



**HAL**  
open science

# Processeurs atomiques pour le traitement de signaux optiques et radio-fréquence

A. Louchet-Chauvet

► **To cite this version:**

A. Louchet-Chauvet. Processeurs atomiques pour le traitement de signaux optiques et radio-fréquence. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris-Sud, 2019. tel-02267639

**HAL Id: tel-02267639**

**<https://hal.science/tel-02267639>**

Submitted on 20 Aug 2019

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

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



Mémoire  
présenté pour l'obtention du  
**Diplôme d'Habilitation à Diriger des Recherches**  
Discipline : Physique

par

Anne LOUCHET-CHAUVET

# Processeurs atomiques pour le traitement de signaux optiques et radio-fréquence

Soutenue le 17 juin 2019 au Laboratoire Aimé Cotton, en présence du jury :

M. Mehdi ALOUINI	: Rapporteur
M. Patrice BERTET	: Rapporteur
M. Wolfgang TITTEL	: Rapporteur
M. Béatrice DAGENS	: Examinatrice
M. Julien DE ROSNY	: Examineur
M. Arnaud LANDRAGIN	: Président du jury

*à Ivan*

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Analyse spectrale de signaux radio-fréquence</b>	<b>7</b>
2.1	L'analyse spectrale dans des cristaux dopés . . . . .	8
2.1.1	Analyseur photographique et holographique . . . . .	8
2.1.2	Analyseur spectral à projection spatiale, ou "arc-en-ciel" . . . . .	9
2.2	Etude fondamentale de l'analyseur arc-en-ciel . . . . .	10
2.2.1	Réseau spatial et spectro-spatial . . . . .	11
2.2.2	Utilisation des niveaux Zeeman : réseaux entrelacés . . . . .	11
2.2.3	Efficacité de diffraction : modèle simple . . . . .	13
2.2.4	Efficacité de diffraction : modèle complet . . . . .	14
2.2.5	Mécanisme de pompage optique . . . . .	17
2.2.6	Diffusion spectrale instantanée . . . . .	19
2.2.7	Vérification de la validité du modèle . . . . .	22
2.3	Apport des études fondamentales . . . . .	23
2.3.1	Refroidissement du cristal et vibrations . . . . .	24
2.3.2	Choix du retard . . . . .	25
2.3.3	Epaisseur optique du cristal et bande passante associée . . . . .	25
2.3.4	Performances optimales . . . . .	27
2.4	Matériaux pour l'analyse spectrale . . . . .	28
2.5	Bilan sur le développement de l'analyseur arc-en-ciel . . . . .	30
2.6	Publications relatives à ce chapitre . . . . .	31
<b>3</b>	<b>Imagerie temporelle et retournement temporel</b>	<b>33</b>
3.1	Dualité espace-temps et imagerie temporelle . . . . .	34
3.1.1	Observation de l'analogie . . . . .	34
3.1.2	Lignes dispersives . . . . .	35
3.1.3	Lentilles temporelles . . . . .	35
3.1.4	Exemples de montages d'imagerie temporelle . . . . .	37
3.2	Ligne dispersive près d'une résonance atomique . . . . .	37
3.2.1	Réseau spectral . . . . .	38
3.2.2	Réalisation d'une ligne dispersive dans un cristal dopé terre rare . . . . .	39
3.3	Retournement temporel . . . . .	41
3.3.1	Propagation en milieu hétérogène . . . . .	41
3.3.2	Retournement temporel par imagerie temporelle . . . . .	42

3.3.3	Retournement temporel sans lentille : la chambre noire . . . . .	44
3.3.4	Retournement temporel dans une fibre optique . . . . .	45
3.3.5	Retournement temporel dans un cristal Er :YSO . . . . .	46
3.3.6	Bilan et améliorations possibles . . . . .	47
3.4	Autres architectures basées sur l'imagerie temporelle . . . . .	48
3.4.1	Analyseur spectral à projection temporelle . . . . .	49
3.4.2	Génération de forme arbitraire . . . . .	50
3.5	Conclusion et perspectives . . . . .	50
3.6	Publications relatives à ce chapitre . . . . .	51
<b>4</b>	<b>Filtrage spectral en lumière diffuse</b>	<b>53</b>
4.1	Imagerie optique en milieu diffusant . . . . .	54
4.1.1	Imagerie photo-acoustique . . . . .	54
4.1.2	Imagerie acousto-optique . . . . .	55
4.2	Filtrage par un trou spectral . . . . .	56
4.2.1	Filtrage dans la fenêtre de transparence biologique . . . . .	56
4.2.2	Filtrage dans des structures persistantes . . . . .	57
4.3	Creusement spectral persistant dans le Tm :YAG . . . . .	57
4.3.1	De l'intérêt d'appliquer un champ magnétique . . . . .	57
4.3.2	Démonstration de principe . . . . .	60
4.4	Etude de Tm :YSO . . . . .	61
4.4.1	Pourquoi un autre cristal ? . . . . .	61
4.4.2	Etude de Tm :YSO . . . . .	61
4.4.3	Conclusion . . . . .	63
4.5	Bilan et perspectives pour l'imagerie médicale . . . . .	63
4.6	Publications relatives à ce chapitre . . . . .	65
<b>5</b>	<b>Conclusion générale</b>	<b>67</b>
<b>A</b>	<b>Travaux de thèse</b>	<b>69</b>
A.1	Construction d'un système en $\Lambda$ dans Tm :YAG . . . . .	69
A.2	Manipulation d'une cohérence de spin, mesure de sa durée de vie . . . . .	70
A.3	STIRAP . . . . .	71
<b>B</b>	<b>Métrieologie et atomes froids</b>	<b>73</b>
B.1	Horloge atomique (Niels Bohr Institute) . . . . .	74
B.1.1	Contexte . . . . .	74
B.1.2	Réalisation d'une horloge atomique assistée par intrication . . . . .	74
B.1.3	Tomographie d'un état atomique non-classique . . . . .	74
B.2	Gravimètre à ondes de matière (LNE) . . . . .	77
B.2.1	Gravimètre à atomes froids . . . . .	77
B.2.2	Effet des mouvements transverses des atomes . . . . .	78
B.2.3	Comparaisons avec d'autres gravimètres absolus . . . . .	78
B.3	Publications relatives à ce chapitre . . . . .	79
	<b>Bibliographie</b>	<b>80</b>

# Chapitre 1

## Introduction

Il existe aujourd'hui un besoin bien réel de dispositifs de traitement du signal performants en termes de bande passante, de résolution, et de dynamique pour des applications allant de l'observation astronomique à la guerre électronique. Depuis l'avènement des premiers microprocesseurs en 1971, les technologies numériques progressent de façon exponentielle [Moore, 1998] et leurs capacités peuvent sembler, à terme, illimitées. Cependant lorsqu'on utilise les technologies numériques pour traiter un signal, l'étape de conversion analogique-numérique pose problème car le signal numérique produit est en général dégradé par rapport au signal analogique original : du fait de la quantification, la conversion introduit du bruit et des harmoniques au signal d'entrée. De plus, la dynamique (exprimée en nombre de bits) et la rapidité (en nombre d'échantillons par seconde) doivent faire l'objet d'un compromis<sup>1</sup>.

Des solutions alternatives doivent être recherchées. Une voie prometteuse est celle du traitement analogique de signaux placés sur porteuse optique. Dans ce contexte, les ions de terre rare en matrice cristalline (REIC), bien connus comme matériaux à gain pour les lasers, offrent des propriétés remarquables lorsqu'ils sont refroidis à la température de l'hélium liquide. Combinant une largeur inhomogène de plusieurs dizaines de GHz et une résolution spectrale en général très inférieure à 1 MHz, et capables par ailleurs de mémoriser à l'échelle de la microseconde un profil spectral pendant des temps qui peuvent atteindre plusieurs jours, ces matériaux peuvent être utilisés comme processeurs optiques programmables pour une grande variété d'applications. La figure 1.1 donne un aperçu de ce que peut être un schéma de traitement d'un signal RF par un processeur optique. Le phénomène physique mis en œuvre dans ces applications est le "spectral hole burning" (SHB), ou creusement spectral (voir figure 1.2).

On peut distinguer deux grandes classes de traitement du signal : le traitement de signaux quantiques, et le traitement de signaux classiques. Dans le premier domaine, on vise par exemple à stocker un signal quantique (un photon par exemple) pendant une durée contrôlable (c'est la "mémoire quantique"), ou à manipuler les bits quantiques avec des opérateurs logiques (c'est le "calcul quantique"). Dans le second, les applications incluent des dispositifs d'analyse spectrale large bande instantanée, de retournement temporel

---

1. voir par exemple <http://www.analog.com/en/products/analog-to-digital-converters/high-speed-ad-10msps.html> qui répertorie les convertisseurs analogique-numérique proposés par Analog Devices.

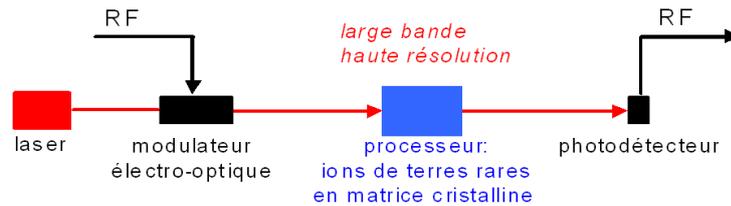


FIGURE 1.1 – Traitement de signal RF sur porteuse optique à l'aide d'un "processeur" basé sur un cristal dopé avec des ions de terre rare. Le cristal est d'abord programmé optiquement, et est ensuite utilisé comme filtre pour le signal à traiter. Le signal à traiter est placé sur porteuse optique par un modulateur pour pouvoir être traité par le processeur, et peut être reconverti dans le domaine radio-fréquence si nécessaire.

pour la focalisation en milieu désordonné, ou le filtrage pour l'imagerie dans les milieux diffusants.

Même si les applications semblent diamétralement opposées, la démarche est similaire. Ainsi, la bande passante est un critère essentiel dans les deux domaines car c'est elle qui détermine la quantité d'information, classique ou quantique, que le dispositif est capable de traiter. La recherche de l'efficacité maximale dans une mémoire quantique rejoint la quête de la meilleure dynamique des filtres classiques. Enfin, le temps de stockage, essentiel pour une mémoire quantique, se retrouve dans la résolution spectrale des filtres classiques. L'équipe se structure alors selon la dichotomie classique/quantique, même si les deux thématiques s'entremêlent et s'enrichissent mutuellement.

C'est dans ce contexte que j'intègre l'équipe Processeurs Atomiques et Moléculaires dans les Solides du Laboratoire Aimé Cotton en 2010, un peu plus d'un an après la disparition brutale d'Ivan Lorgeré, qui menait l'activité sur le traitement de signaux classiques. J'avais préparé ma thèse dans cette même équipe (entre 2005 et 2008), mais sur un sujet lié aux mémoires quantiques. Je rejoins Vianney Damon, alors en fin de thèse, pour réaliser les dernières expériences de démonstration d'un nouveau protocole de mémoire quantique, le ROSE [Damon *et al.*, 2011] (*Revival Of Silenced Echo*, protocole dont on poursuivra le développement dans les années qui suivront [Bonarota *et al.*, 2014, Dajczgewand *et al.*, 2014, 2015, Gerasimov *et al.*, 2017]. Au départ de Vianney je démarre ma ligne de recherche sur le traitement de signaux classiques, en parallèle de l'activité des deux autres membres permanents de l'équipe, Jean-Louis Le Gouët et Thierry Chanelière. L'équipe se structure alors selon la dichotomie classique/quantique, même si les deux thématiques s'entremêlent et s'enrichissent mutuellement.

En 2011, avec Héloïse Linget qui démarre sa thèse dans l'équipe, je mets en place une expérience originale de retournement temporel de signaux optiques dans Er :YSO, basée sur le phénomène d'écho de photon [Linget *et al.*, 2013b]. Cette expérience s'appuie en particulier sur les lasers agiles à  $1.5 \mu\text{m}$  développés par Ivan Lorgeré [Crozatier *et al.*, 2006a] et se situe dans le prolongement des activités passées puisqu'elle peut s'interpréter

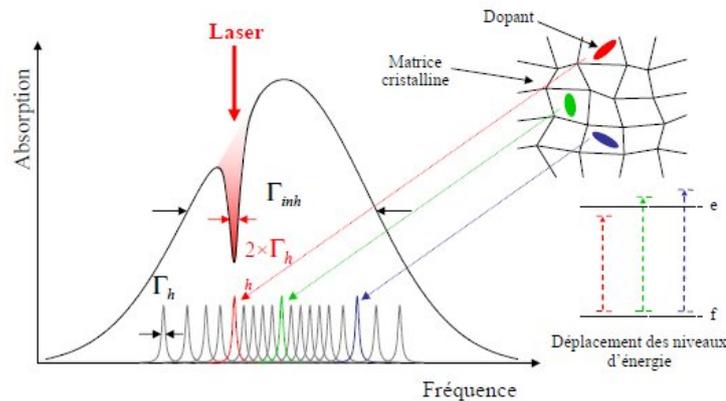


FIGURE 1.2 – Principe du creusement spectral. Lorsqu'un matériau à élargissement inhomogène est illuminé par un rayonnement monochromatique à la fréquence  $\nu_L$ , seuls les centres actifs résonants avec la source lumineuse sont excités. Cette excitation radiative conduit au façonnage d'un trou de largeur  $2\Gamma_h$  à la fréquence  $\nu_L$  dans le profil d'absorption. En régime linéaire, la profondeur du trou ainsi creusé, représentant le nombre de centres actifs excités, est proportionnelle à l'énergie du rayonnement incident. Selon les matériaux à élargissement inhomogène utilisés, ce phénomène peut être permanent (mécanisme photochimique) ou transitoire (transfert de population).

comme une manifestation de la dualité espace-temps, déjà observée dans des cristaux dopés [Ménager *et al.*, 1999, 2001a]. Un lien particulier est observé avec la *camera obscura*, un exemple ancien d'imagerie sans lentille opérant un renversement d'image [Linget *et al.*, 2013a]. Bien que novatrice, l'architecture employée souffre d'une limitation sévère en bande passante, ce qui nous conduit à proposer une nouvelle architecture plus performante plusieurs années plus tard [Louchet-Chauvet, 2018].

Je me consacre alors au projet d'analyseur spectral "arc-en-ciel" conçu une quinzaine d'années auparavant [Ménager *et al.*, 2001b]. Cet analyseur est basé sur un montage d'holographie dans un cristal sélectif en fréquence. Le projet, initié par des financements ESA dès 1998, est alors dans une phase de développement avancé, menée par Loïc Morvan et Perrine Berger à TRT, grâce à un soutien financier de la DGA<sup>2</sup>. Mon équipe au LAC, et celle de Philippe Goldner à l'IRCP (Institut de Recherche de Chimie Paris), y sont associés. En nous inspirant des résultats sur le peigne de fréquence atomique menées dans l'équipe [Bonarota *et al.*, 2011], nous démontrons avec Héloïse Linget que l'application d'un champ magnétique adapté sur le cristal actif de Tm :YAG augmente dramatiquement l'efficacité de diffraction et réduit les contraintes en termes de puissance optique de programmation, sans imposer de limitation en bande passante pour l'analyseur [Linget *et al.*, 2015]. C'est ce que nous décidons d'appeler le régime de "réseaux de spins entrelacés" (*Interlaced Spin Grating*). L'application des réseaux entrelacés à l'analyseur donne immédiatement des résultats très encourageants en termes d'efficacité de diffraction. Pour mieux les comprendre, nous mettons au point avec Yoann Attal, doctorant CIFRE à

2. VALERIAN : Véritables ruptures en composants intégrés pour chaînes hyperfréquences, Plan d'Etudes Amont DGA n°2014 97 0910 00 00 0000, 2014-2018

Thales et au LAC, une méthode de simulation rapide qui prédit la forme des réseaux d'absorption formés dans le cristal par une excitation périodique quelconque, une fois le régime stationnaire atteint [Attal *et al.*, 2018]. L'originalité de cette méthode repose sur la formulation de chaque excitation par une matrice agissant sur les seules populations atomiques, même dans le cas de forts couplages. Nous identifions par ailleurs plusieurs sources de dégradation des réseaux gravés, techniques ou fondamentales, que nous incluons dans le modèle. Ce nouvel outil permet alors d'explorer l'espace des paramètres et de dégager une configuration optimale pour l'analyseur arc-en-ciel [Attal, 2017].

Parallèlement à ce travail, une collaboration prend forme en 2014 avec François Ramaz de l'Institut Langevin et ses doctorants Jean-Baptiste Laudereau suivi de Caroline Venet. L'objectif est de développer un dispositif d'imagerie en milieu diffusant basé sur l'effet acousto-optique et qui s'appuie sur le creusement spectral pour la détection des photons pertinents. Là encore, l'application d'un champ magnétique nous permet d'envisager des dynamiques de détection bien supérieures à l'état de l'art [Louchet-Chauvet *et al.*, 2011b]. L'expérience de principe est montée au LAC [Venet *et al.*, 2018a], en attendant l'acquisition d'un cryostat en circuit fermé qui permettra de la transférer à l'Institut Langevin. Dans ce premier montage, nous utilisons des échantillons diffusants artificiels (à base de gel d'agar-agar). Les résultats encourageants permettent d'envisager une application à l'imagerie *in-vivo* en profondeur dans les tissus, afin de détecter de jeunes tumeurs cancéreuses. Ce projet, financé d'abord par la mission pour l'interdisciplinarité du CNRS<sup>3</sup> puis par l'INSERM<sup>4</sup>, associe également les chercheurs Philippe Goldner et Alban Ferrier de l'IRCP pour les aspects matériaux.

Ces différents axes de recherche sont naturellement soutenus par un effort continu de caractérisation spectroscopique des matériaux utilisés, en l'occurrence  $\text{Tm}^{3+}$ :YAG et  $\text{Er}^{3+}$ :YSO la plupart du temps. Ainsi par exemple, la mesure des durées de vie des populations, des processus de pompage optique, de la durée de vie des cohérences, ou de la diffusion spectrale instantanée sont autant de paramètres cruciaux pour les architectures envisagées. D'un point de vue plus fondamental, ces études nous permettent de comprendre l'effet de l'environnement sur les propriétés des ions de terre rare [Ahlefeldt *et al.*, 2015, Car *et al.*, 2018a,b].

