lorgeré. High resolution radio frequency spectral analysis with photon echo chirp transform in a Er :YSO crystal. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 40 :1450, 2004.
- [9] I. Lorgeré. LASCOH : Laser de grande pureté et agilité spectrale pour le contrôle cohérent de nanoobjets quantiques et le traitement optique des radiofréquence. ACI Nanotechnologies, en collaboration avec F. Bretenaker, J.-L. Le Gouët, Lab. Aimé Cotton, D. Dolfi, Thales RT, R. Ferrière, Lab. P. M. Duffieux, Besançon, 2004-2007.

- [10] W. E. Lamb R. A. MacFarlane, W. R. Bennett. Single mode tuning dip in the power output of an HeNe maser. *Appl. Phys. Lett.*, 2 :189–190, 1963.
- [11] A. Szabo. Observation of the optical analog of the Mossbauer effect in Ruby. *Phys. Rev. Lett.*, 27 :323–326, 1971.
- [12] A. A. Gorokhovskii, R. K. Kaarli, and L. A. Rebane. Hole burning in the contour of a pure electronic line in a shpolskii system. *JETP Lett.*, 20 :216–218, 1974.
- [13] R. I. Personov B. M. Kharlamov and L. A. Bykovskaya. Stable gap in absorption spectra of solid solutions of organic molecules by laser irradiation. *Opt. Comm.*, 12 :191–193, 1974.
- [14] N. A. Kurnit, I. D. Abella, and S. R. Hartmann. Observation of a photon echo. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :567–569, 1964.
- [15] C. K. N. Patel and R. E. Slusher. Photon echoes in gases. *Phys. Rev. Lett.*, 20 :1087–1089, 1968.
- [16] T. W. Mossberg. Time domain frequency selective optical data storage. *Opt. Lett.*, 27 :77–79, 1982.
- [17] Y. S. Bai, W. R. Babbitt, N. W. Carlson, and T. W. Mossberg. Real time optical waveform convolver/cross correlator. *Appl. Phys. Lett.*, 45 :714–716, 1984.
- [18] A. Rebane, R. Kaarli, P. Saari, A. Anijalg, and K. Timpmann. Photochemical time domain holography of weak picosecond pulses. *Opt. Comm.*, 47 :173–176, 1983.
- [19] P. Saari, R. Kaarli, and A. Rebane. Picosecond time and space domain holography by photochemical hole burning. *J. Opt. Soc. Am. B*, 3 :527–533, 1986.
- [20] R. Kaarli, P. Saari, and H. R. Sonajalg. Storage and reproduction of an ultrafast optical signal with arbitrary wavefront and polarization. *Opt. Comm.*, 65 :170–174, 1988.
- [21] A. Szabo. Frequency selective optical memory, 22 juillet 1975. US patent 3896420.
- [22] G. Castro, D. Haarer, R. M. MacFarlane, and H. P. Trommsdorf. Frequency selective optical memory, 18 juillet 1978. US patent 4101976.
- [23] B. Plagemann, F. R. Graf., S. B. Altner, A. Renn, and U. P. Wild. Exploring the limits of optical storage using persistent spectral hole burning : holographic recording of 12000 images. *Appl. Phys. B*, 66 :67–74, 1998.
- [24] A. Renn, U. P. Wild, and A. Rebane. Multidimensionnal holography by persistent spectral hole burning. *J. Phys. Chem. A*, 106 :3045–3060, 2002.
- [25] T. W. Mossberg. Swept carrier time-domain optical memory. *Opt. Lett.*, 17 :535–537, 1992.

-
- [26] H. Lin, T. Wang, G. A. Wilson, and T. W. Mossberg. Experimental demonstration of swept carrier time-domain optical memory. *Opt. Lett.*, 20 :91–93, 1995.
- [27] T. Wang, H. Lin, and T. W. Mossberg. Optical bit rate conversion and bit stream time reversal by the use of swept carrier frequency selective optical data storage techniques. *Opt. Lett.*, 20 :2033–2035, 1995.
- [28] M. Mitsunaga, R. Yano, and N. Uesugi. Time and frequency domain hybrid optical memory : 1.6kbit data storage in $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$. *Opt. Lett.*, 16 :1890–1892, 1991.
- [29] M. Mitsunaga, R. Yano, and N. Uesugi. Spectrally programmed stimulated photon echo. *Opt. Lett.*, 16 :264–266, 1991.
- [30] H. Sasaki, K. Karaki, M. Mitsunaga, and N. Uesugi. Holographic motion picture : theory and observation. *J. Lumin.*, 64 :273–281, 1995.
- [31] A. Débarre, J.-C. Keller, J.-L. Le Gouët, and P. Tchénio. Field cross-correlation retrieval of optically stored data. *J. Opt. Soc. Am. B*, 8 :153–159, 1991.
- [32] Y. S. Bai and T. W. Mossberg. Experimental studies of photon echo pulse compression. *Opt. Lett.*, 11 :30–32, 1986.
- [33] A. Rebane. Compression and recovery of temporal profiles of picosecond light signals by persistent spectral hole-burning holograms. *Opt. Comm.*, 67 :301–304, 1988.
- [34] W. R. Babbitt and J. A. Bell. Coherent transient continuous optical processor. *Appl. Opt.*, 33 :1538, 1994.
- [35] I. Lorgeré, F. Grelet, and J.-L. Le Gouët. Fast random access to frequency selective optical memories. *Opt. Lett.*, 21 :83–85, 1996.
- [36] W. R. Babbitt and T. W. Mossberg. Spatial routing of optical beams through time-domain spatial spectral filtering. *Opt. Lett.*, 20 :910–912, 1995.
- [37] X. A. Shen, Y. S. Bai, and R. Kachru. Reprogrammable optical matched filter for biphasic coded pulse compression. *Opt. Lett.*, 17 :1079–1081, 1992.
- [38] S. Kröll and U. Elman. Photon echo based logical processing. *Opt. Lett.*, 18 :1834–1836, 1993.
- [39] M. Tian, I. Lorgeré, J.-P. Galaup, and J.-L. Le Gouët. Persistent spectral hole-burning in an organic material for temporal pattern recognition. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16 :74–82, 1999.
- [40] K. D. Merrell and W. R. Babbitt. Optical coherent transient true time delay regenerator. *Opt. Lett.*, 21 :1102–1104, 1996.
- [41] IEICE Electronics Society. *Microwave Photonics Technical Digest*, 2001 2002 2003 2004.

- [42] J.-P. Galaup, J.-L. Le Gouët, F. Grelet, D. Dolfi, and J.-P. Huignard. Analyseur de spectre de fréquence, Mars 1998. Brevet 98 02626.
- [43] P. B. Sellin, N. M. Strickland, T. Böttger, J. L. Carlsten, and R. L. Cone. Laser stabilization at 1536 nm using regenerative spectral hole burning. *Phys. Rev. B*, 63 :155111, 2001.
- [44] T. Böttger, Y. Sun, G. J. Pryde, G. Reinemer, and R. L. Cone. Diode laser frequency stabilization to transient spectral holes and spectral diffusion in $\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ at 1536 nm. *J. Lumin.*, 94-95 :565–568, 2001.
- [45] T. Böttger. *Laser frequency stabilization to spectral hole burning references in Er doped crystals : materials and optimization*. PhD thesis, Montana state university, 2002.
- [46] T. L. Harris, Y. Sun, W. R. Babbitt, R. L. Cone, J. A. Ritcey, and R. W. Equall. Spatial spectral holographic correlator at 1536 nm using 30-symbol quadriphase and binary phase shift keyed codes. *Opt. Lett.*, 25 :85–87, 2000.
- [47] K. D. Merkel, W. R. Babbitt, K. E. Anderson, and K. H. Wagner. Variable time delay optical coherent transient signal processing. *Opt. Lett.*, 24 :1386–1388, 1999.
- [48] R. K. Mohan, Z. Cole, R. R. Reibel, T. Chang, K. D. Merckell, W. R. Babbitt, M. Colice, F. Schlottau, and K. H. Wagner. Microwave spectral analysis using optical spectral hole-burning. In *International Topical Meeting on Microwave Photonics Technical Digest*, volume ISBN 07803-8492-X, pages 24–27, 2004.
- [49] B. Luo, U. Elman, S. Kröll, R. Paschotta, and A. Tropper. Amplification of photon echo signals by use of a fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 23 :442–444, 1998.
- [50] R. K. Mohan, U. Elman, M. Tian, and S. Kröll. Regeneration of photon echoes with amplified photon echoes. *Opt. Lett.*, 24 :37–39, 1999.
- [51] N. Ohlsson, R. K. Mohan, and S. Kröll. Quantum computer hardware based on rare-earth-ion-doped inorganic crystals. *Opt. Comm.*, 201 :71, 2002.