Autour de 2015, A. Ferrier et P. Goldner proposent d'ajouter du désordre de façon contrôlée dans les cristaux dopés aux ions de terre rare par le biais d'un codopage. L'objectif est double : il s'agit à la fois d'augmenter la largeur inhomogène, mais aussi d'inhiber par le désordre les processus de décohérence, ce qui permettrait d'augmenter à la fois la

---

3. SMIG : sonde multimodale pour l'imagerie acousto-optique à grande profondeur, contrat PDIL 2016-SMIG-A.CHAUVET.

4. MALT : Multi-wave Acousto-optic imaging in Living Tissues. Plan Cancer 2016/BDCR/LM/MVK, 2016-2019.

bande passante et la résolution dans le cas du traitement classique, ou la bande passante et le temps de stockage dans le cas des mémoires quantiques. Ce projet est soutenu par une ANR internationale, auxquels Charles Thiel et Rufus Cone (Montana State University) sont associés<sup>5</sup>. Nous démontrons alors une augmentation d'un facteur 50 de la largeur inhomogène de Er :YSO, avec peu d'effet sur le  $T_2$ , grâce à l'ajout de 1% d'ions scandium [Welinski *et al.*, 2017]. Nous nous intéressons également à l'ajout d'ions scandium dans un cristal de Tm :YAG, pour les applications d'analyse spectrale large bande. En particulier, l'étude de céramiques opaques, bien plus simples et rapides à produire, permet d'explorer aisément les paramètres de composition [Ferrier *et al.*, 2017].

Dans ce manuscrit, je déclinerai mes travaux sur le traitement de signaux classiques selon trois parties correspondant aux différentes architectures et applications considérées. Le premier chapitre portera sur l'analyse spectrale large bande instantanée (chapitre 2), le second sur le retournement temporel (chapitre 3), et le troisième sur le filtrage pour l'imagerie dans les milieux diffusants (chapitre 4). Les études spectroscopiques de cristaux ou céramiques dopées aux ions de terre rare seront exposées au fur et à mesure lorsque cela sera pertinent. Les travaux de recherche que j'ai abordés en thèse ainsi que pendant mes deux séjours port-doctoraux seront quant à eux décrits en annexe.

---

5. DISCRYS : Suppressing decoherence in crystals through controlled structural disorder, contrat ANR 14-CE26-0037-01, 2014-2017



# Chapitre 2

## Analyse spectrale de signaux radio-fréquence

Dans le contexte de la détection de signaux radar, et en particulier de la guerre électronique<sup>1</sup>, le spectre électromagnétique utile est de plus en plus large, et les signaux de plus en plus complexes. Ils peuvent être répartis sur plusieurs dizaines de GHz, sous forme d'impulsions de quelques centaines de  $\mu\text{s}$ , ou effectuant des sauts de fréquences. La surveillance en temps réel de la totalité du spectre RF ne peut alors se faire avec un analyseur spectral conventionnel à balayage car une grande partie des signaux ne serait pas détectée. Pour atteindre une probabilité d'interception de 100%, il faut un dispositif dont la bande passante *instantanée* couvre la totalité de la bande d'analyse. Les analyseurs spectraux numériques les plus perfectionnés ne le permettent pas, en particulier à cause de l'étape de conversion analogique-numérique qui génère un volume de données considérable et dont la dynamique est limitée, et de la puissance de calcul requise pour le calcul de la FFT.

Plusieurs solutions tout-analogiques existent. Parmi elles, on peut citer des dispositifs purement radio-fréquences, comme l'analyseur à batterie de filtres ou l'autocorrélateur, mais aussi des solutions hybrides comme l'analyseur acousto-optique, ou l'analyseur à ondes acoustiques de surface. On pourra trouver une description de ces différents appareils par exemple dans la thèse de Guillaume Gorju [Gorju, 2007]. Certains de ces dispositifs ont une excellente dynamique (jusqu'à 60 dB pour la batterie de filtres par exemple), mais celle-ci est généralement atteinte au prix d'une bande passante limitée à quelques GHz.

Les cristaux dopés aux ions de terre rare, de par leur largeur inhomogène de plusieurs dizaines de GHz et leur largeur homogène inférieure au MHz, ont permis de développer plusieurs architectures alternatives et compétitives pour l'analyse spectrale large bande instantanée de signaux radio-fréquence. Ces architectures reposent sur la transposition dans le domaine optique des signaux radio-fréquence.

---

1. [http://fr.wikipedia.org/wiki/Guerre\\_électronique](http://fr.wikipedia.org/wiki/Guerre_électronique)

## 2.1 L'analyse spectrale dans des cristaux dopés

On peut distinguer deux grandes familles d'architectures pour le traitement du signal dans les cristaux dopés : les architectures de type "mémoire" où le signal est stocké dans une mémoire tampon avant d'être relu, et celles de type "processeur" où c'est la fonction qui est enregistrée. Dans ce qui suit je présente brièvement deux architectures d'analyse spectrale : l'architecture photographique, qui appartient à la famille "mémoire", et l'architecture arc-en-ciel, qui appartient à la famille "processeur".

### 2.1.1 Analyseur photographique et holographique

L'analyseur photographique est une architecture qui utilise le hole-burning spectral pour enregistrer le signal à analyser directement dans le profil d'absorption d'un cristal dopé aux ions de terre rare. Son principe est schématisé dans la Figure 2.1. Lorsque le cristal est illuminé par un faisceau portant le signal RF, l'absorption pour chaque classe spectrale d'ions est modifiée en fonction de la densité spectrale de puissance à la fréquence correspondante. Cette modification de l'absorption persiste pendant un temps correspondant à la durée de vie des populations atomiques. Avant l'effacement de la structure gravée, on vient relire le spectre d'absorption grâce à un faisceau peu intense balayé en fréquence. En détectant avec une photodiode le signal transmis, on obtient le spectre du signal RF projeté dans le temps. Un algorithme numérique est toutefois nécessaire pour s'affranchir des effets de résonance consécutifs à une lecture rapide [Chang *et al.*, 2005, Oberto *et al.*, 2018]. Cette architecture a été proposée conjointement par les équipes de K. Wagner et de W. R. Babbitt [Schlottau *et al.*, 2005, Colice *et al.*, 2006], puis étudiée au LAC [Gorju, 2007]. Sa force réside dans la simplicité de sa mise en œuvre. Il permet d'atteindre une probabilité d'interception de 100 %, et une bande passante de plusieurs GHz associée à une résolution spectrale de 1 MHz.

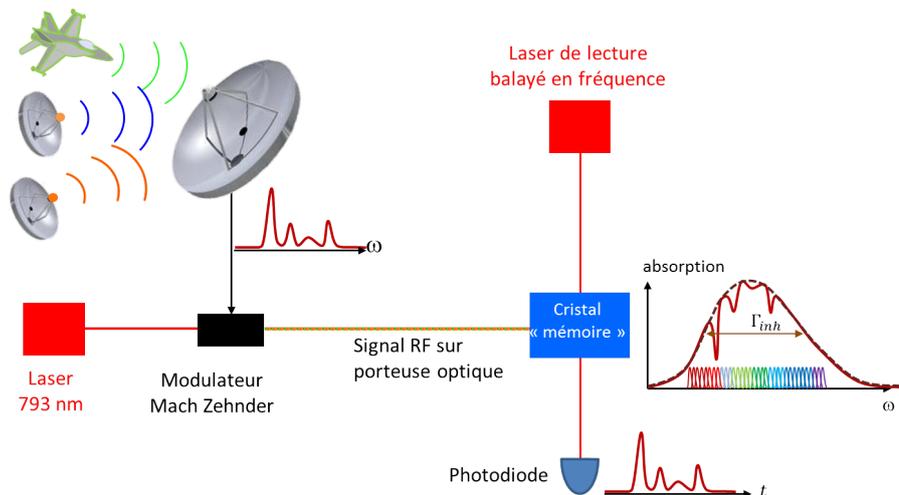


FIGURE 2.1 – Schéma de principe de l'analyseur photographique

Une variante de l'analyseur photographique consiste à réaliser un montage holographique, en envoyant simultanément deux faisceaux portant le signal à analyser dans le

cristal sélectif en fréquence, de façon à enregistrer l'information sous forme de réseaux spatiaux gravés uniquement aux fréquences du signal à analyser. Le champ de lecture balayé en fréquence est, lui, envoyé sur un seul faisceau. Le champ diffracté portant le spectre du signal radio-fréquence est émis dans une autre direction, ce qui permet une détection sur fond noir, et donc une meilleure dynamique de mesure [Gorju *et al.*, 2007].

L'architecture photographique est à la base du démonstrateur développé par la société S2Corp<sup>2</sup> et le Spectrum Lab<sup>3</sup> de l'université de Montana. Le matériau utilisé pour cette application est le  $\text{Tm}^{3+}$  :YAG, qui combine un élargissement inhomogène de 20 GHz, une largeur homogène de quelques kHz, et une longueur d'onde accessible aux lasers à diode. D'autres matériaux comme le Tm :LuYAG sont à l'étude pour atteindre des bandes passantes bien supérieures [Sun, 2005]. C'est le démonstrateur le plus proche d'une utilisation sur le terrain à l'heure actuelle. Ses performances sont impressionnantes : une résolution temporelle de 0,2 ms, une dynamique de 62 dB, une bande passante d'analyse de 20 GHz, et une résolution spectrale inférieure au MHz, avec une probabilité d'interception de 100% [Babbitt *et al.*, 2014].

Notons que l'architecture photographique a également été démontrée à la longueur d'onde télécom dans un cristal dopé avec des ions erbium et europium (les ions europium servant à ajouter du désordre dans la matrice cristalline et donc à augmenter l'élargissement inhomogène de la raie de l'erbium [Böttger *et al.*, 2008]), sur une bande passante supérieure à 5 GHz [Babbitt *et al.*, 2014].

### 2.1.2 Analyseur spectral à projection spatiale, ou "arc-en-ciel"

Le principe de l'analyseur spectral "arc-en-ciel" a été imaginé et démontré au LAC [Ménager *et al.*, 2001b, Lavielle *et al.*, 2003] : on programme le cristal actif en y inscrivant une famille de réseaux de diffraction qui sont susceptibles de séparer angulairement (à la manière d'un arc-en-ciel) les composantes spectrales d'un signal RF placé sur porteuse optique. Une caméra placée en sortie détecte alors les différentes composantes spectrales (voir Figures 2.2 et 2.3). En utilisant la configuration non coplanaire "boxcars" [Shirley *et al.*, 1980], on évite les temps morts liés à la programmation et le signal incident peut être envoyé en continu dans le dispositif, en même temps que les impulsions de rafraîchissement des réseaux. Une telle architecture permet d'obtenir instantanément le spectre d'un signal large bande, avec une probabilité d'interception de 100% et un temps d'accès de l'ordre de la  $\mu\text{s}$ . Là aussi, le matériau utilisé pour cette application est le  $\text{Tm}^{3+}$  :YAG.

Un démonstrateur de l'analyseur spectral arc-en-ciel est développé dans les locaux de Thales Research and Technology à Palaiseau, en étroite collaboration avec le LAC. Le projet est fortement soutenu par la DGA depuis une dizaine d'années. Les résultats sont déjà encourageants : la bande passante peut atteindre 20 GHz, la résolution est de 50 MHz, soit 400 canaux d'analyse, avec une possibilité de zoom sur une bande spectrale réduite. La résolution ultime permise par le cristal de Tm :YAG est inférieure au MHz, mais dans l'architecture arc-en-ciel, c'est la diffraction qui limite le nombre de canaux spectraux.

---

2. <http://www.s2corporation.com/>

3. <http://www.spectrum.montana.edu/>

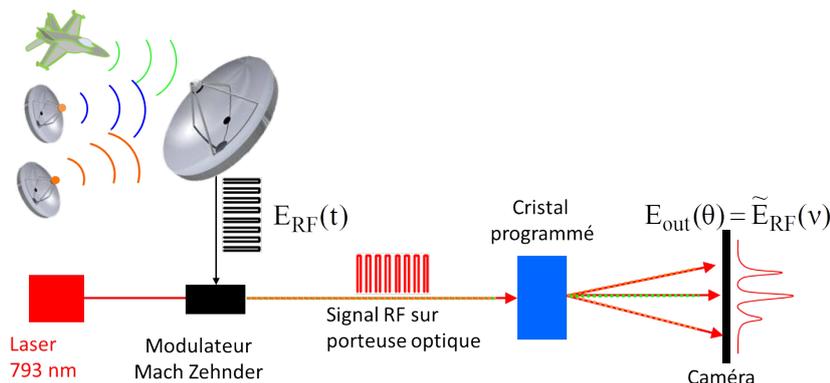


FIGURE 2.2 – Schéma de principe de l'analyseur arc-en-ciel développé par le LAC et TRT.

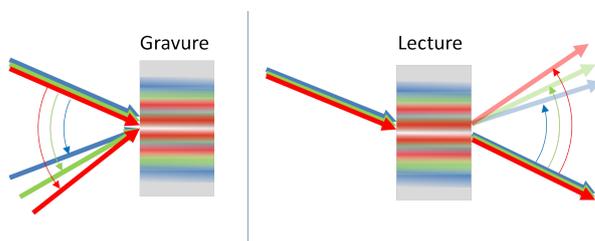


FIGURE 2.3 – Etapes de programmation et de lecture pour l'analyseur arc-en-ciel. Programmation : une série de réseaux est gravée par hole-burning spectral, avec une bijection fréquence - angle. Lecture : un signal RF sur porteuse optique illumine le cristal ainsi préparé. Chaque réseau diffracte le faisceau incident selon sa fréquence dans la direction qui lui est propre. Les composantes spectrales du faisceau incident sont séparées angulairement.

Parallèlement à ce travail de développement, j'ai mené depuis mon arrivée au LAC une activité de recherche plus fondamentale pour améliorer les performances de l'analyseur arc-en-ciel. Cette activité, à la fois théorique et expérimentale, met à profit l'expérience acquise par l'équipe "PAMS" en matière de spectroscopie et de stockage d'information quantique et sera détaillée dans la partie 2.2. Je montrerai ensuite comment ces travaux permettent de mieux comprendre la formation des réseaux de diffraction et d'optimiser les performances du démonstrateur dans la partie 2.3. Dans la partie 2.4, je présenterai le travail réalisé en partenariat avec l'IRCP pour ce qui concerne l'optimisation du cristal utilisé, dans le but repousser les limites de performances du démonstrateur. Enfin, je donnerai quelques perspectives de développement avancé de l'analyseur qui vont au-delà de l'application d'analyse spectrale.

## 2.2 Etude fondamentale de l'analyseur arc-en-ciel

Les études fondamentales dont il est question dans ce paragraphe ont été réalisées dans le cadre des thèses d'Héloïse Linget [Linget, 2017] et de Yoann Attal [Attal, 2017].

### 2.2.1 Réseau spatial et spectro-spatial

Plaçons un cristal sélectif en fréquence dans le volume d'intersection de deux faisceaux monochromatiques se propageant dans les directions  $\vec{k}_1$  et  $\vec{k}_2$ . Il se forme alors, dans les franges brillantes de la figure d'interférence, un trou spectral. La forme du trou est donnée, au premier ordre, par la densité spectrale de puissance du laser utilisé pour creuser, via la définition du taux de pompage :

$$R(\vec{r}, \nu) = \left| \tilde{\Omega}(\vec{r}, \nu) \right|^2 \otimes \mathcal{L}_\Gamma(\nu) \quad (2.1)$$

où  $\tilde{\Omega}$  désigne la transformée de Fourier de la pulsation de Rabi associée à la somme des deux champs de programmation, et  $\mathcal{L}_\Gamma(\nu)$  désigne la lorentzienne de largeur  $\Gamma$ , la largeur homogène. A la fréquence de l'excitation, on observe un réseau spatial d'absorption. Lors de la phase de lecture, deux faisceaux diffractés sont produits, déviés angulairement de  $\pm \vec{K} = \pm(\vec{k}_2 - \vec{k}_1)$ .

En introduisant un retard  $t_{12}$  entre les deux faisceaux de programmation, l'absorption acquiert un profil périodique par rapport à la variable spectro-spatiale  $\phi$  :

$$\phi = \omega t_{12} - \vec{K} \cdot \vec{r} \quad (2.2)$$

Un réseau spectro-spatial effectue une diffraction à la fois angulaire et temporelle. Les deux ordres de diffraction sont affectés pour l'un d'un retard  $t_{12}$  et d'une déviation  $\vec{K}$ , et pour l'autre d'un retard  $-t_{12}$  et d'une déviation  $-\vec{K}$ . Ce dernier est émis *avant* le signal qui lui a donné naissance, ce qui viole le principe de causalité. L'intensité du faisceau diffracté retardé est alors augmentée d'un facteur 4.

De plus, l'introduction d'un retard permet également d'améliorer dramatiquement la résolution spectrale de l'analyseur [Lorgeré *et al.*, 2002]. La fonction d'appareil, qui caractérise la réponse d'un dispositif, a une forme lorentzienne pour un retard  $t_{12}$  nul. Quand on augmente le retard, cette fonction d'appareil se déforme progressivement jusqu'à avoir une forme quasi-gaussienne dont les ailes peuvent être plusieurs dizaines de dB inférieures à la réponse au centre (voir Figure 2.4).

### 2.2.2 Utilisation des niveaux Zeeman : réseaux entrelacés

Les 400 canaux d'analyse correspondent à autant de réseaux spectro-spatiaux qui coexistent dans le cristal, et dont la durée de vie est fixée par la durée de vie des trous. Dans la version primitive de l'analyseur [Lavielle *et al.*, 2003], le profil d'absorption est modifié en stockant les atomes indésirables dans un niveau dit "métastable", dont la durée de vie est d'une dizaine de millisecondes. Les structures gravées doivent donc être entretenues sur l'ensemble de la bande inhomogène (20 GHz), au moins toutes les 10 ms. Cela représente une puissance optique moyenne de programmation de plusieurs centaines de mW, ce qui n'est pas tenable dans une machine à froid en circuit fermé où la puissance de froid est de l'ordre de la centaine de milliwatts. Par ailleurs, l'efficacité de diffraction ne pourra dépasser 1% dans cette configuration. En effet, en accumulant la programmation des réseaux pour augmenter leur profondeur, on augmente la largeur des trous par saturation,

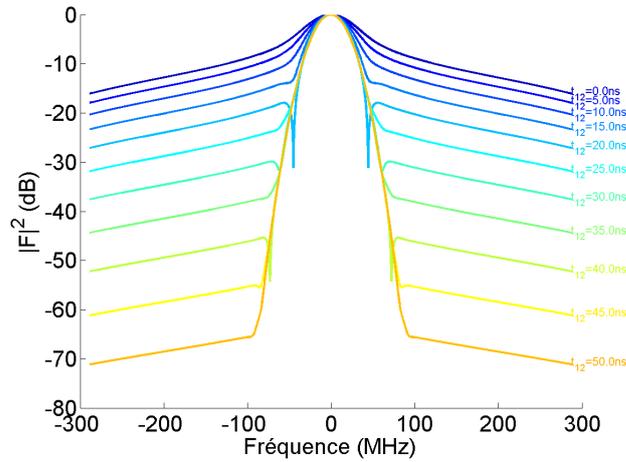


FIGURE 2.4 – Fonction d’appareil d’un canal de l’analyseur arc-en-ciel pour différents retards  $t_{12}$  entre les faisceaux de programmation (voir [Lorgeré *et al.*, 2002] pour un calcul détaillé). La sélectivité spectrale de l’analyseur est d’autant meilleure que le retard des faisceaux de programmation est grand. On suppose ici un waist des faisceaux de programmation  $w_x = 1,5$  mm, un intervalle de balayage angulaire de  $\Delta\theta = 260$  mrad, et un intervalle de balayage fréquentiel de  $\Delta\nu = 20$  GHz.

ce qui affine les pics d’absorption. L’absorption moyenne va alors chuter, ce qui réduira *in fine* l’efficacité de diffraction.