- [52] M. Nilsson, L. Rippe, N. Ohlsson, T. Christiansson, and S. Kröll. Initial experiments concerning quantum information processing in rare-earth ion doped crystals. *Phys. Scripta*, T102 :178–185, 2002.
- [53] S. Kröll. Development of quantum computer hardware based on rare-earth-ion-doped inorganic crystals. European project IST FET 2001/C321/17, 2003-2006.
- [54] S. Kröll. Esquire : Experimental realisation of quantum gates and development of scalable quantum computer schemes in rare-earth-ion-doped inorganic crystals. European project IST 00-5-2A, 2003-2002.

-
- [55] G. J. Pryde, M. J. Sellars, and N. B. Manson. Solid state coherent transient measurements using hard optical pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 84 :1152–1155, 2000.
- [56] J. J. Longdell, M. J. Sellars, and N. B. Manson. Demonstration of conditional quantum phase shift between ions in a solid. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :130503, 2004.
- [57] L. Ménager, J.-L. Le Gouët, and I. Lorgeré. Time to frequency Fourier transform with photon echoes. *Opt. Lett.*, 26 :1397–1399, 2001.
- [58] R. R. Reibel, Z. W. Barber, J. A. Fisher, M. Tian, and W. R. Babbitt. Broadband demonstration of true time delay using linear sideband chirped programming and optical coherent transients. *J. Lumin.*, 107 :103–113, 2004.
- [59] K. D. Merkel, R. K. Mohan, Z. Cole, A. Olson, and W. R. Babbitt. Multi-Gigahertz radar range processing of baseband and RF carrier modulated signals in Tm :YAG. *J. Lumin.*, 107 :62–74, 2004.
- [60] J. B. Gruber, M. E. Hills, R. M. MacFarlane, C. A. Morrison, G. A. Turner, G. J. Quarles, G. J. Kints, and L. Esterowitz. Spectra and energy levels of Tm³⁺ :Y₃Al₅O₁₂. *Phys. Rev. B*, 40 :9464–9478, 1989.
- [61] R. Orbach. Spin lattice relaxation in rare earth salts. *Proc. Roy. Soc.*, 264A :458–483, 1961.
- [62] G. M. Wang, R. W. Equall, R. L. Cone, M. J. M. Leask, K. W. Godfrey, and F. R. Wondre. Optical dephasing mechanisms in Tm³⁺ :Y₂Si₂O₇. *Opt. Lett.*, 21 :818–820, 1996.
- [63] L. Ménager. *Traitement optique de signaux radiofréquence par holographie spatio temporelle*. PhD thesis, Université Paris XI, Décembre 2000.
- [64] R. M. MacFarlane. Photon echo measurements on the trivalent thulium ion. *Opt. Lett.*, 18 :1958–1960, 1993.
- [65] K. D. Merkel and W. R. Babbitt. Optical coherent transient continuously programmed continuous processor. *Opt. Lett.*, 24 :172–174, 1998.
- [66] Y. Sun, C. W. Thiel, R. L. Cone, R. W. Equall, and R. L. Hutcheson. Recent progress in developing new rare earth materials for hole burning and coherent transient applications. *J. Lumin.*, 98 :281–287, 2002.
- [67] Slides from Rufus Cone presentations at various conferences.
- [68] Y. Zhang, X. A. Shen, and R. Kachru. Observation of photon echoes in Er :YAG at 1.527 μm . *Opt. Lett.*, 22 :1068–1070, 1997.
- [69] O. Witte, H. Stolz, and W. von Osten. Upconversion and site selective spectroscopy in erbium doped LiNbO₃. *J. Phys. D*, 29 :561–568, 1996.

- [70] V. Dierolf and M. Koerdt. Combined excitation-emission spectroscopy of Er^{3+} ions in stoichiometric LiNbO_3 : the site selectivity of direct and up conversion excitation processes. *Phys. Rev. B*, 61 :8043–8052, 2000.
- [71] Ch. Becker, Th. Oesselke, J. Pandavenes, R. Ricken, K. Rochlaussen, G. Shreiber, W. Sohler, H. Suche, R. Wessel, S. Basalmo, I. Montrosset, and D. Sciancalepore. Advanced $\text{Ti}:\text{Er}:\text{LiNbO}_3$ waveguide lasers. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Elect.*, 6 :101–113, 2000.
- [72] V. Lavielle. *Processus atomiques cohérents appliqués à l'analyse spectrale très large bande de signaux radiofréquence*. PhD thesis, Université Paris XI, Novembre 2004.