En utilisant des niveaux de stockage de durée de vie plus longue, on peut ralentir la cadence du rafraîchissement et utiliser des puissances optiques plus faibles. Il est naturel de se tourner vers les sous-niveaux Zeeman de l’état fondamental qui ont une durée de vie qui peut atteindre plusieurs minutes, selon la température et le champ magnétique appliqué. Or, à chaque fois que l’on creuse un trou spectral dans un cristal dopé Tm sous champ magnétique, la présence de deux sous-niveaux dans l’état fondamental et dans l’état excité entraîne l’apparition de structures latérales, des trous et des antitrous (où l’absorption est augmentée), symétriques par rapport au trou creusé. La position de ces trous et antitrous sont des combinaisons des éclatements Zeeman  $\Delta_g$  et  $\Delta_e$ . De même, si l’on grave un réseau, des répliques inversées de ce réseau (ou "anti-réseaux") vont apparaître de part et d’autre du réseau central. L’utilisation des niveaux Zeeman (distants de seulement quelques MHz) semble donc à première vue incompatible avec l’existence d’une structure périodique dans l’espace des fréquences sur une largeur spectrale de 20 GHz. Cette question a déjà été abordée dans le contexte des mémoires quantiques, en particulier concernant le protocole AFC<sup>4</sup>.

Des travaux antérieurs dans l’équipe ont mis en évidence la possibilité de créer un réseau spectral sur une bande de 1 GHz malgré un écart entre les niveaux de stockage de

4. AFC : Atomic Frequency Comb, ou peigne de fréquences atomique. Ce protocole, imaginé par Mikael Afzelius de l’Université de Genève [Afzelius *et al.*, 2009] et démontré et optimisé dans le Tm :YAG au Laboratoire Aimé Cotton [Chanelière *et al.*, 2010, Bonarota *et al.*, 2010], consiste à créer une structure périodique dans le profil spectral d’absorption d’un matériau sélectif en fréquence, afin d’infliger un retard à un signal quantique. Avant la réémission du signal, l’excitation est transférée à un état de superposition de spins afin de permettre un stockage plus long et une réémission à la demande.

l'ordre du MHz [Bonarota *et al.*, 2011]. Pour que l'éclatement hyperfin ne soit pas une limite pour la largeur spectrale du réseau, il suffit de faire en sorte que les anti-réseaux principaux décalés de  $\pm(\Delta_g - \Delta_e)$  coïncident de façon constructive avec le réseau central. Ainsi, ces réseaux peuvent se superposer sans s'annuler. Cela suppose d'adapter le champ magnétique de façon que  $(\Delta_g - \Delta_e)$  soit égal à la moitié de la période spectrale du réseau, soit :

$$\Delta_g - \Delta_e = \frac{1}{2t_{12}} \quad (2.3)$$

Le phénomène de saturation (qui pose problème dans le cas du stockage dans l'état métastable) disparaît car lorsque les trous du réseaux s'élargissent, les anti-trous s'élargissent également. Finalement, le réseau a une absorption moyenne identique à celle du cristal non gravé, et un contraste quasiment idéal. Nous avons appelé ce schéma *Interlaced Spin Grating* (ISG) [Linget *et al.*, 2015]. C'est en effet un réseau de spin car les atomes sont répartis de façon périodique dans les deux sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental. Les niveaux excités ne sont en principe pas peuplés. La notion d'entrelacement fait référence à la superposition du réseaux et de ses anti-réseaux.

### 2.2.3 Efficacité de diffraction : modèle simple

En régime d'accumulation, les faisceaux de programmation subissent eux-mêmes une diffraction lors de leur propagation dans le cristal, et les faisceaux diffractés viennent contribuer à leur tour à la programmation. Si l'angle entre les faisceaux de programmation est nul, on est dans le cas d'un réseau spectral, et tous les ordres de diffraction se superposent aux faisceaux de programmation. En condition de pompage faible, le taux de pompage est une fonction sinusoïdale de la fréquence à l'entrée dans le cristal. A cause de l'apparition des ordres supérieurs de diffraction, il se déforme à mesure que les faisceaux pénètrent dans le cristal, et s'approche asymptotiquement d'une forme rectangulaire, qui est particulièrement favorable en termes d'efficacité de diffraction [Bonarota *et al.*, 2010]. A l'aide d'un modèle simple basé sur des équations de taux qui suppose une excitation en champ faible, nous avons évalué l'efficacité de diffraction maximale théorique de 18,3 % pour une opacité initiale  $\alpha_0 L = 2$  (voir Figure 2.5) [Linget *et al.*, 2015]. C'est bien plus élevé que la valeur maximale de 2 % que l'on peut atteindre en l'absence de champ magnétique.

Venons-en à présent aux réseaux spectro-spatiaux. L'entrelacement des réseaux dans leur dimension spectrale est encore possible. On considère que les faisceaux de programmation font un angle  $\theta$ . La diffraction des faisceaux de programmation sur le réseau spectro-spatial donne naissance à des ordres de diffraction séparés angulairement et temporellement. Lorsque l'angle  $\theta$  est suffisamment petit, la condition d'accord de phase qui permet à un rayonnement de se propager peut être satisfaite pour un grand nombre d'ordres de diffraction. Cette condition d'accord de phase impose que les dipôles atomiques émettent en phase avec le champ émis sur toute la longueur du cristal  $L$ . Cette condition se traduit par :

$$\theta \ll \sqrt{\frac{\lambda}{2L}} \quad (2.4)$$

On est alors dans une situation équivalente à celle du réseau purement spectral. Le taux

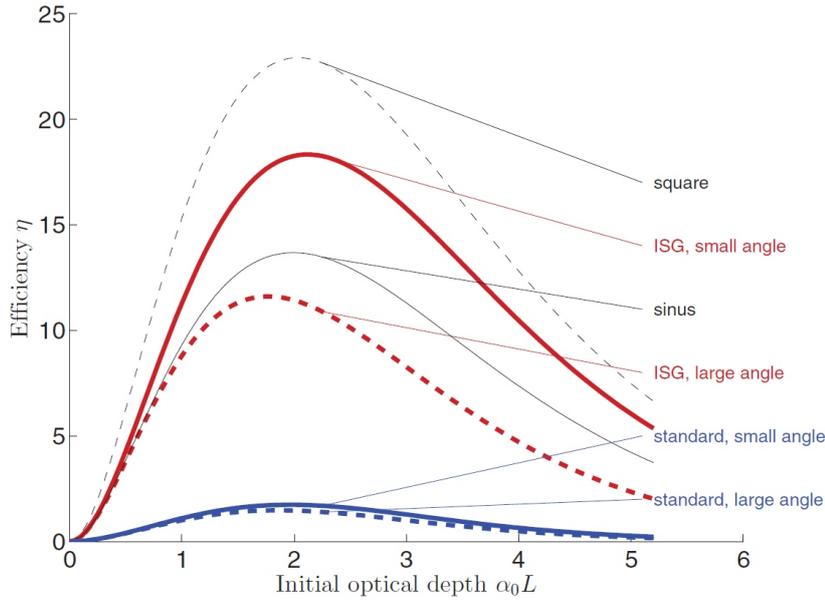


FIGURE 2.5 – Calcul de l'efficacité (en %) de différentes sortes de réseaux spectro-spatiaux [Linget *et al.*, 2015]. "standard" : sans champ magnétique, les atomes sont stockés dans l'état métastable. "ISG" : sous champ magnétique, dans la configuration des réseaux entrelacés.

de pompage, fonction de la variable spectro-spatiale  $\omega t_{12} - \vec{K} \cdot \vec{r}$ , évolue à mesure de la propagation dans le cristal, et à partir d'une forme sinusoïdale tend vers une forme rectangulaire.

Si l'angle  $\theta$  est trop élevé, les conditions d'accord de phase ne sont pas respectées. La production d'ordres élevés de diffraction est interdite. Le profil de la programmation demeure sinusoïdal, et seul son contraste varie. L'efficacité de diffraction culmine alors à 11,6 % pour  $\alpha_0 L = 1,8$ .

Afin de valider ce travail, nous avons mis au point une expérience pour mesurer l'efficacité de diffraction d'un réseau spectro-spatial en configuration ISG [Linget *et al.*, 2015]. Nous avons observé que l'efficacité de diffraction atteint 11 % si les deux faisceaux de programmation sont colinéaires. Nous avons aussi observé, comme prévu, une dégradation de l'efficacité lorsque l'angle dépasse la valeur  $\sqrt{\frac{\lambda}{2L}}$ , qui dans notre cas valait 12,6 mrad (voir Figure 2.6). En régime de grand angle, qui correspond à la situation de l'analyseur arc-en-ciel, nous mesurons une efficacité maximale de 6,3%. Cette valeur ne doit pas évoluer si l'angle augmente encore, à moins d'un mauvais recouvrement des faisceaux.

## 2.2.4 Efficacité de diffraction : modèle complet

Dans le paragraphe précédent, nous avons démontré l'intérêt de se placer en configuration de réseaux de spin entrelacés. L'évaluation de l'efficacité de diffraction proposée est cependant très incomplète car de nombreuses hypothèses qui la sous-tendent ne correspondent pas à la réalité de l'analyseur spectral. En effet, notre analyse est restreinte à un régime de programmation en champ faible, et à des faisceaux monochromatiques et fixes.

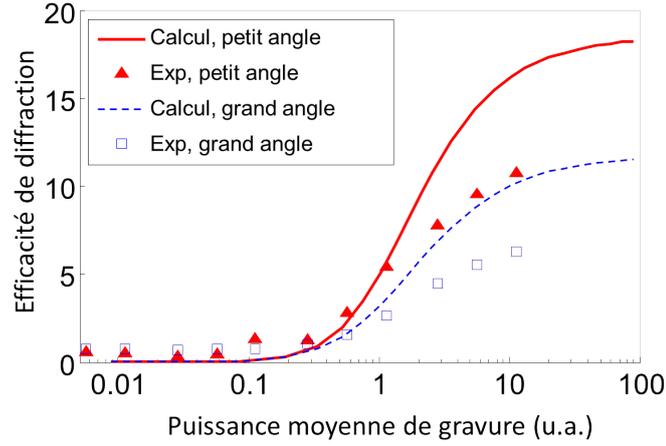


FIGURE 2.6 – Mesure de l’efficacité de diffraction de réseaux de spin entrelacés (ISG) spectro-spatiaux [Linget *et al.*, 2015]. Dans cette expérience, les faisceaux de programmation sont à angle et fréquence fixe.

Pour pouvoir s’approcher des conditions de l’analyseur, nous avons proposé un modèle plus complet [Attal *et al.*, 2018], inspiré des travaux de Hesselink et Wiersma sur les échos de photons accumulés [Hesselink and Wiersma, 1979, de Vries and Wiersma, 1984]. Dans notre modèle, nous linéarisons l’effet d’un cycle de programmation sur les populations des  $N_L$  niveaux d’énergie du système atomique considéré. Chaque cycle est composé d’une étape d’excitation (de durée  $\tau$ ) et d’une étape de relaxation (de durée  $T_R$ ). Du point de vue des populations, l’étape de relaxation s’écrit sous forme d’un système différentiel linéaire à coefficients constants, ce qui s’exprime par un produit matriciel sur le vecteur de population  $\Psi = (n_1; n_2; \dots n_{N_L})$  :

$$\Psi_{n+1}^{(-)} = e^{T_R K} \Psi_n^{(+)} = A_R \Psi_n^{(+)} \quad (2.5)$$

où  $\Psi_{n+1}^{(-)}$  désigne le vecteur de population juste avant la  $(n+1)$ -ième excitation et  $\Psi_n^{(+)}$  désigne le vecteur de population juste après la  $n$ -ième excitation.  $K$  est une matrice carrée de taille  $N_L$  dont les coefficients font intervenir les taux de relaxation et les taux de branchement du système atomique. L’étape d’excitation s’écrit au moyen des équations de Bloch optiques [Allen and Eberly, 1987] qui font intervenir les cohérences atomiques, et ne se résolvent pas facilement dans le cas général. La méthode proposée consiste à résoudre numériquement les équations de Bloch optiques à partir d’un état de population initial  $(n_1; n_2; \dots n_{N_L})$  pour une seule étape d’excitation, et à exprimer son action sous forme d’un taux de transfert de population  $\Pi_{ij}$  à effet instantané :

$$n_i^{(+)} - n_i^{(-)} = - \sum_{j=1}^{N_L} \frac{\Pi_{ij}}{2} (n_i^{(-)} - n_j^{(-)}) \quad (2.6)$$

L’excitation agit aussi sur les cohérences, mais on fait l’hypothèse que l’étape de relaxation est suffisamment longue pour que les cohérences atomiques créées disparaissent pendant l’étape de relaxation ( $T_R \gg T_2$ ). Avec ce taux de transfert, on peut définir une matrice

de transfert  $M_{\Pi}$  telle que

$$\Psi_n^{(+)} = M_{\Pi} \Psi_n^{(-)} \quad (2.7)$$

Comme les taux de transferts sont obtenus à partir d'une résolution numérique des équations de Bloch optique, ce formalisme n'est pas restreint à des excitations particulières. Il est adapté à toute forme temporelle et spectrale du champ exciteur, sans limitation de puissance, et permet de rendre compte d'éventuels effets cohérents. L'effet d'un cycle de programmation est ainsi décrit par le produit  $A_R M_{\Pi}$ . L'état stationnaire des populations  $\Phi_{\infty}$  est le vecteur propre de  $A_R M_{\Pi}$  dont la valeur propre associée est 1. La recherche de l'état stationnaire est donc très rapide car elle ne nécessite pas de simuler l'effet d'un grand nombre d'excitations.

Notre méthode permet de connaître l'état stationnaire des populations dans un milieu optiquement épais. Pour cela, le milieu atomique est découpé en tranches de faible épaisseur optique. L'état stationnaire est calculé numériquement pour la tranche initiale, puis le champ incident sur la tranche suivante s'obtient grâce à l'équation de propagation

$$\Delta E + k^2 \left( 1 - \frac{i}{k} (1 + i\mathcal{H}) \alpha(\nu, z) \right) E = 0, \quad (2.8)$$

où  $\mathcal{H}$  désigne la transformée de Hilbert et le coefficient d'absorption  $\alpha(\nu, z)$  s'obtient à partir des populations atomiques de la tranche  $z$ . L'équation 2.8 indique que le champ transmis à travers le milieu atomique est déformé en amplitude et en phase, ce qui devrait imposer une nouvelle résolution numérique des équations de Bloch afin d'en déduire les taux de transfert  $\Pi_{ij}$  dans la tranche suivante. Or, dans notre cas, du fait de la faible efficacité de diffraction, le spectre du champ exciteur est globalement préservé, avec une amplitude qui dépend de la profondeur dans le cristal selon l'équation :

$$\frac{\partial |E(\nu, \vec{r})|^2}{\partial z} + \alpha(\nu, \vec{r}) |E(\nu, \vec{r})|^2 = 0, \quad (2.9)$$

Notre modèle comporte trois limitations :

- une limitation géométrique : dans le cas d'un milieu optiquement épais, on veut pouvoir définir un axe moyen de propagation du champ exciteur. Ceci restreint les configurations d'excitation à des faisceaux quasi-copropageants.
- une limitation temporelle sur la séquence d'excitation : la séquence doit consister en une alternance périodique d'excitation et de relaxation. L'étape de relaxation doit avoir une durée  $T_R$  permettant la disparition complète des cohérences atomiques.
- une limitation à des efficacités de diffraction petites.

Il n'est pas restreint à la programmation de réseaux spectro-spatiaux périodiques. Il s'applique à de nombreux protocoles dans lesquels on souhaite modifier de façon stationnaire le profil d'absorption : c'est le cas par exemple des peignes de fréquence atomiques [Afzelius *et al.*, 2009], des réseaux spectraux à pas variable dans les architectures de transformée de Fourier par projection temporelle [Crozatier *et al.*, 2004] et de renversement temporel [Linget *et al.*, 2013b]. Il s'applique aussi aux expériences où la forme programmée n'est formée que d'un trou spectral, ce qui est utilisé dans différentes architectures telles que les mémoires quantiques basées sur la lumière lente [Kutluer *et al.*, 2016], la stabilisation de lasers [Cook *et al.*, 2015, Tay *et al.*, 2013], ou encore l'imagerie en milieu diffusant [Li *et al.*, 2008a]. Nous en ferons justement usage dans le chapitre 4 de ce manuscrit.

### 2.2.5 Mécanisme de pompage optique

La programmation des réseaux de diffraction est réalisée par accumulation des impulsions de programmation. Dans le Tm :YAG, cette accumulation se fait par le cyclage des atomes dans le système de niveaux représenté dans la Figure 2.7. Les atomes sont pompés depuis l'un des niveaux fondamentaux, par exemple  $|g_2\rangle$ , vers l'état excité de même spin  $|e_2\rangle$ . Depuis ce niveau excité, les atomes retombent vers les niveaux fondamentaux, soit directement, soit en passant par le niveau métastable  $|m\rangle$ . Le réseau se construit donc petit à petit, par excitations et relaxations successives. Le réseau s'efface ensuite progressivement à mesure que les atomes retrouvent une équirépartition entre les sous-niveaux  $|g_1\rangle$  et  $|g_2\rangle$ .

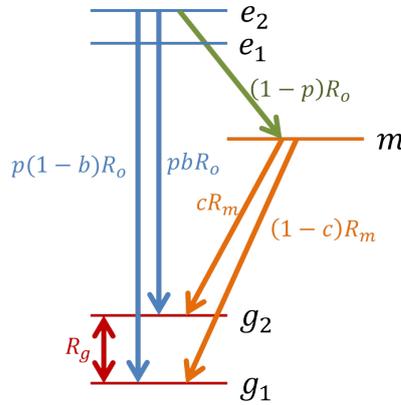


FIGURE 2.7 – Système de niveaux du Tm :YAG sous champ magnétique et mécanisme de relaxation depuis l'état excité  $|e_2\rangle$ .