- [73] S. A. Akhmanov, A.S. Chirkin, K. N. Drabovich, A. I. Kovrigin, R. V. Khokhlov, and A. P. Sukhorukov. Non stationary non linear optical effects and ultrashort light pulse formation. *IEEE J. Quantum. Electron.*, QE-4 :598–605, 1968.
- [74] E .B. Treacy. Optical pulse compression with diffraction gratings. *IEEE J. Quantum. Electron.*, QE-5 :454–458, 1969.
- [75] A.Papoulis. *Systems and transforms with applications in optics*. New York :Mc Graw Hill, 1968.
- [76] P. Tournois, J.-L. Vernet, and G. Bienvenu. Sur l'analogie optique de certains montages électroniques : formation d'images temporelles de signaux électriques. *C. R. Acad. Sc. Paris, Série B*, 267 :375–378, 1968.
- [77] P. Tournois. Analogie optique de la compression d'impulsions. *C. R. Acad. Sc. Paris, Série B*, 258 :3839–3842, 1964.
- [78] T. Jansson. Real time fourier transformation in dispersive optical fibers. *Opt. Lett.*, 8 :232–234, 1983.
- [79] T. Jansson and J. Jansson. Temporal self imaging effect in single mode fibers. *J. Opt. Soc. Am.*, 71 :1373–1376, 1981.
- [80] L. S. Telegin and A. S. Chirkin. Reversal and reconstruction of the profile of ultrashort pulses. *Sov. J. Quantum Electron.*, 15 :101–102, 1985.
- [81] S. A. Akhmanov, V.A. Vysloukh, and A. S. Chirkin. Self action of wave packets in a non linear medium and femtosecond laser pulse generation. *Sov. Phys.-Usp*, 29 :642–677, 1987.
- [82] M. Vampouille, J. Marty, and C. Froehly. Optical frequency intermodulation between two picosecond laser pulses. *IEEE J. Quantum. Electron.*, QE-22 :192–194, 1986.
- [83] A. A. Godil, B. A. Auld, and D. M. Bloom. Time lens producing 1.9 ps optical pulses. *Appl. Phys. Lett.*, 62 :1047–1049, 1993.

-
- [84] M. T. Kauffman, W. C. Banyai, A. A. Godil, and D. M. Bloom. Time-to-frequency converter for measuring picosecond optical pulses. *Appl. Phys. Lett.*, 64 :270–272, 1994.
- [85] C. V. Bennett and B. H. Kolner. Time lens producing 1.9 ps optical pulses. *Appl. Phys. Lett.*, 62 :1047–1049, 1992.
- [86] C. V. Bennett, R. P. Scott, and B. H. Kolner. Temporal magnification and reversal of 100 Gb/s optical data with an up-conversion time microscope. *Appl. Phys. Lett.*, 65 :2513–2515, 1994.
- [87] C. V. Bennett and B. H. Kolner. Upconversion time microscope demonstrating 103x magnification of femtosecond waveforms. *Opt. Lett.*, 24 :783–785, 1999.
- [88] B. H. Kolner. Space time duality and the theory of temporal imaging. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 30 :1951–1963, 1994.
- [89] L. Ménager, I. Lorgeré, J.-L. Le Gouët, R. K. Mohan, and S. Kröll. Time-domain Fresnel-to-Fraunhofer diffraction with photon echoes in condensed matter. *Opt. Lett.*, 24 :1386–1388, 1999.
- [90] I. Shake, H. Takara, S. Kawanishi, and M. Saruwatari. High repetition rate optical pulse generation by using chirped optical pulses. *Electron. Lett.*, 34 :792–793, 1998.
- [91] L. K. Mouradian, F. Louradour, V. Messenger, A. Barthelemy, and C. Froehly. Spectro-temporal imaging of femtosecond events. *IEEE J. Quantum. Electron.*, 36 :795–801, 2000.
- [92] N. K. Berger, B. Levit, S. Atkins, and B. Fisher. Time-lens based spectral analysis of optical pulses by electro-optic phase modulation. *Electron. Lett.*, 36 :1644–1646, 2000.
- [93] L. Ménager, I. Lorgeré, and J.-L. Le Gouët. Fresnel diffraction on the edge of causality. *Opt. Lett.*, 25 :1316–1318, 2000.
- [94] F. Coppinger, A. S. Bushan, and B. Jalali. Photonic time stretch and its application to analog-to-digital conversion. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 47 :1309–1314, 1999.
- [95] Y. Han and B. Jalali. Time bandwidth product of the photonic time stretched analog-to-digital converter. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, 51 :1886–1892, 2003.