Les différents paramètres de ce mécanisme, c'est-à-dire non seulement les taux de désexcitations  $R_o$ ,  $R_m$  et  $R_g$ , mais aussi les branchements  $p$ ,  $b$  et  $c$ , influent grandement sur l'efficacité de l'accumulation de la programmation. Les taux de relaxation agissent sur la durée des cycles de pompage, tandis que les branchements déterminent leur efficacité. Ainsi, une réduction du taux  $R_g$  par rapport à  $R_m$  permet alors d'augmenter le nombre de cycles de pompage optique, et donc d'avoir une programmation plus efficace, à puissance optique moyenne constante. Par ailleurs, les transitions optiques qui font basculer le spin sont en général quasiment interdites [de Seze *et al.*, 2006]. Les paramètres  $b$  et  $c$  sont donc proches de 1, ce qui signifie que le transfert de population d'un sous-niveau fondamental à l'autre via les niveaux excités optiquement serait très inefficace, à moins qu'un basculement soit possible lorsque les atomes transitent par l'état métastable  $|m\rangle$ .

Les travaux de I. Zafarullah [Zafarullah, 2008] ont permis d'entrevoir qu'un champ magnétique appliqué dans la direction  $[111]$  donnait des durées de vie des niveaux Zeeman de l'ordre de plusieurs secondes à 4 K. Nous avons mesuré l'aire des trous et antitrous pour cette orientation du champ, après un temps d'attente pouvant varier entre 100  $\mu$ s et 60 s. L'évolution de l'aire du trou central est illustrée dans la Figure 2.8. Les valeurs des différents taux de relaxation et des taux de branchement ont été ensuite obtenus en ajustant aux aires mesurées des trous et antitrous un modèle d'équations de taux explicité dans [Ahlefeldt *et al.*, 2015]. Leurs valeurs sont résumées dans le tableau 2.1.

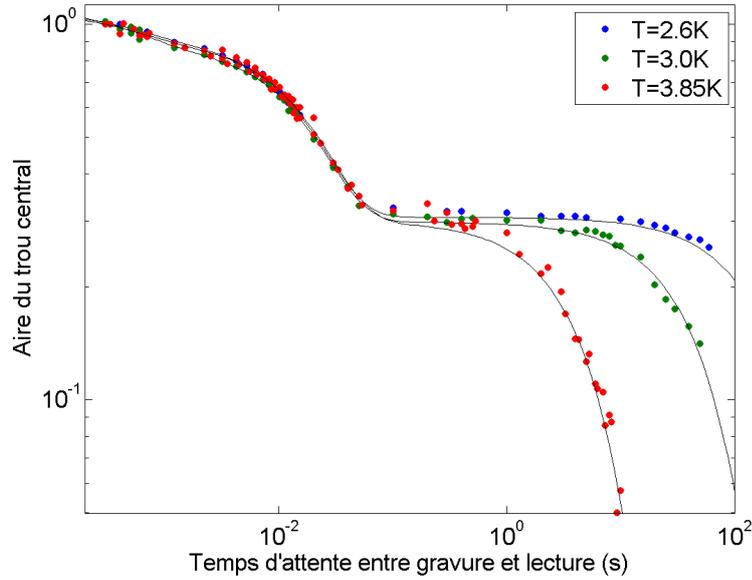


FIGURE 2.8 – Décroissance d’un trou spectral dans  $Tm :YAG$  à différentes températures, pour un champ magnétique de 120 G orienté selon [111]. En noir : sommes de trois exponentielles ajustées aux points expérimentaux.

T	$1/R_o$	$1/R_m$	$1/R_g$	$p$	$b$	$c$
2,6 K	550 $\mu s$	18,3 ms	260 s	0,09	1	0,65
3,0 K	550 $\mu s$	19,2 ms	61 s	0,0	1	0,67
3,85 K	550 $\mu s$	20,1 ms	5,8 s	0,04	1	0,72
4,75 K	550 $\mu s$	17,3 ms	0,48 s	0,04	1	0,89

TABLE 2.1 – Paramètres du pompage optique, pour un champ magnétique de 120 G orienté selon l’axe [111] du YAG, et différentes températures du cristal. Ces paramètres sont obtenus des mesures de décroissance des trous et anti-trous spectraux.

La température n’influe pas sur les taux de relaxation entre niveaux électroniques  $R_o$  et  $R_m$ . En revanche, elle joue un rôle crucial dans la relaxation des sous-niveaux fondamentaux puisque le taux de relaxation  $R_g$  varie de presque deux ordres de grandeur quand la température varie de 1 K (voir Figure 2.9). Une telle sensibilité à la température évoque naturellement l’intervention des phonons dans le processus de relaxation du niveau fondamental. En particulier, les points expérimentaux sont proches du comportement attendu en utilisant le modèle exposé dans [Veissier *et al.*, 2016]. Ce modèle inclut les contributions du processus d’Orbach et du processus direct [Orbach, 1961]. Du point de vue de l’analyseur arc-en-ciel, cette très forte sensibilité de  $R_g$  à la température signifie qu’une légère élévation locale de la température due aux faisceaux de programmation va se traduire par une réduction de la durée de vie des réseaux, et donc par une diminution du contraste des structures programmées dans le profil d’absorption. La stabilité thermique du cristal sera donc cruciale.

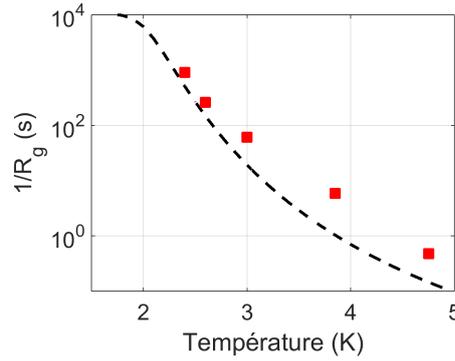


FIGURE 2.9 – Durée de vie des populations dans les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental, sous un champ magnétique de 120 G orienté selon [111]. Carrés : points expérimentaux. Ligne pointillée : modèle incluant les processus direct et d'Orbach, sans ajustement [Veissier *et al.*, 2016].

A partir des taux de branchements  $p$ ,  $b$ , et  $c$  donnés dans le tableau 2.1, nous pouvons détailler le mécanisme de pompage optique à 2,6 K. Pour 100 atomes envoyés dans l'état excité  $|e_2\rangle$ , 9 retombent directement dans le sous-niveau Zeeman fondamental de même spin  $|g_2\rangle$ . Les 91 autres transitent d'abord par le niveau métastable  $|m\rangle$ . Ensuite, parmi ces 91 atomes, 59 retombent dans le niveau fondamental de même spin  $|g_2\rangle$ , et les 32 restants atteignent dans l'autre niveau Zeeman  $|g_1\rangle$ . Ainsi, en un seul cycle de programmation, on fait basculer le spin de 32% des atomes excités.

Selon le modèle de [Veissier *et al.*, 2016], on s'attend à ce que la durée de vie des sous-niveaux fondamentaux varie très peu avec le champ magnétique si celui-ci est inférieur à 1 T. En effet, la contribution du champ magnétique dans l'expression du taux de relaxation  $R_g$  intervient seulement au deuxième ordre. Or, dans cette gamme de champ magnétique, il se produit d'autres phénomènes non liés aux phonons qui perturbent fortement la durée de vie (voir Figure 2.10). On applique toujours un champ orienté selon la direction [111] des axes cristallins. Pour certaines valeurs du champ magnétique (28 G, 56 G, et 84 G) on observe une chute dramatique de cette durée de vie. Ces valeurs correspondent à une coïncidence entre l'éclatement Zeeman nucléaire exacerbé des ions  $\text{Tm}^{3+}$ , et l'éclatement quadrupolaire des ions  $\text{Al}^{3+}$  voisins dans la matrice de YAG [Ahlefeldt *et al.*, 2015]. Pour des valeurs de champ magnétique supérieures à 120 G, soit un éclatement Zeeman dans le niveau fondamental de 4 MHz, la durée de vie des sous-niveaux fondamentaux rejoint l'ordre de grandeur des valeurs prédites par le modèle, avec une légère décroissance, passant de 15 à 8 minutes.

L'étude de la durée de vie des sous-niveaux fondamentaux en fonction de la température et du champ magnétique montre bien l'importance d'une part de maîtriser la température du cristal pendant le fonctionnement du démonstrateur, et d'autre part de bien choisir le champ magnétique appliqué.

### 2.2.6 Diffusion spectrale instantanée

En déplaçant une fraction importante d'atomes dans leur état excité, on modifie l'environnement local des atomes voisins, ce qui déplace légèrement leurs niveaux d'énergie.

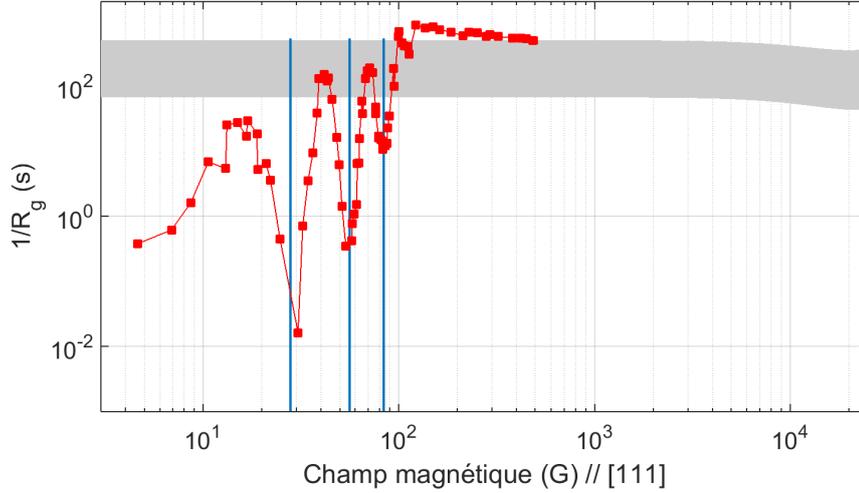


FIGURE 2.10 – Durée de vie des populations dans les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental en fonction du champ magnétique dans la direction [111]. Seuls les ions Tm des sites 1, 3 et 5 sont considérés. Les lignes verticales indiquent les valeurs du champ pour lesquelles l'éclatement Zeeman du niveau fondamental de l'ion Tm coïncide avec l'éclatement quadrupolaire de l'ion Al le plus proche. Les mesures étant effectuées à des températures variant entre 2,4 K et 2,74 K, la durée de vie attendue par le modèle incluant les processus direct et d'Orbach [Veissier *et al.*, 2016] est représentée par une zone grisée. Dans cette orientation du champ magnétique, la différence entre les éclatements Zeeman varie avec le champ magnétique à hauteur de  $(\Delta_g - \Delta_e)/B = 262 \text{ MHz/T}$ .

Ce phénomène, appelé "diffusion spectrale instantanée" (ISD) se manifeste par un élargissement des structures gravées car le déplacement des niveaux d'énergie n'est pas uniforme d'un atome à l'autre [Liu and Cone, 1990]. Il est facile à observer grâce à une expérience d'écho de photons à deux impulsions dans laquelle est insérée une impulsion dite de "brouillage", émise à une fréquence différente des impulsions générant l'écho (voir par exemple [Graf *et al.*, 1998]). On peut représenter l'effet de cet élargissement à l'aide d'une formule empirique faisant intervenir un coefficient d'ISD  $\kappa$  exprimé en  $\text{s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$  :

$$\gamma^* = \gamma + \frac{\kappa}{\pi} \Delta\nu \quad (2.10)$$

où  $\Delta\nu$  est l'intervalle spectral (exprimé en Hz) dans lequel tous les ions ont changé de niveau. Le coefficient  $\kappa$  est défini de la façon suivante par [Dajczgewand *et al.*, 2015] :

$$\kappa = \frac{16\pi^3 n_{exc}}{9\sqrt{3}\pi\gamma_{inh}} A \quad (2.11)$$

où  $n_{exc}$  est le taux de dopage en ions qui participent à l'excitation (sans unité)<sup>5</sup>.  $\gamma_{inh}$  est l'élargissement inhomogène de la transition optique du Tm (en  $\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$  :  $\gamma_{inh} = 2\pi\Gamma_{inh}$ ).  $A$

5. Par exemple, dans le cas du Tm :YAG où le Tm remplace l'yttrium,  $n_{exc} = n_Y C$ , où  $n_Y$  est la concentration en ions  $\text{Y}^{3+}$  (en  $\text{m}^{-3}$ ), et  $C$  est le taux de dopage

est un facteur qui dépend de l'interaction que l'on considère. Ainsi, pour une interaction dipôle-dipôle magnétique,  $A_{mag} = \frac{\mu_0 \hbar}{4\pi} |\Delta\mu_{mag}|^2$ , tandis que pour une interaction dipôle-dipôle électrique,  $A_{el} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} |\Delta\mu_{el}|^2$ .

Dans Er :YSO, l'effet de diffusion spectrale instantanée est bien compris : il est attribué pour un tiers à l'interaction dipôle-dipôle électrique, et pour deux tiers à l'interaction dipôle-dipôle magnétique [Dajczgeward *et al.*, 2015]. On obtient

$$\kappa_{Er} = 8 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1} \quad (2.12)$$

pour une concentration en ions Er de 50 ppm.

Pour ce qui concerne le Tm :YAG, le YAG ayant une symétrie cubique, les ions Tm ne peuvent pas en principe posséder de dipôle électrique permanent. La contribution de l'interaction dipôle-dipôle électrique attendue est donc nulle. Par ailleurs, les ions Tm n'ont pas de spin électronique mais seulement un spin nucléaire, même si sa sensibilité à un champ magnétique externe est exacerbée par le couplage au second ordre entre l'interaction hyperfine et l'effet Zeeman électronique. On s'attend donc à un coefficient bien plus faible que pour l'erbium :

$$\kappa_{Tm} \simeq 4.6 \times 10^{-8} \text{ s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1} \quad (2.13)$$

pour une concentration en ions Tm de 0,5%<sup>6</sup>. Or les premières mesures du coefficient de diffusion spectrale instantanée réalisées dans Tm :YAG ont révélé un effet du même ordre de grandeur que pour l'erbium, soit 4 ordres de grandeur plus grand qu'attendu [Thiel *et al.*, 2014]<sup>7</sup>. Il n'existe pas pour l'heure d'explication physique à ce résultat surprenant.

Mais revenons à l'analyseur spectral arc-en-ciel. Le maintien des réseaux spectrospatiaux dans un état quasi-stationnaire sur l'ensemble du profil inhomogène implique que les atomes subissent des cycles d'excitation périodiques. A chaque cycle, une fraction des atomes de Tm est déplacée entre différents niveaux (voir Figure 2.7). Chaque changement d'état se traduit par un effet de diffusion spectrale instantanée, ce qui a pour effet d'augmenter la largeur homogène de la transition optique. Selon la quantité d'atomes déplacés à chaque cycle d'une part, et le coefficient de diffusion spectrale instantanée d'autre part, cela pourrait brouiller les réseaux et faire chuter l'efficacité de diffraction.

Pour quantifier cet effet d'élargissement dans les conditions de l'analyseur arc-en-ciel, il faut mesurer chacun des coefficients de diffusion spectrale instantanée associés aux changements d'états. Pour cela, on modifie l'équation 2.10 :

$$\gamma^* = \gamma + \frac{1}{\pi} (\kappa_{g \leftrightarrow e} \Delta\nu_{g \leftrightarrow e} + \kappa_{e \leftrightarrow m} \Delta\nu_{e \leftrightarrow m} + \kappa_{m \leftrightarrow g} \Delta\nu_{m \leftrightarrow g} + \kappa_{g_1 \leftrightarrow g_2} \Delta\nu_{g_1 \leftrightarrow g_2}) \quad (2.14)$$

$\Delta\nu_{i \leftrightarrow j}$  quantifie la largeur spectrale équivalente des atomes ayant basculé d'un niveau  $i$  à un autre niveau  $j$  ou inversement. Même si le phénomène physique responsable de l'ISD

6. Les autres paramètres du calcul sont les suivants :  $n_Y = 1.38 \times 10^{28} \text{ m}^{-3}$ ,  $C = 0.5/100 \times 1/2$  (le coefficient 1/2 vient du fait de la multiplicité des sites : seulement la moitié des sites sont excités),  $\gamma_{inh} = 2\pi \times 20 \times 10^9 \text{ rad.s}^{-1}$  et on a choisi  $\Delta\mu_{mag} = 2\pi \times 200 \text{ Mrad.s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$ .

7. En se ramenant à une concentration de 0,5 % en ions Tm, C. Thiel *et al.* ont mesuré un coefficient  $\kappa = 6.6 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$ . Dans cet article, ils utilisent la quantité  $\beta$  exprimée en  $\text{Hz.cm}^{-3}$  pour caractériser l'ISD. Cette grandeur  $\beta$  ne dépend pas du taux de dopage.  $\beta$  et  $\kappa$  sont liées par l'équation :  $\kappa = \frac{n_Y C}{\gamma_{inh}} \beta$ .

est non identifié, on continue à faire l’hypothèse qu’il s’agit d’interactions dans l’environnement local à proximité immédiate des ions qui changent d’état. Par conséquent, si un atome passe d’un niveau  $i$  à un niveau  $j$  pendant qu’un autre effectue le chemin inverse, leurs effets d’ISD ne se compensent donc pas. L’expression 2.14 sous-entend également qu’un atome parcourant un chemin quelconque mais dont l’état de départ est le même que l’état d’arrivée ne provoque pas d’élargissement par diffusion spectrale instantanée.

L’expérience usuelle d’écho de photons à deux impulsions perturbée par une impulsion de brouillage ne donne accès qu’au coefficient  $\kappa_{g \leftrightarrow e}$  relatif à la transition optique. Pour connaître l’ensemble des coefficients  $\kappa_{i \leftrightarrow j}$ , nous avons mis en place une expérience de creusement spectral perturbé par une impulsion de brouillage. Ce protocole de mesure est beaucoup moins sensible que l’expérience d’écho de photon car il s’appuie sur la détermination de la largeur à mi-hauteur d’un trou spectral, sachant que celui-ci est déjà élargi par la saturation du pompage optique<sup>8</sup>. La variation relative de la largeur du trou due à l’ISD est très faible. Il est donc important d’arriver à déplacer une grande fraction d’atomes, ce que nous réalisons en balayant le laser de brouillage sur plusieurs GHz. En mesurant le profil de transmission dans la zone spectrale brouillée avant et après le brouillage, et connaissant tous les paramètres de relaxation de notre cristal (voir le tableau 2.1), on déduit les transferts de population entre les différents états atomiques. En utilisant la formule 2.14, on obtient les coefficients de diffusion spectrale instantanée associés aux différents changements d’états. Ces coefficients sont donnés dans le tableau 2.2 et nous verrons dans la partie 2.2.7 comment les intégrer dans les simulations de l’analyseur. Pour plus de détail sur ces mesures on pourra se référer au chapitre III de la thèse de Y. Attal [Attal, 2017].

Déplacement	$\kappa$ ( $s^{-1} \cdot \text{Hz}^{-1}$ )
$g \leftrightarrow e$	$1,4 \times 10^{-4}$
$g \leftrightarrow m$	$3,7 \times 10^{-5}$
$m \leftrightarrow e$	$3,6 \times 10^{-4}$
$g_1 \leftrightarrow g_2$	pas d’élargissement observé

TABLE 2.2 – Coefficients de diffusion spectrale instantanée associés aux différents changements d’état possibles lors d’un cycle de pompage optique dans Tm :YAG. Les mesures sont effectuées par creusement spectral combiné avec une impulsion de brouillage. La marge d’erreur relative de ces mesures est de l’ordre de 30 %.

### 2.2.7 Vérification de la validité du modèle

Grâce aux mesures décrites dans la partie 2.2.5 de ce manuscrit, le mécanisme de relaxation dans le système à 5 niveaux du Tm :YAG sous champ magnétique est à présent bien connu. Il est donc possible de simuler la programmation de l’analyseur arc-en-ciel à l’aide du modèle présenté en partie 2.2.4.

8. En pratique, dans Tm :YAG, les trous spectraux mesurés ont une largeur à mi-hauteur de l’ordre de 100 kHz, alors que la largeur homogène est de quelques kHz.

Dans un premier temps, afin de valider le modèle, nous concevons une expérience simplifiée mais inspirée de l'analyseur arc-en-ciel, c'est-à-dire qu'elle comprend deux faisceaux de programmation périodiquement balayés en fréquence sur une large bande, mais sans angle entre les faisceaux. Les réseaux gravés seront donc simplement spectraux. On applique le modèle complet en partant d'un champ excitateur composé de deux composantes balayées en fréquence et décalées temporellement du retard  $t_{12}$  :

$$E(x, y, z, t) = E_0(x, y) \left( e^{2i\pi(\nu_0 t + \frac{\Delta\nu}{\Delta t} \frac{t^2}{2}) - ikz} \cdot \mathbb{1}_{[0, \Delta t]}(t) \right) \otimes (\delta(t) + \delta(t - t_{12})) \quad (2.15)$$

où  $\mathbb{1}_{[a, b]}$  est la fonction indicatrice de l'intervalle  $[a, b]$ .

On inclut le phénomène de diffusion spectrale instantanée, ainsi que deux effets techniques : l'échauffement du cristal (qui entraîne une chute de la durée de vie des niveaux de spin), et l'instabilité de l'interféromètre utilisé pour introduire le retard  $t_{12}$  (ces instabilités se manifestent à la fois par une variation du contraste des franges et par leur dérive, sur une échelle de temps de quelques minutes<sup>9</sup>). Ces deux effets techniques sont caractérisés indépendamment, de façon à ne disposer d'aucun paramètre d'ajustement. Je représente dans la Figure 2.11 l'efficacité de diffraction associée aux réseaux calculés, selon les effets inclus dans le modèle. On constate l'excellent accord des mesures expérimentales avec les simulations incluant les trois effets mentionnés. Les effets de la diffusion spectrale instantanée et de l'échauffement du cristal augmentent avec la puissance optique de programmation mais demeurent faibles compte tenu des puissances utilisées et du waist des faisceaux. On a vu qu'à 3 K, la durée de vie des sous-niveaux Zeeman est nettement plus longue qu'à 3,5 K (voir Figure 2.9). Les réseaux ont une durée de vie plus longue, et sont donc plus sensibles à la dérive de l'interféromètre.

Nous disposons à présent d'un outil de simulation original, rapide, et validé par l'expérience. Nous pourrions l'utiliser pour simuler les performances de l'analyseur arc-en-ciel, en y ajoutant le balayage angulaire. Ce modèle a également permis de mettre en évidence l'extrême sensibilité de l'efficacité de diffraction aux dérives lentes de l'interféromètre utilisé pour la programmation.

## 2.3 Apport des études fondamentales sur les performances de l'analyseur

En se basant sur les travaux théoriques et expérimentaux décrits dans la partie 2.2, nous pouvons définir les paramètres de fonctionnement optimal de l'analyseur. On se place dans la configuration des réseaux entrelacés. Il faut alors choisir soigneusement l'ensemble des paramètres, aussi bien concernant la mise en forme spatiale et temporelle de la programmation, que les dimensions et caractéristiques géométriques, thermiques et spectroscopiques du cristal utilisé. Parmi les paramètres les plus critiques, on retient la température du cristal et le retard entre les faisceaux de programmation. Je donnerai aussi quelques éléments qui guident le choix du cristal et son épaisseur.

---

9. L'interféromètre utilisé dans cette expérience est de type Mach-Zehnder, avec un déséquilibre des bras de 20 m. Il est réalisé avec des fibres à maintien de polarisation, et placé dans une glacière passive remplie de sable.

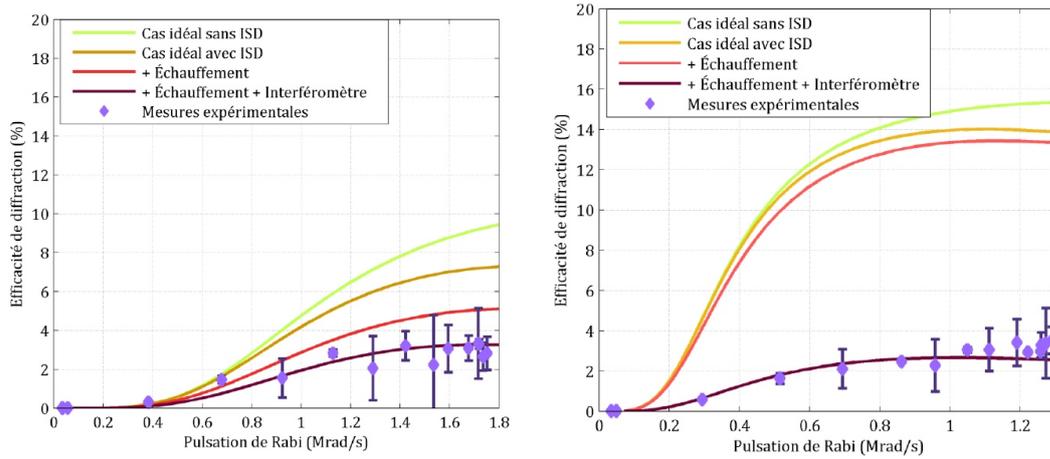


FIGURE 2.11 – Efficacités de diffraction simulées et expérimentales pour une température de consigne de 3,5 K (gauche) et 3 K (droite). La séquence d’excitation est composée de cycles comprenant la somme de deux champs balayés en fréquence sur  $\Delta_\nu = 400$  MHz en  $\Delta_t = 800 \mu\text{s}$ . La période de répétition vaut  $T = 80$  ms et le retard  $t_{12} = 100$  ns. Figures tirées de [Attal, 2017].

### 2.3.1 Refroidissement du cristal et vibrations

Le démonstrateur utilise une machine à froid en circuit fermé pour refroidir le cristal de Tm :YAG, ce qui permet d’éviter les contraintes liées à la cryogénie. Dans cet appareil, le cristal est dans le vide et fixé sur un doigt froid. On peut s’attendre à une inhomogénéité thermique du cristal, augmentée par le chauffage local provoqué par l’excitation optique. Cet échauffement peut être mesuré localement par une mesure de la durée de vie des sous-niveaux fondamentaux, dont la dépendance en température est désormais connue (voir Figure 2.9).

En attachant solidement le cristal au doigt froid, on maximise le contact thermique mais on couple mécaniquement le cristal aux parties mobiles de la machine à froid. Même si le cryostat utilisé [en l’occurrence une Cryostation de la société Montana Instruments (voir Figure 2.12)] est présenté comme particulièrement performant en termes d’amplitude de vibrations à 1 Hz par rapport à ses concurrents, il faut être prudent car tout est question de fréquence : en effet une séquence d’écho ne sera perturbée que par des effets dont la fréquence caractéristique est supérieure à 10 kHz. Pour la plupart des architectures de traitement du signal ou de mémoires quantiques, il est possible de repérer les parties du cycle où les vibrations gênantes sont moindres et de réaliser les expériences dans ces fenêtres temporelles. Cependant, dans le cas de l’analyseur arc-en-ciel, on doit maintenir une probabilité d’interception de 100% et donc utiliser la totalité du cycle.

Pour se donner une idée de la sensibilité de nos matériaux à des contraintes mécaniques, nous avons étudié le décalage d’un trou spectral dans un échantillon de Tm :YAG lorsque le cristal est soumis à une pression axiale (voir Figure 2.13). La sensibilité observée (3,3 kHz/mbar) est du même ordre de grandeur que celle qui a été mesurée dans d’autres matériaux comme le Nd :YVO<sub>4</sub> (30 kHz/mbar) [Manjón *et al.*, 2004], ou dans l’Eu :YSO (21 kHz/mbar) [Thorpe *et al.*, 2011].

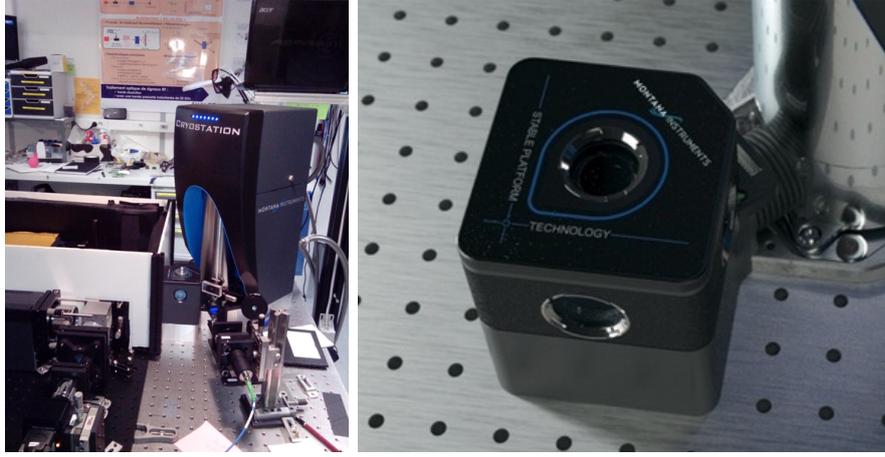


FIGURE 2.12 – Démonstrateur de l’analyseur arc-en-ciel dans les locaux de Thales Research & Technology (en 2015). A gauche : vue d’une partie de l’expérience, en particulier de la Cryostation. A droite : zoom sur la partie froide dans laquelle est inséré le cristal de Tm :YAG.

### 2.3.2 Choix du retard

Le retard  $t_{12}$  entre les faisceaux de programmation balayés en fréquence doit être choisi avec soin. Il ne doit pas être trop petit, car il donnerait lieu à une sélectivité spectrale insuffisante (voir le paragraphe 2.2.1). De plus, on souhaite se placer dans la configuration des réseaux de spin entrelacés (voir le paragraphe 2.2.2) et respecter la condition donnée dans l’équation 2.3 qui lie les splittings Zeeman au retard  $t_{12}$ . Le retard ne doit donc pas être trop grand, car cela correspondrait à un champ magnétique faible et la durée de vie des réseaux entrelacés serait défavorable (voir paragraphe 2.2.5). Enfin, on doit aussi faire en sorte que la diffusion spectrale instantanée ne brouille pas les réseaux spectro-spatiaux. Il faut pour cela que l’élargissement dû à l’ISD soit négligeable devant la période spectrale des réseaux  $1/t_{12}$ <sup>10</sup>. On se place dans les conditions suivantes (qui sont aussi celles de la Figure 2.4) : un waist des faisceaux de programmation  $w_x = 1,5$  mm, un intervalle de balayage angulaire de  $\Delta\theta = 260$  mrad, et un intervalle de balayage fréquentiel de  $\Delta\nu = 20$  GHz. Comme le montre la Figure 2.14, un bon compromis est obtenu lorsque  $50 \text{ ns} \leq t_{12} \leq 150 \text{ ns}$ . Dans le démonstrateur, le retard choisi est de 100 ns. Cela correspond à un champ magnétique de 191 G orienté dans la direction [111], avec des éclatements Zeeman de 1,28 MHz dans l’état excité et 6,29 MHz dans l’état fondamental.

### 2.3.3 Epaisseur optique du cristal et bande passante associée

L’absorption (ou opacité) du cristal  $\alpha L$  dépend de la fréquence optique  $\nu$  selon une fonction lorentzienne, avec une largeur à mi-hauteur  $\Gamma_{inh} = 19$  GHz (FWHM) dans un

10. D’après les simulations de l’analyseur arc-en-ciel effectuées par Y. Attal et décrites dans son manuscrit de thèse [Attal, 2017], l’élargissement par diffusion spectrale instantanée peut atteindre environ 2 MHz.

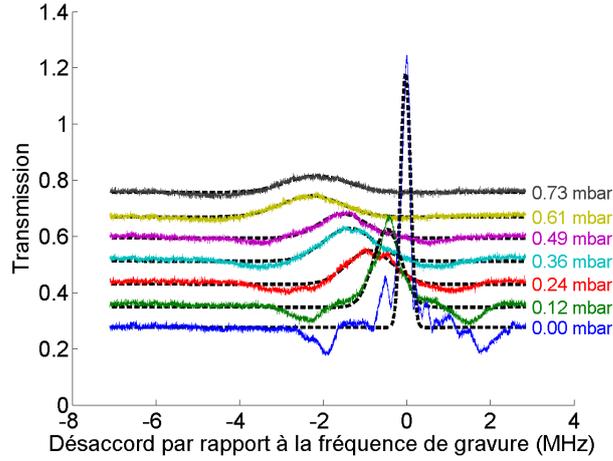


FIGURE 2.13 – Décalage et étalement d’un trou spectral dans Tm :YAG suite à l’application d’une pression dans la direction [001] entre la gravure du trou et sa lecture. La sensibilité du décalage est de 3,3 kHz/mbar, et l’élargissement de 1.7 kHz/mbar. Ligne pointillée : ajustement gaussien du trou central.

cristal de Tm :YAG.

$$\langle \alpha(\delta)L \rangle = \frac{\alpha_0 L}{1 + (2\delta/\Gamma_{inh})^2} \quad (2.16)$$

où  $\delta = \nu - \nu_0$ . L’efficacité de diffraction du réseau gravé par SHB dépend de l’opacité du cristal de façon non monotone. On choisit de définir la bande passante utile  $\Gamma_{utile}$  comme la plage spectrale sur laquelle l’efficacité de diffraction est supérieure à la moitié de sa valeur maximale. Cette bande passante utile dépend de  $\Gamma_{inh}$  mais aussi de  $\alpha_0 L$ .

Pour fixer les idées, considérons un réseau d’absorption spectro-spatial de forme sinusoïdale avec un contraste maximal, et uniforme dans la profondeur du cristal.

$$\alpha(\delta)L = \langle \alpha(\delta)L \rangle \frac{1 + \cos(\phi)}{2} \quad (2.17)$$

où  $\phi$  est la variable spectro-spatiale définie dans la partie 2.2.1. L’efficacité de diffraction associée à un tel réseau s’écrit :

$$\eta = \frac{1}{4}(\alpha L)^2 e^{-\alpha L} \quad (2.18)$$

Cette efficacité de diffraction  $\eta$  est maximale lorsque  $\alpha L = 2$  et vaut  $\eta_{max} = 13.5\%$ . Si l’opacité maximale  $\alpha_0 L$  est strictement supérieure à 2, alors l’efficacité de diffraction en fonction de la fréquence présente deux maxima, symétriques par rapport au centre de la raie, et une largeur utile qui croît avec l’absorption maximale (voir Figure 2.15). L’efficacité au centre la raie est à un minimum local.

Pour  $\Gamma_{inh}$  donné, on cherche à déterminer la valeur de  $\alpha_0 L$  qui maximise  $\Gamma_{utile}$ . D’après le critère choisi, cela correspond à  $\alpha_0 L$  tel que  $\eta(\delta = 0) = \eta_{max}/2$ . On obtient numériquement  $\alpha_0 L = 4.1559$ . La bande passante utile vaut alors  $\Gamma_{utile} = 2,11\Gamma_{inh}$ . Au-delà de cette valeur d’absorption maximale, l’efficacité au centre de la raie chute en-dessous de  $\eta_{max}/2$ . La bande passante utile est scindée en deux domaines disjoints, ce qui n’est

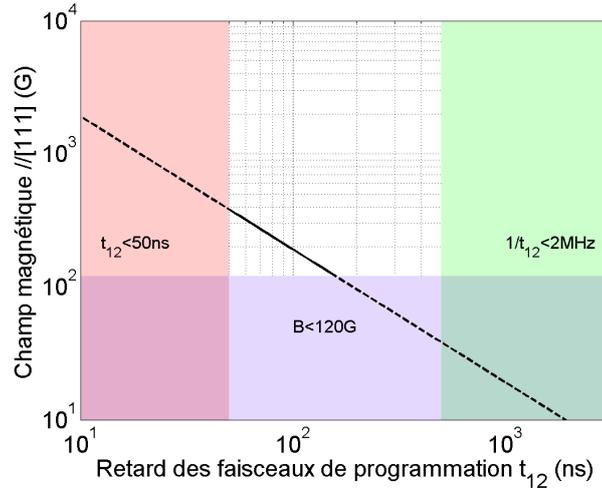


FIGURE 2.14 – Configuration de retard et de champ magnétique pour un bon fonctionnement de l’analyseur arc-en-ciel. La droite représente la condition des réseaux entrelacés (équation 2.3). Les parties pointillées de cette droite correspondent à une résolution spectrale insuffisante ( $t_{12} < 50$  ns), à une durée de vie des sous-niveaux fondamentaux trop courte ( $B < 120$  G), ou à une trop grande sensibilité à la diffusion spectrale instantanée.

pas acceptable pour la surveillance du spectre radiofréquence. En-dessous de cette valeur d’absorption maximale, on peut estimer numériquement la bande passante utile. Celle-ci dépend de  $\alpha_0 L$  selon la formule empirique :

$$\Gamma_{utile} \simeq \Gamma_{inh} \times 1.1513 \sqrt{\alpha_0 L - 0.81} \quad (2.19)$$

A taux de dopage fixé, on a donc intérêt à utiliser un cristal de Tm :YAG épais, de façon à maximiser la bande passante utile<sup>11</sup>. Il faut toutefois garder à l’esprit que plus le cristal est épais, moins bonne sera la superposition des faisceaux de programmation dans le cristal. Augmenter la concentration pourrait permettre d’augmenter  $\alpha$  sans augmenter l’épaisseur  $L$  mais cela renforcera l’effet de la diffusion spectrale instantanée.