- [96] H. F. Talbot. *Phil. Mag.*, 9 :401–407, 1936.
- [97] F. R. Graf, B. H. plagemann, E. S. Maniloff, S. B. Altner, A. Renn, and U. P. Wild. Data compression in frequency selective materials using frequency swept excitation pulses. *Opt. Lett.*, 21 :284–286, 1996.

- [98] X. Wang, M. Afzelius, N. Ohlsson, U. Gustafsson, and S. Kröll. Coherent transient data rate conversion and data transformation. *Opt. Lett.*, 25 :945–947, 2000.
- [99] R. R. Reibel, T. Chang, M. Tian, and W. R. Babbitt. Optical linear side band chirp compression for microwave arbitrary waveform generation. In *International Topical Meeting on Microwave Photonics Technical Digest*, volume ISBN 07803-8491-1, pages TC-5, 2004.
- [100] T. M. Trupin. Real time Fourier transformation with acousto optics. *Appl. Phys. Lett.*, 34 :15, 1979.
- [101] T. M. Trupin. Time integrating optical processors. *Proc of SPIE*, 154 :196, 1978.
- [102] M. A. Jack, P. M. Grant, and J. H. Collins. The theory design and applications of surface acoustic wave Fourier transform processors. *Proc. IEEE*, 68 :450–468, 1980.
- [103] See product line of e.g. Phonon Corporation, Temex Microsonics.
- [104] B. Boggs, C. Greiner, T. Wang, H. Lin, and T W. Mossberg. Simple high coherence rapidly tunable external cavity diode laser. *Opt. Lett.*, 23 :1906–1908, 1998.
- [105] G. Gorju, V. Crozatier, V. Lavielle, I. Lorgeré, J.-L. Le Gouët, and F. Bretenaker. Experimental investigation of deterministic and stochastic frequency noises of a rapidly frequency chirped laser. *Eur. Phys. J. App. Phys.* accepted.
- [106] C. Greiner, B. Boggs, T. Wang, and T W. Mossberg. Laser frequency stabilization by means of optical self heterodyne beat-frequency control. *Opt. Lett.*, 23 :1280–1282, 1998.
- [107] L. Levin. Mode hop free electro-optically tuned diode laser. *Opt. Lett.*, 27 :237–239, 2002.
- [108] V. Crozatier, F. De Seze, F. Bretenaker, I. Lorgeré, and J.-L. Le Gouët. Laser diode stabilisation for coherent driving of rare earth ion. *Opt. Comm.*, 241 :203–213, 2004.
- [109] F. De Seze, V. Lavielle, I. Lorgeré, and J.-L. Le Gouët. Chirped pulse generation of a narrow absorption line in a Tm :YAG crystal. *Opt. Comm.*, 223 :321–330, 2003.
- [110] K. S. Repasky, J. D. Williams, J. L. Carlsten, E. J. Noonan, and G. W. Switzer. Tunable external-cavity diode laser based on integrated waveguide structures. *Opt. Eng.*, 42 :2229–2234, 2003.
- [111] B. E. Benkelfat, R. Ferrière, B. Wacogne, and P. Mollier. Technical implementation of Bragg grating reflectors in LiNbO₃ waveguides by proton exchange. *IEEE Phot. Tech. Lett.*, 14 :1430–1432, 1999.
- [112] I. Baumann, S. Bosso, R. Brinkmann, R. Corsini, M. Dinand, A. Greiner, K. Schäfer, J. Söchtig, W. Sohler, H. Suche, and R. Wessel. Er-doped integrated optical devices in LiNbO₃. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Elect.*, 2 :355–365, 1996.

- [113] Ch. Becker, A. Greiner, Th. Oesselke, A. Pape, W. Sohler, and H. Suche. Integrated optical Ti :Er :LiNbO₃ distributed Bragg reflector laser with a fixed photorefractive grating. *Opt. Lett.*, 23 :1194–1196, 1998.
- [114] B. K. Das, R. Ricken, V. Quiring, H. Suche, and W. Sohler. Distributed feedback distributed Bragg reflector coupled cavity laser with a Ti :Fe :Er :LiNbO₃ waveguide. *Opt. Lett.*, 29 :165–167, 2004.
- [115] See product line of Koheras.
- [116] See web site of NP Photonics.
- [117] V.L. da Silva and Y. Silberberg. Photon echoes in an optical amplifier. *Phys. Rev. Lett.*, 28 :2369, 1993.