### 2.3.4 Performances optimales

Le modèle développé en partie 2.2.4 nous permet de choisir soigneusement l’ensemble des paramètres pour un fonctionnement optimal. Avec des puissances de programmation de l’ordre de 16 mW, un balayage des faisceaux de programmation de 20 GHz/20 ms, un cristal dopé à 0,5% et d’épaisseur 1 mm, et en supposant un interféromètre dont la dérive est inférieure à 10 kHz/s, on peut obtenir une efficacité de diffraction théorique de 8%. La géométrie des faisceaux de programmation permet d’obtenir près de 1800 canaux spectraux dont la résolution est de 11 MHz. Le progrès sur l’efficacité de diffraction permet de gagner environ 40 dB sur la dynamique monosignal de l’analyseur arc-en-ciel par rapport aux résultats publiés dans [Berger *et al.*, 2014].

11. Par exemple, avec un cristal dopé à 0,5%, l’opacité vaut  $\alpha = 10 \text{ cm}^{-1}$ . Un cristal de 4,2 mm de long permettrait d’atteindre  $\alpha_0 L = 4,2$ , avec une bande passante utile d’analyse de  $2,11 \times 20 \text{ GHz} = 42,2 \text{ GHz}$ .

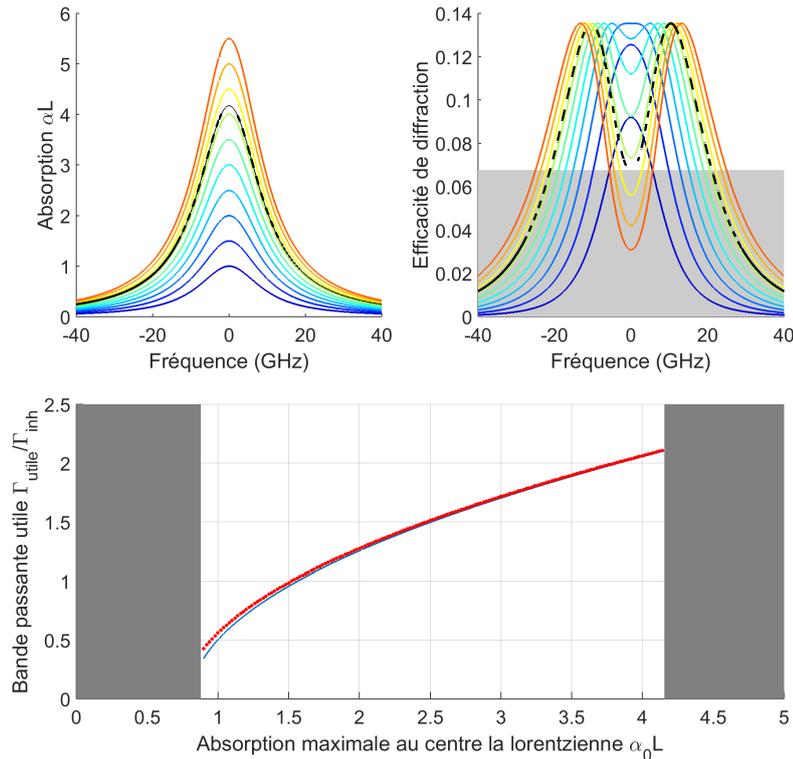


FIGURE 2.15 – Estimation de la bande passante utile d’analyse spectrale. En haut, les profils d’absorption lorentziens pour différentes valeurs de  $\alpha_0 L$ , et l’efficacité de diffraction associée à ces différents profils. Le profil et l’efficacité de diffraction correspondant à l’opacité  $\alpha_0 L$  optimale sont indiqués en pointillés. En bas, les points rouges représentent la bande passante utile estimée en fonction de l’opacité maximale pour les valeurs de  $\alpha_0 L$  utilisés dans la figure du haut. La courbe bleue représente un ajustement empirique.

## 2.4 Matériaux pour l’analyse spectrale

Grâce à une collaboration étroite avec Alban Ferrier et Philippe Goldner de l’IRCP, nous explorons des matériaux dérivés du Tm :YAG afin de pousser les performances de l’analyseur en particulier pour augmenter la bande passante d’analyse.

Dans son architecture actuelle, l’analyseur arc-en-ciel est limité en bande passante par l’élargissement inhomogène de la raie du thulium. Dans un cristal de Tm :YAG dopé à 0,5%, cet élargissement est d’environ 20 GHz, et il est fixé par les défauts de la matrice cristalline. Pour augmenter l’élargissement inhomogène, une solution consiste à augmenter la quantité de désordre. La méthode retenue est celle du codopage. En effet, en introduisant une autre espèce atomique dans le cristal, les contraintes associées à l’inadéquation des rayons atomiques augmentent le désordre dans la matrice cristalline. En ajustant la quantité de codopant, on peut contrôler l’élargissement inhomogène associé. Par exemple, en insérant 1% d’euprium dans un cristal d’Er :YSO, T. Böttger a observé un élargissement inhomogène qui passe de moins de 1 GHz à 11 GHz [Böttger *et al.*, 2008]. L’effet sur la durée de vie des cohérences optiques est par ailleurs le plus souvent insignifiant.

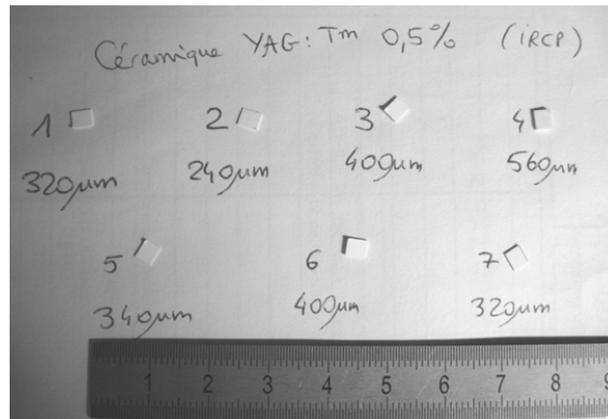


FIGURE 2.16 – Photographie de quelques céramiques Tm :YAG étudiées au LAC. L'épaisseur est indiquée sous chaque échantillon.

Caractéristique	Céramique CP1	Céramique CP2
Phases cristallines	YAG, YAP ( $\leq 15\%$ )	YAG ( $> 99\%$ )
Elargissement inhomogène	12 GHz	25 GHz
Site de substitution Sc	Al <sup>3+</sup>	Y <sup>3+</sup>

TABLE 2.3 – Effet de la méthode de fabrication sur la structure cristalline et l'élargissement inhomogène des céramiques. CP1 : le mélange initial est stoechiométrique. Après pressage, les pastilles sont frittées sous air à 1500°C pendant 24h, à deux reprises, entrecoupées par une étape de broyage. CP2 : Le mélange initial présente un excès de 10% d'alumine pour obtenir une phase unique de YAG. Le frittage est réalisé à 1680°C pendant 15h.

Les céramiques étant plus rapides et moins coûteuses à fabriquer qu'un cristal, nous avons étudié l'effet du scandium sur la raie à 793 nm du Tm :YAG sur une large gamme de céramiques 0,5%Tm : $n\%$ Sc :YAG avec  $n = \{0, 1, 2, 4, 6, 8, 10\}$ . Ces échantillons sont blancs et opaques, et sont coupés pour former des parallélépipèdes d'environ 0,5 mm d'épaisseur (voir Figure 2.16). Malgré la forte diffusion de la lumière à la traversée des échantillons, il est possible d'y réaliser des expériences classiques de spectroscopie cohérente, comme la nutation optique, le hole-burning, ou encore l'écho de photon à deux impulsions. Dans le cas de l'écho de photon, on a recours à une détection hétérodyne ce qui permet une meilleure sensibilité de mesure [Beaudoux *et al.*, 2011].

Nous avons observé que la méthode de fabrication des céramiques a un effet notable sur sa structure et sur ses propriétés spectroscopiques (voir tableau 2.3). Concernant la structure, nous avons observé que des céramiques pouvaient présenter une ou plusieurs phases cristallines (YAG<sup>12</sup> seulement, ou un mélange de YAG et de YAP<sup>13</sup>), et que les ions Sc<sup>3+</sup> se substituaient tantôt aux ions Al<sup>3+</sup>, tantôt aux ions Y<sup>3+</sup>, selon la composition du mélange initial et la température lors du frittage. Concernant les propriétés spectroscopiques, l'élargissement inhomogène varie du simple au double. En particulier l'élargissement in-

12. YAG : grenat d'aluminium et d'yttrium, soit Y<sub>3</sub>Al<sub>5</sub>O<sub>12</sub>

13. YAP : pérovskite d'yttrium et d'aluminium, soit YAlO<sub>3</sub>

homogène le plus faible est inférieur à celui des monocristaux, ce qui peut s'expliquer par un taux d'antisites<sup>14</sup> plus élevé dans le monocristal que nos céramiques CP1.

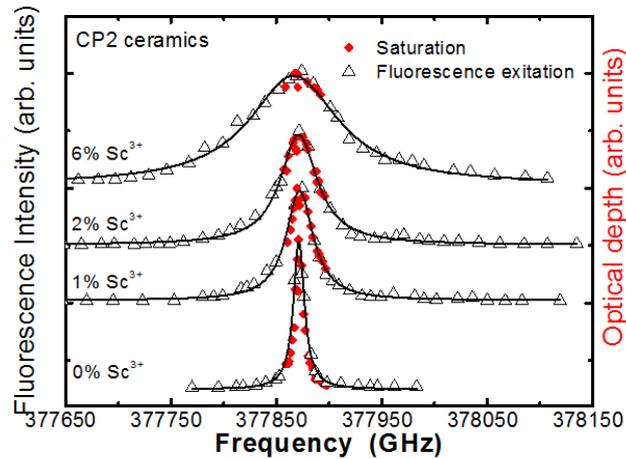


FIGURE 2.17 – En bas, élargissement de la raie à 793 nm du Tm par codopage avec des ions  $\text{Sc}^{3+}$  (mesures réalisées sur des céramiques opaques)[Ferrier *et al.*, 2017].

L'ajout de 4% de scandium dans une céramique Tm :YAG permet d'observer une largeur de raie inhomogène du Tm entre 70 et 100 GHz selon la méthode de fabrication (voir Figure 2.17). La durée de vie des cohérences optiques dans les céramiques Tm :YAG est environ deux fois plus courte que dans le cristal, ce qui s'explique par la plus grande concentration en impuretés dans la céramique. L'introduction de scandium fait légèrement augmenter ce  $T_2$ , sans doute à cause du fort moment magnétique nucléaire du scandium qui gèle les basculements de spins dans la matrice.

Suite à ces mesures encourageantes, un cristal 0,5%Tm :1%Sc :YAG a été produit selon la même méthode de croissance que le premier. Si le  $T_2$  et la durée de vie des trous sont identiques au cristal non codopé, la sensibilité de l'élargissement inhomogène à la concentration en Sc est de seulement 9.1 GHz/% (contre 12.4 GHz/% et 24 GHz/% dans les céramiques CP1 et CP2). Ces travaux sur l'insertion de scandium dans des céramiques et cristaux de Tm :YAG sont présentés plus en détail dans l'article [Ferrier *et al.*, 2017].

## 2.5 Bilan sur le développement de l'analyseur arc-en-ciel

Les travaux amont réalisés au LAC ces dernières années nous ont permis d'atteindre des efficacités de diffraction élevées, en utilisant les sous-niveaux Zeeman nucléaires comme niveaux de stockage pour la programmation des réseaux de diffraction, et en utilisant également les mesures de durées de vie des trous spectraux, de paramètres de branchement, et de sensibilité à la diffusion spectrale instantanée ont été également réalisées. La dynamique d'analyse a par conséquent également progressé, alors qu'elle représentait un

14. Dans le YAG, on appelle antisites les ions yttrium qui se sont substitués à un ion aluminium au lieu d'yttrium.

des points faibles du dispositif. La suite de ces travaux, qui impliquent désormais aussi les chercheurs de l'IRCP, portent sur la modification du cristal au centre du dispositif en particulier en termes de composition afin d'augmenter la bande passante d'analyse et améliorer l'efficacité du pompage optique.

Malgré les progrès techniques des technologies numériques, l'architecture "arc-en-ciel", conçue il y a près de 20 ans, continue d'offrir des performances croissantes et toujours compétitives pour l'analyse spectrale à large bande instantanée. La mise au point du démonstrateur se poursuit à TRT sous l'impulsion de Loïc Morvan et Perrine Berger. En 2019, le démonstrateur devra atteindre un niveau de maturité technologique TRL 5<sup>15</sup>, c'est-à-dire qu'il aura été testé sur des signaux réels.

Une réflexion se poursuit avec TRT sur des architectures dérivées de l'analyseur arc-en-ciel. Par exemple, l'ajout d'une deuxième voie de lecture permettra de réaliser des mesures en parallèle sur deux antennes, avec la possibilité de mesurer la direction d'émission (goniométrie), sans avoir à dupliquer l'ensemble du montage. La gravure d'un unique réseau spectro-spatial (sans balayage angulaire) couplée à l'utilisation d'un photodétecteur unique à la place de la caméra est également évoquée, permettant de réaliser un filtre de type "notch" particulièrement performant.

## 2.6 Publications relatives à ce chapitre

**Interlaced spin grating for optical wave filtering** H. Linget, T. Chanelière, J.-L. Le Gouët, P. Berger, L. Morvan, and A. Louchet-Chauvet, *Physical Review A* **91**, 023804 (2015).

**Optical measurement of heteronuclear cross-relaxation interactions in Tm :YAG** R. L. Ahlefeldt, M. F. Pascual-Winter, A. Louchet-Chauvet, T. Chanelière, J.-L. Le Gouët, *Physical Review B* **92**, 094305 (2015).

**RF spectrum analyzer for pulsed signals : ultra-wide instantaneous bandwidth, high sensitivity and high time-resolution** P. Berger, Y. Attal, M. Schwarz, S. Molin, A. Louchet-Chauvet, T. Chanelière, J.-L. Le Gouët, D. Dolfi, and L. Morvan, *Journal of Lightwave Technology*, **34**, 4658 (2016).

**Effects of disorder on optical and electron spin linewidths in Er<sup>3+</sup>,Sc<sup>3+</sup> :Y<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub>** S. Welinski, C. W. Thiel, J. Dajczgewand, A. Ferrier, R. L. Cone, R. M. Macfarlane, T. Chanelière, A. Louchet-Chauvet, and Ph. Goldner, *Optical Materials* **63**, 69 (2017).

**Scandium doped Tm :YAG ceramics and single crystals : coherent and high resolution spectroscopy** A. Ferrier, S. Ilas, P. Goldner, A. Louchet-Chauvet, *Journal of Luminescence* **194**, 116 (2017).

**Rate equation reformulation including coherent excitation : application to periodic protocols based on spectral holeburning** Y. Attal, P. Berger, L. Morvan, P. Nouchi, D. Dolfi, T. Chanelière, and A. Louchet-Chauvet, *Journal of the Optical Society of America B* **35**, 1260 (2018).

---

15. Selon l'échelle TRL établie par le département de la défense américain, le niveau 5 correspond à un dispositif "validé dans un environnement significatif du composant ou de l'artefact produit".



# Chapitre 3

## Imagerie temporelle et retournement temporel

Introduite dans les années 90, la dualité espace-temps est née d'un constat très simple : la diffraction de Fresnel et la dispersion linéaire s'écrivent sous la même forme mathématique. Une analogie similaire a permis de définir des lentilles dites "temporelles". Tout montage d'optique comprenant des lentilles et des distances de propagation libre peut alors être transposé dans le domaine temporel. Au lieu d'observer l'image d'un objet après propagation à travers un système d'imagerie fait de lentilles et de propagations libres, on mesure une forme temporelle après qu'elle a traversé un montage fait de lignes dispersives et de lentilles temporelles.

Toutes sortes de montages optiques classiques ont trouvé leur *alter ego* temporel, des montages sans lentilles comme la chambre noire, jusqu'aux télescopes, en passant par la transformée de Fourier. D'autres montages plus exotiques comme l'effet Talbot ont eux aussi pu être implémentés. Ainsi, l'imagerie temporelle permet de transformer des formes d'ondes temporelles de façon purement analogique, sans numérisation ni calcul. On entrevoit alors tout le potentiel de cette technique en particulier pour le traitement des formes d'ondes ultra-rapides.

Après avoir décrit plus en détail les bases de l'imagerie temporelle, je montrerai de quelle façon on peut utiliser un cristal dopé aux ions de terre rare pour réaliser une ligne dispersive avec un pouvoir dispersif hors normes. Puis, je présenterai les différentes réalisations de montages d'imagerie temporelle utilisant ces matériaux comme ligne dispersive, en insistant sur le retournement temporel.

### 3.1 Dualité espace-temps et imagerie temporelle

#### 3.1.1 Observation de l'analogie

En examinant les équations de la diffraction de Fresnel et celles de la dispersion linéaire de la vitesse de groupe, on s'aperçoit qu'elles sont toutes deux décrites par un produit de convolution par un facteur de phase quadratique [Kolner, 1994]. Dans le cas de la diffraction de Fresnel, c'est la variable spatiale transverse du champ qui intervient au carré, tandis que dans le cas de la dispersion, c'est la variable de temps (voir Tableau 3.1). L'analogie entre les deux phénomènes peut être étendue aux lentilles [Kolner and Nazarathy, 1989].

Optique spatiale		Optique temporelle	
Diffraction	$\otimes \exp\left(i\pi \frac{x^2}{\lambda z}\right)$	$\otimes \exp\left(-i\pi \frac{t^2}{\mu}\right)$	Dispersion
Lentille	$\times \exp\left(-i\pi \frac{x^2}{\lambda f}\right)$	$\times \exp\left(i\pi \frac{t^2}{\mu_L}\right)$	Lentille temporelle

TABLE 3.1 – Opérations décrivant la diffraction et l'effet d'une lentille, et leur analogue temporel : la dispersion et la lentille temporelle.

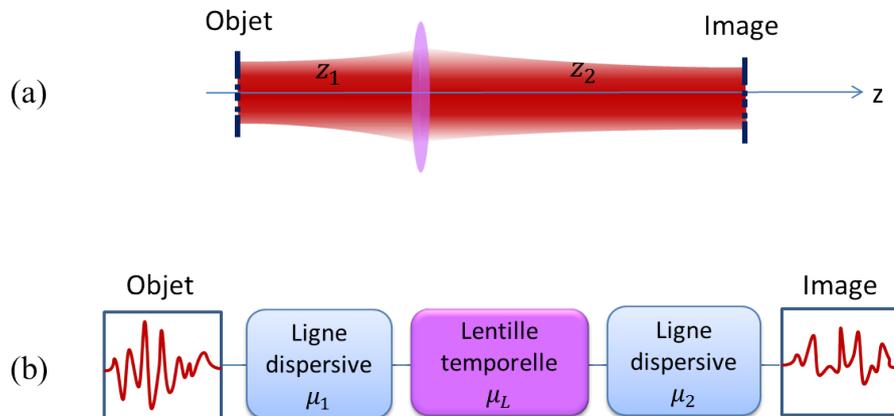


FIGURE 3.1 – Montage optique usuel de conjugaison par une lentille, et son équivalent dans le domaine temporel.

Dans un système d'imagerie optique simple [voir Figure 3.1(a)], lorsque l'objet est placé à une distance (algébrique)  $z_1$  de la lentille, son image se forme dans le plan d'observation situé à la distance  $z_2$  de la lentille tel que :

$$-\frac{1}{z_1} + \frac{1}{z_2} = \frac{1}{f} \quad (3.1)$$

Le grandissement est donné par le rapport  $M = z_2/z_1$ .

De façon analogue, un système d'imagerie temporelle calqué sur le montage optique précédent est représenté dans la Fig. 3.1(b) et doit vérifier la condition d'imagerie temporelle [Kolner, 1994] :

$$\frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2} = \frac{1}{\mu_L} \quad (3.2)$$

où  $\mu_L$  désigne le paramètre de la lentille temporelle. Le grandissement vaut alors :  $M_t = -\mu_2/\mu_1$ .

Avec cette analogie, on a occulté une particularité de la manipulation de formes temporelles : la causalité. En effet, l'image d'un objet à travers un système optique est considéré comme sa conséquence, et ne peut donc précéder sa cause. En optique spatiale, on travaille le plus souvent avec des objets fixes et un flux de lumière constant. Le principe de causalité qui oblige l'image à se former après que l'objet soit créé n'est pas perceptible. En optique temporelle au contraire, les objets eux-mêmes sont temporels. Selon le principe de causalité, un point d'une image temporelle ne peut donc se former qu'à partir des objets la précédant. Les objets postérieurs n'y participent pas.

### 3.1.2 Lignes dispersives

Une ligne dispersive est décrite par son *pouvoir dispersif*  $\mu$ , souvent exprimé en s/nm. On peut l'interpréter de la façon suivante : la réponse percussionnelle d'une ligne dispersive est un glissement de fréquence avec un taux  $r = 1/\mu$ .

Une ligne dispersive est le plus souvent réalisée grâce à une fibre optique. Son pouvoir dispersif est proportionnel à sa longueur : il vaut 17 ps/nm par km de fibre au voisinage de 1,5  $\mu\text{m}$ , pour un facteur d'atténuation de 0,2 dB/km.

On peut faire augmenter radicalement le pouvoir dispersif d'une fibre en y inscrivant un réseau de Bragg à pas variable (LCFBG<sup>1</sup>). Le pouvoir dispersif de ces composants atteint alors typiquement 2500 ps/nm pour une longueur de 1 m (voir par exemple [Zhang and Yao, 2015]) (voir Figure 3.2). Le taux de réflectivité d'un tel réseau est de l'ordre de 95 % (soit une atténuation de 0,2 dB).

Enfin, comme nous allons le voir dans le paragraphe 3.2.2, les cristaux dopés aux ions de terre rare peuvent eux aussi être utilisés comme lignes dispersives, à condition d'avoir été convenablement préparés. Les pouvoirs dispersifs accessibles dépassent de plusieurs ordres de grandeur ceux des fibres ou des réseaux de Bragg, au prix d'une atténuation parfois élevée.

### 3.1.3 Lentilles temporelles

La distance focale d'une lentille temporelle de paramètre  $\mu_L$  est donnée par le paramètre  $\mu_L\nu_0$ , où  $\nu_0$  est la fréquence centrale de l'intervalle de définition de la lentille. Alors qu'une lentille usuelle est un élément d'optique passif, une lentille temporelle modifie l'énergie du champ électromagnétique. C'est donc un élément nécessairement actif. Plusieurs familles de lentilles temporelles existent. En voici quelques exemples.

La plus simple consiste à utiliser un modulateur de phase (par exemple électro-optique) alimenté par une tension variant comme le carré du temps. En pratique, il est courant

---

1. Linearly Chirped Fiber Bragg Grating

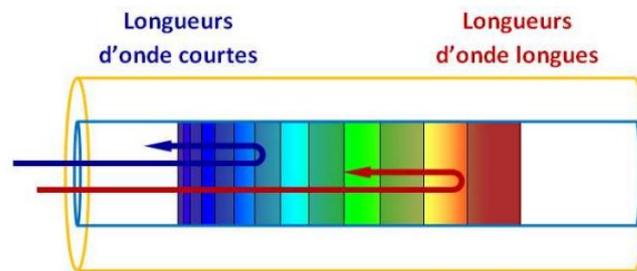


FIGURE 3.2 – Exemple de ligne dispersive : le réseau de Bragg à pas linéairement variable utilisé en réflexion (figure empruntée à [Wu, 2012]). Les longueurs d'ondes courtes sont réfléchies par la partie avant du réseau de Bragg (où le pas est petit) tandis que les longueurs d'onde longues sont réfléchies par la partie arrière du réseau (où le pas est grand). Ainsi, les grandes longueurs d'ondes ont parcouru un chemin optique plus long que les petites longueurs d'onde.

d'utiliser une tension sinusoïdale, donc localement quadratique. Le problème est alors que le domaine temporel sur lequel la lentille temporelle fonctionne sans aberrations est réduit à une fraction de la période de modulation. De plus, la tension supportée par un tel modulateur étant limitée, le déphasage maximal appliqué au signal ne peut excéder quelques  $\pi$ .

Une alternative consiste à recourir à une méthode tout-optique : dans la modulation de phase croisée, (ou "cross phase modulation", XPM) le faisceau pompe induit une variation de l'indice de réfraction du milieu Kerr. Si on utilise un faisceau pompe dont l'intensité varie comme  $t^2$ , un faisceau signal traversant le milieu Kerr va subir un déphasage quadratique. Le déphasage maximum accessible est alors fixé par la puissance de la pompe.

Le mélange paramétrique (SFG ou DFG<sup>2</sup>) permet de transmettre un déphasage quadratique au signal de manière indirecte, en utilisant un faisceau pompe balayé linéairement en fréquence [Bennett and Kolner, 2000]. Dans ce cas, la variation quadratique de la phase est maintenue sur la durée entière de l'impulsion de pompe. Cette méthode nécessite de disposer d'un matériau à effet Kerr (présentant une susceptibilité de 2ème ordre  $\chi^{(2)}$ ), et présente un défaut de taille : le faisceau sortant a une longueur d'onde très différente du faisceau incident.

Une variante basée sur le mélange à 4 ondes [Carman *et al.*, 1966] permet de réaliser aussi une lentille temporelle. Contrairement aux processus DFG et SFG, le mélange à 4 ondes est un phénomène du 3ème ordre, et peut se produire dans tous les matériaux. Cette approche peut donc être implémentée par exemple dans des fibres optiques ou des guides d'onde [Salem *et al.*, 2008]. De plus, elle met en jeu des longueurs d'ondes proches, ce qui constitue un net avantage sur le plan expérimental.

Enfin, on peut citer aussi le décalage de fréquence serrodyne [Johnson and Cox, 1988] qui consiste à appliquer une tension en dents de scie à un modulateur électro-optique. Le déphasage subi par la lumière est alors linéaire, ce qui est équivalent à un décalage en fréquence. Avec cette technique, on peut induire un déphasage quadratique en appliquant

2. SFG : sum frequency generation ; DFG : difference frequency generation

une tension *ad hoc*. Cette solution est assez exigeante sur le plan expérimental car elle nécessite un générateur de forme cadencé à plusieurs Géc/s pour générer la tension de commande du modulateur permettant décaler la fréquence du signal sur 1 GHz. Elle présente toutefois l'avantage de fonctionner avec une puissance optique faible.

Lorsque la lentille temporelle est placée après un espace de propagation libre, on est obligé de recourir à l'un des méthodes décrites plus haut. En revanche, si l'objet est accolé à la lentille, l'équivalent temporel est bien plus aisé à réaliser. Il suffit en effet de balayer en fréquence une source laser, et de moduler le faisceau en amplitude à l'aide d'un modulateur électro-optique Mach-Zehnder par exemple.

### 3.1.4 Exemples de montages d'imagerie temporelle

Avec des lignes dispersives et des lentilles temporelles, par simple transposition des systèmes d'imagerie cohérents, il est alors possible d'imaginer des architectures de traitement analogique du signal particulièrement élégantes. En voici quelques exemples :

- la compression ou l'étirement d'impulsions ultra-brèves par télescope temporel, permettant de les manipuler ou les mesurer sous forme "ralentie" avec des appareils conventionnels [Bennett and Kolner, 1999, Foster *et al.*, 2009, Christov, 1990],
- la transformation de Fourier temps-fréquence [Jansson, 1983, Saperstein *et al.*, 2004],
- des opérations de convolution ou corrélation [Lohmann and Mendlovic, 1992],
- la génération de formes arbitraires [Chou *et al.*, 2003].

D'autres montages optiques sans lentille ont également été étudiés dans leur version temporelle :

- l'effet Talbot, ou effet d'"auto-imagerie", qui permet de multiplier le taux de répétition d'un train d'impulsions, à l'aide d'une seule ligne dispersive [Azaña and Muriel, 1999], qui a donné lieu à une expérience de camouflage temporel [Lukens *et al.*, 2013].
- une ligne à retard réalisée avec des prismes temporels [van Howe and Xu, 2005],
- la chambre noire temporelle (ou *pinhole time camera*) [Kolner, 1997]
- l'effet d'ombre portée dans le domaine temporel [Azaña *et al.*, 2005b]
- l'imagerie fantôme (ou *ghost imaging*) [Shirai *et al.*, 2010].

## 3.2 Ligne dispersive près d'une résonance atomique

La technique du hole-burning spectral permet de modifier arbitrairement le profil d'absorption d'un cristal dopé avec des ions de terre rare. En particulier, pour obtenir une ligne dispersive, on crée dans le profil d'absorption une modulation quasi-périodique, dont la période varie linéairement avec la fréquence.

### 3.2.1 Réseau spectral

Considérons un matériau dont l'absorption varie périodiquement avec la fréquence. On appelle  $\Delta$  la période spectrale de cette modulation. On peut appeler un tel matériau un réseau spectral, par analogie avec les réseaux de diffraction usuels dont l'absorption varie périodiquement avec la position. La description complète de la propagation d'une onde lumineuse à travers un réseau spectral est disponible dans la thèse de Matthieu Bonarota [Bonarota, 2012]. Je me contenterai de donner ici quelques éléments de compréhension.

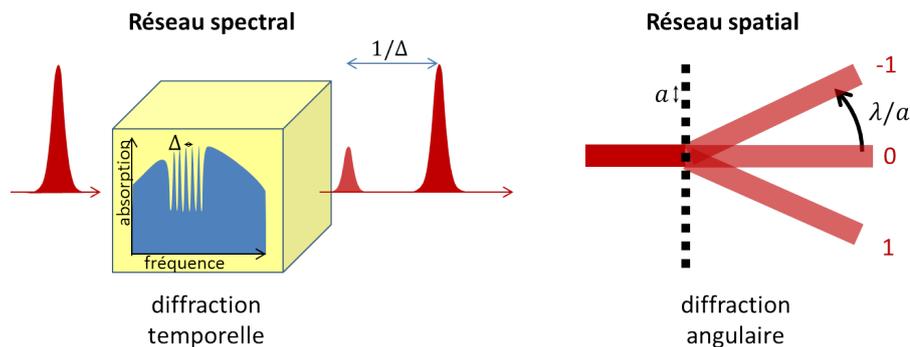


FIGURE 3.3 – Réseau spectral et réseau spatial. Eclairé par une impulsion lumineuse, le réseau spectral donne naissance à une seconde impulsion retardée de  $1/\Delta$ , où  $\Delta$  est le pas spectral du réseau. Le réseau spatial, lui, donne naissance à un second faisceau dévié d'un angle  $\lambda/a$ , où  $a$  désigne le pas spatial du réseau.

Envoyons une impulsion lumineuse sur le réseau spectral, de façon que le spectre de l'impulsion couvre plusieurs pics du réseau spectral. Tandis qu'une partie de l'onde est simplement transmise, l'autre partie excite plusieurs classes spectrales d'ions dans le cristal. Les dipôles correspondants se mettent à osciller à la fréquence qui leur est propre. Ces oscillations se déphasent les unes par rapport aux autres. Au bout d'un temps  $T = 1/\Delta$ , comme les classes spectrales excitées sont réparties selon une distribution périodique, les dipôles vont se retrouver en phase, à  $2\pi$  près. Une seconde impulsion est alors émise. On voit donc qu'un réseau spectral permet de créer une réplique d'une impulsion incidente au bout d'un délai fixé par le pas du réseau. On parle de diffraction dans le domaine temporel, car ce mécanisme rappelle la diffraction par un réseau spatial. En effet, lorsqu'une onde lumineuse plane traverse un réseau spatial, la lumière est transmise selon une répartition spatiale périodique (les parties transparentes du réseau). Les interférences entre les ondes issues des différents traits du réseau privilégient alors certaines directions dans lesquelles l'énergie lumineuse est envoyée.

A présent, considérons un réseau spectral dont le pas varie linéairement avec la fréquence. Une impulsion incidente sur un tel réseau subira une diffraction temporelle avec un retard donné par la période locale du réseau sur la fraction couverte par le spectre de l'impulsion. Ceci équivaut bien à une ligne dispersive car le retard dépend linéairement de la fréquence incidente.

### 3.2.2 Réalisation d'une ligne dispersive dans un cristal dopé avec des ions de terre rare

Dans un matériau à élargissement inhomogène, en régime d'excitation faible, le mécanisme de creusement spectral permet d'imprimer le spectre d'une impulsion incidente dans le profil d'absorption. Pour graver une modulation périodique dans le profil d'absorption, il suffit d'illuminer le matériau avec une paire d'impulsions de durée  $\tau$  séparées d'un délai  $T$  : le spectre d'une telle paire est une sinusoïde de période spectrale  $1/T$ , avec une enveloppe de largeur  $1/\tau$  [voir Figure 3.4(a)]. Pour augmenter l'étendue spectrale d'un tel réseau sans avoir recours à des impulsions ultra-courtes, on peut utiliser des impulsions longues et balayées en fréquence [Merkel and Babbitt, 1998]. Le réseau est alors créé sur un intervalle spectral donné par l'intervalle balayé [voir Figure 3.4(b)]. En effet, notre matériau étant sélectif en fréquence, chaque classe spectrale d'ions couverte par le balayage perçoit une paire d'impulsions séparées par un délai  $T$ . Enfin, pour graver une modulation quasi-périodique sur un large intervalle spectral, on utilise deux impulsions balayées en fréquence mais en sens opposé [voir Figure 3.4(c)]. Ainsi, chaque classe spectrale d'ions perçoit une paire d'impulsions avec un retard qui dépend de la fréquence.

Grâce à une telle paire d'impulsions, balayées sur 1,06 GHz sur une durée de 6  $\mu$ s, envoyées dans un cristal de Er :YSO dopé à 50 ppm, nous avons créé un réseau spectral de pas linéairement variable [Linget *et al.*, 2013a] sur la quasi-totalité de la raie d'absorption de l'ion Er<sup>3+</sup>. Le pouvoir dispersif de ce réseau s'élève à 1,5 ms/nm, ce qui représente 8 ordres de grandeur de plus que le pouvoir dispersif d'une fibre longue d'1 kilomètre, ou 6 ordres de grandeur de plus que celui d'un filtre à réseau de Bragg d'1 mètre de long. Cependant, le faible contraste du réseau gravé (de l'ordre de 10 %) donne lieu à une efficacité de diffraction de seulement 0.13% (soit une atténuation de 29 dB).

Les pertes occasionnées par notre ligne dispersive permettent néanmoins une démonstration de principe de montages d'imagerie temporelle, à condition que celui-ci ne comprenne qu'une seule ligne dispersive. Pour des applications réelles ou des architectures plus complexes, une efficacité proche de 10 % serait souhaitable. En théorie, un réseau quasi-sinusoidal de contraste unité dans un matériau d'opacité  $\alpha L = 2$  permet d'obtenir une efficacité de diffraction de 13,5 % [Bonarota *et al.*, 2010]. Avec un réseau rectangulaire, l'efficacité atteint même 30 % pour une opacité  $\alpha L = 2$ , et continue à augmenter tend vers 54 % pour une opacité infinie. En répétant la séquence d'excitation, on peut accumuler la gravure de façon à imprimer le réseau de plus en plus profondément dans le profil d'absorption et s'approcher d'un réseau de contraste maximal [Hesselink and Wiersma, 1979].

Or, en déplaçant une fraction importante d'atomes dans leur état excité, on modifie l'environnement local des atomes voisins, ce qui déplace légèrement leurs niveaux d'énergie. Cet effet, appelé diffusion spectrale instantanée, déjà évoqué dans le paragraphe 2.2.6 de ce manuscrit, se manifeste par un élargissement des structures gravées [Liu and Cone, 1990]. Dans le cas du creusement d'un simple trou spectral, l'excitation d'une autre catégorie spectrale d'ions à proximité spatiale du trou élargit le trou. Typiquement, dans Er :YSO dopé à 50 ppm, le trou s'élargit de 300 Hz pour 1 MHz d'ions perturbateurs excités [Dajczgewand *et al.*, 2015]. Dans le cas d'un réseau spectral de contraste maximal, on exciterait la moitié des atomes sur l'ensemble du profil inhomogène, soit une largeur

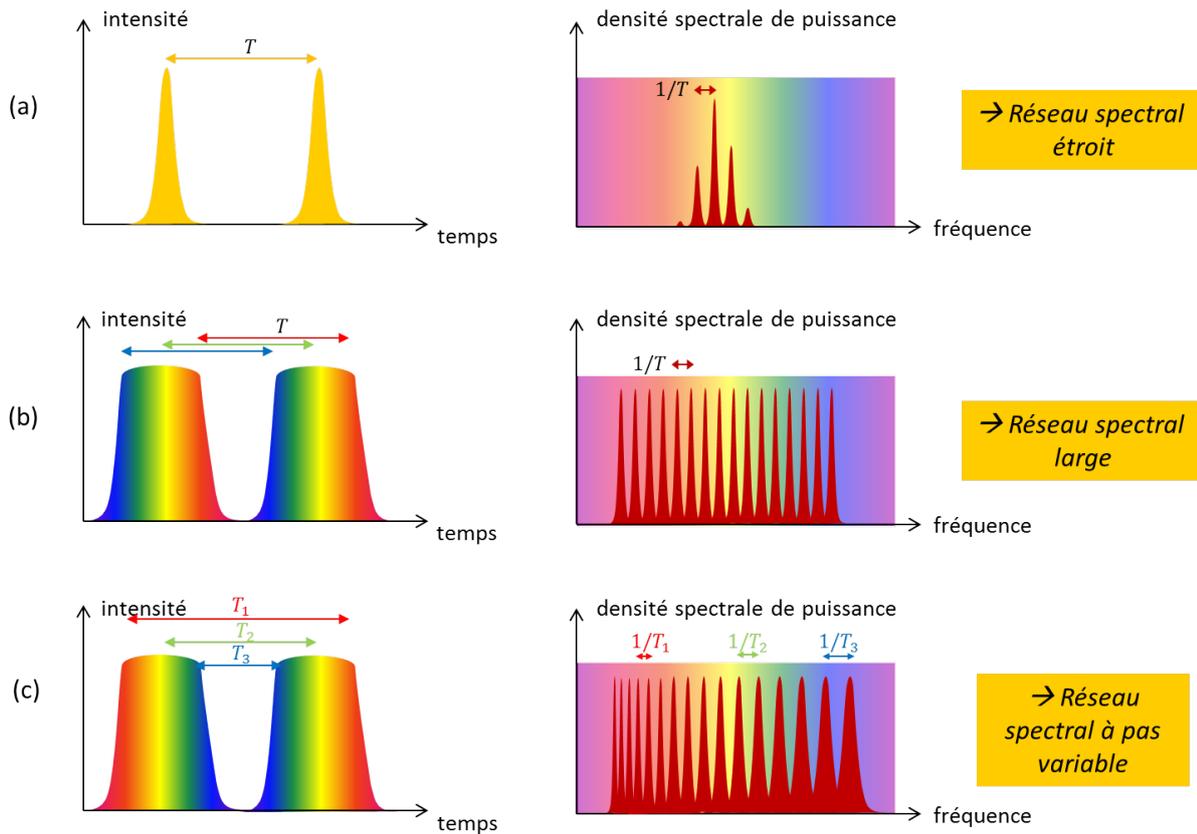


FIGURE 3.4 – Impulsions excitatrices permettant de construire par creusement spectral (a) un réseau spectral sur une bande étroite, (b) un réseau spectral sur une large bande, (c) un réseau spectral large bande à pas variable. A gauche : le profil temporel d'intensité des impulsions, où la fréquence instantanée des impulsions lumineuses est symbolisée par leur couleur. A droite, la densité spectrale de puissance associée aux impulsions excitatrices.

effective de 0,5 GHz. Les différentes structures seraient alors élargies de 150 kHz. Cela oblige à travailler avec une période de modulation supérieure à 500 kHz, c'est-à-dire un retard maximal de  $2 \mu\text{s}$ .

Il existe des techniques qui permettent de réduire l'impact de la diffusion spectrale instantanée, dont voici deux exemples. On peut réduire la concentration en ions erbium, au prix d'un allongement du cristal pour conserver une absorption identique. Les ions étant en moyenne plus éloignés les uns des autres, leurs environnements respectifs sont moins perturbés. Sinon, lorsque la sensibilité des ions au champ magnétique est anisotrope (ce qui est le cas pour Er :YSO [Sun *et al.*, 2008]), on peut suivre la stratégie mise au point par Julián Dajczgewand pendant sa thèse [Dajczgewand *et al.*, 2014] : il s'agit de trouver une orientation du champ magnétique pour laquelle les facteurs gyromagnétiques des états fondamental et excité sont aussi proches que possible. Cela permet de minimiser la part d'ISD attribuée à l'interaction dipôle-dipôle magnétique qui contribue pour un tiers à l'ISD totale dans Er :YSO.

### 3.3 Retournement temporel

#### 3.3.1 Propagation en milieu hétérogène

Ce travail se place dans le contexte de la propagation d'ondes dans des milieux complexes. Le retournement temporel constitue une technique très puissante qui permet de focaliser temporellement et spatialement une onde, malgré des réflexions multiples et/ou une déformation du front d'onde [Fink, 1992].

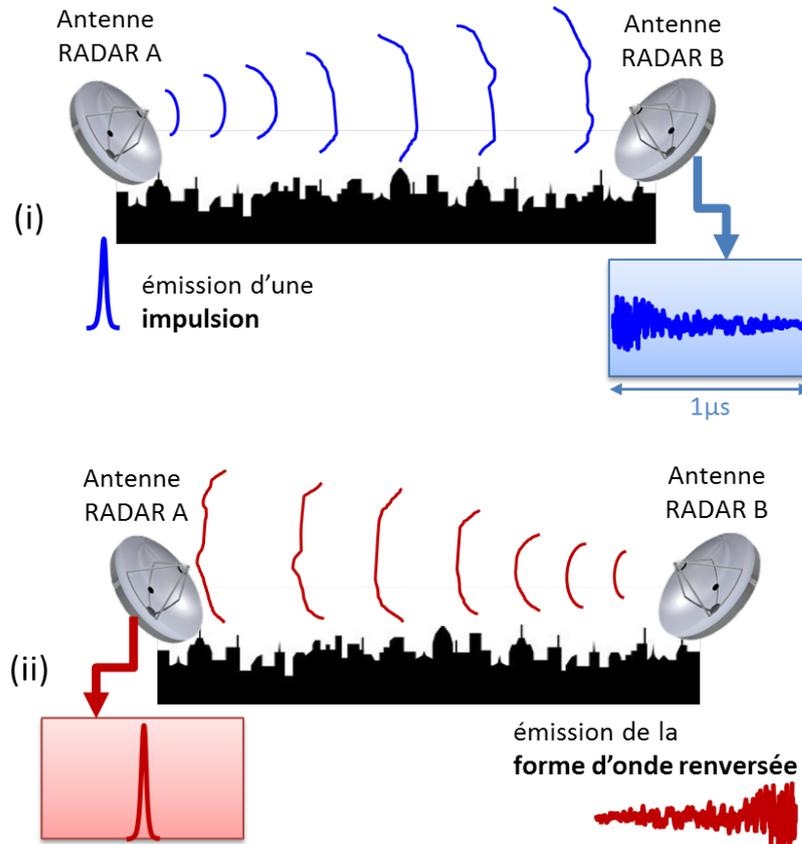


FIGURE 3.5 – Principe du retournement temporel dans un cas d'application RADAR.

Le principe du retournement temporel est le suivant : une antenne A émet un signal sous forme d'une impulsion courte dans un milieu hétérogène. Suite à des réflexions sur des obstacles ou des phénomènes de diffusion, le signal parvient à l'antenne B de façon très dégradée [voir Figure 3.5(i)]. En réalité, la forme du signal reçu par B est déterministe et caractérise le canal de transmission entre A et B. En renversant temporellement le signal reçu par B et en le réémettant, l'onde va se propager à nouveau dans le milieu de propagation. Si le milieu de propagation est très réverbérant, le signal émis par B sera concentré temporellement au niveau de l'antenne A [voir Figure 3.5(ii)]. L'opérateur de l'antenne B peut utiliser la signature du canal de transmission soit pour communiquer simplement avec A, soit pour détruire l'antenne A (en émettant le signal renversé et amplifié, A recevra une impulsion courte avec une puissance-crête élevée, ce qui endommagera son dispositif de réception).

Le principe du retournement temporel a d'abord été démontré pour des ondes acoustiques, avec des applications à la lithotripsie [Thomas *et al.*, 1996] ou à la communication sous-marine [Edelmann *et al.*, 2002], ou encore à la focalisation dans des plaques minces [Hudin *et al.*, 2013]. Il a été montré en particulier que la focalisation est facilitée par la complexité du milieu de propagation [Derode *et al.*, 2003]. Dans le domaine acoustique, les signaux collectés par un réseau d'antennes sont ensuite numérisés, renversés, puis reconvertis dans le domaine analogique et enfin transmis aux antennes.

Appliqué aux ondes radiofréquences, le retournement temporel permettrait de refocaliser des signaux micro-ondes se propageant en un milieu réel, c'est-à-dire rencontrant une multitude d'obstacles de type meubles, bâtiments, véhicules, etc. La première démonstration de retournement temporel avec des ondes radiofréquence met en jeu une architecture inspirée des démonstrations acoustiques, c'est-à-dire avec une étape de numérisation [Lerosey *et al.*, 2004]. Cependant, pour renverser des signaux radio-fréquence large bande, la problématique est la même que pour l'analyse spectrale (voir chapitre 2 de ce manuscrit) : lorsque l'on cherche à traiter des signaux sur des bandes passantes au-delà du GHz, la conversion analogique-numérique se révèle être le goulot d'étranglement qui limite le débit d'informations. Les architectures tout-analogiques ont donc, ici aussi, une place à prendre.

### 3.3.2 Retournement temporel par imagerie temporelle

Le retournement temporel d'un signal peut être réalisé au moyen de l'équivalent temporel d'un montage dit  $2f - 2f$  (voir Figure 3.6). Ce montage est composé d'un objet placé à la distance  $2f$  d'une lentille convergente de focale  $f$ , et d'un écran placé dans l'espace image, lui aussi à une distance  $2f$  de la lentille. Un tel montage a un grandissement  $-1$ . La transposition d'un tel montage dans le domaine temporel nécessite une lentille temporelle de paramètre  $\mu_L$  et deux lignes dispersives de même paramètre  $\mu_1 = \mu_2 = \mu_D$ . Pour un grandissement égal à  $-1$ , on doit respecter la condition  $\mu_L = \mu_D/2$ .

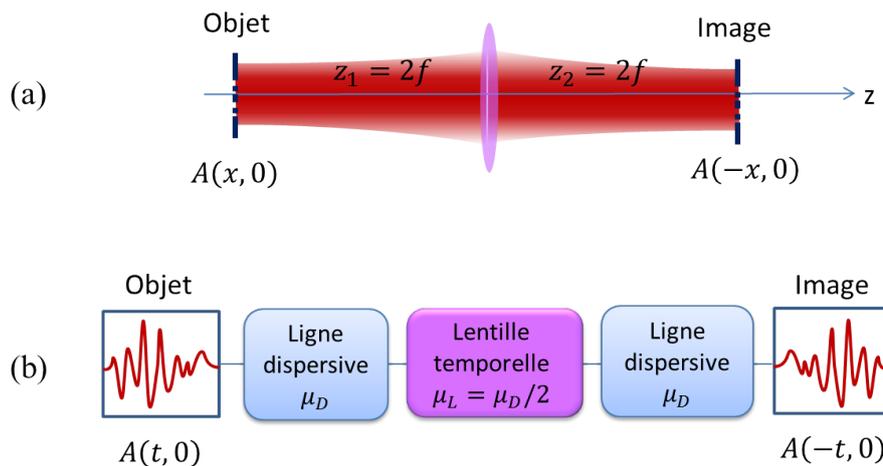


FIGURE 3.6 – Montage optique  $2f - 2f$  permettant le retournement d'une image (a), et son équivalent dans le domaine temporel (b).

On a vu dans le paragraphe 3.1.3 qu'il est beaucoup plus simple de réaliser la lentille

temporelle lorsqu'il n'y a pas de ligne dispersive en amont de la lentille. Le montage simplifié ne comporte alors plus qu'une ligne dispersive [Azaña *et al.*, 2005a] (voir Figure 3.7). Comme nous allons le voir, la simplicité d'un tel montage a un prix.

**Montage simplifié en optique spatiale : condition de Fraunhofer** Considérons une onde plane traversant un objet  $A(x)$  placé dans le plan  $z = 0$ , et intéressons-nous à l'image observée à une distance  $Z$  de l'objet. Si  $W^2 \ll \lambda Z$  (où  $W$  est l'étendue spatiale de l'objet), on est dans les conditions de l'approximation de Fraunhofer : on observe directement la transformée de Fourier spatiale de l'objet  $\tilde{A}(x/(\lambda Z))$ , avec un facteur d'échelle qui dépend de la distance  $Z$  et à un facteur de phase près. Si on accolé une lentille convergente à l'objet, celle-ci ramène le plan de l'infini dans le plan focal image à la position  $z = f$ . La condition de Fraunhofer qui était nécessaire pour observer la TF sans lentille, n'a plus cours. On observe dans le plan focal image la transformée de Fourier de l'objet  $\tilde{A}(x/(\lambda f))$ . La fréquence spatiale  $u$  apparaît au point de coordonnées  $x = \lambda f u$ . L'image formée dans le plan focal a une étendue spatiale  $\Gamma_x = \lambda f \Gamma_u$  où  $\Gamma_u$  désigne l'étendue des fréquences spatiales de l'objet.

Laissons à présent la lumière se propager jusqu'à  $z = 2f$ . Si la deuxième phase de propagation entre  $z = f$  et  $z = 2f$  se fait dans les conditions de l'approximation de Fraunhofer, on observe la transformée de Fourier de l'image formée dans le plan focal image de la lentille, soit la *double transformée de Fourier* de l'objet initial, qui n'est autre que l'objet retourné  $A(-x)$ . Cette fois-ci, la condition de Fraunhofer s'écrit  $\Gamma_x^2 \ll \lambda f$ . Cela se traduit par une condition sur l'étendue  $\Gamma_u$  des fréquences spatiales contenues dans l'objet  $A(x)$  :

$$\Gamma_u \ll \frac{1}{\sqrt{\lambda f}} \tag{3.3}$$

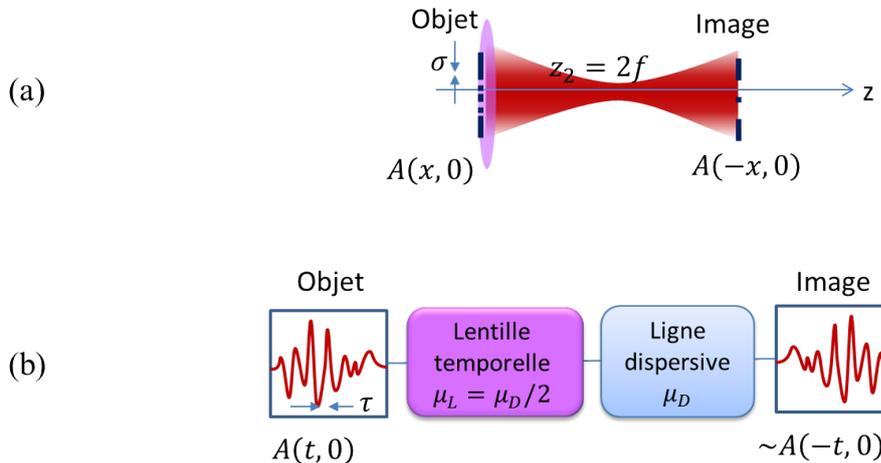


FIGURE 3.7 – Montage approché de retournement d'une image, et son équivalent dans le domaine temporel.

**Montage simplifié en optique temporelle** Considérons une forme d'onde "objet"  $A(t)$  que l'on souhaite retourner. Coller cet objet à la lentille temporelle de paramètre

$\mu_L$  revient à multiplier  $A(t)$  par le facteur de phase quadratique infligé par la lentille temporelle  $e^{i\pi t^2/\mu_L}$ . Cette forme modifiée traverse une ligne dispersive de paramètre  $\mu_D = 2\mu_L$ . L'image finale que l'on nomme  $B(t)$  s'écrit alors :

$$B(t) = e^{-i\pi t^2/(2\mu_L)} \otimes \left( A(t)e^{i\pi t^2/\mu_L} \right) \quad (3.4)$$

Etant donné que  $e^{i\pi t^2/p} \otimes e^{i\pi t^2/q} = e^{i\pi t^2/(p+q)}$ , on peut réécrire l'équation précédente :

$$B(t) = \left( e^{-i\pi t^2/\mu_L} \otimes e^{-i\pi t^2/\mu_L} \right) \otimes \left( A(t)e^{i\pi t^2/\mu_L} \right) \quad (3.5)$$

Grâce à la propriété d'associativité du produit de convolution, l'expression se simplifie :

$$B(t) = e^{-i\pi t^2/\mu_L} \otimes \left( e^{-i\pi t^2/\mu_L} \tilde{A}(-t/\mu_L) \right) \quad (3.6)$$

où  $\sim$  désigne la transformée de Fourier selon la convention :  $\tilde{A}(\nu) = \int dt A(t)e^{-2i\pi\nu t}$ . En explicitant le produit de convolution sous forme intégrale et en effectuant un changement de variable  $\nu' = t'/\mu_L$ ,

$$B(t) = -\mu_L e^{-i\pi t^2/\mu_L} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(\nu') e^{-2i\pi t\nu'} \underbrace{e^{-2i\pi\mu_L\nu'^2}}_{\text{facteur de phase}} d\nu' \quad (3.7)$$

Si la transformée de Fourier de l'objet  $\tilde{A}(\nu')$  est non nulle sur une *plage de fréquence suffisamment étroite*, on peut considérer le facteur de phase souligné dans l'équation ci-dessus comme constant et le sortir de l'intégrale. On reconnaît alors la transformée de Fourier de  $\tilde{A}(\nu')$ , ce qui fait apparaître le renversé temporel de  $A(t)$  dans l'image :

$$B(t) = -\mu_L e^{-i\pi t^2/\mu_L} A(-t), \quad (3.8)$$

affecté d'un facteur de phase quadratique. L'hypothèse que nous venons de faire pour aboutir à  $A(-t)$  limite la *bande passante* du signal à inverser  $A(t)$ . Cette bande passante  $\Gamma_\nu$  doit vérifier

$$\Gamma_\nu \ll \frac{1}{\sqrt{\mu_L}} = \sqrt{\frac{2}{\mu_D}} \quad (3.9)$$

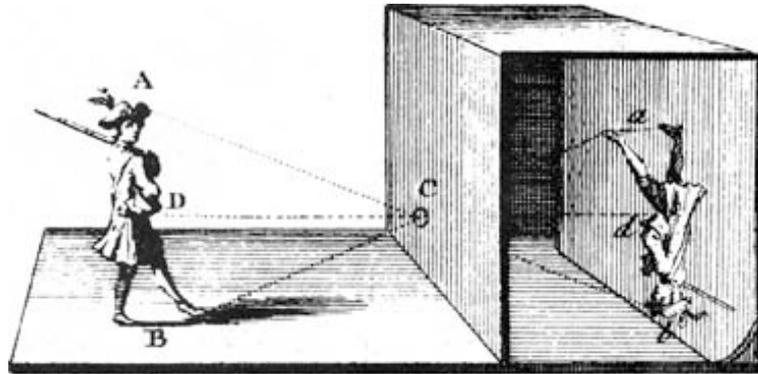
pour que l'image finale en bout de ligne soit exactement  $A(-t)$ . Cette condition est inhérente au montage simplifié. C'est la condition de Fraunhofer (Eq. 3.3) décrite plus haut, transposée dans le domaine temporel.

### 3.3.3 Retournement temporel sans lentille : la chambre noire

La première mise en œuvre expérimentale du retournement d'une image est sans doute la chambre noire (*camera obscura*). Cette technique d'imagerie, très ancienne<sup>3</sup>, consiste à placer une boîte percée d'un trou devant une scène bien éclairée. Dans le fond de la boîte se forme alors l'image réduite et inversée de la scène (voir Figure 3.8). Cet outil a été utilisé par de nombreux artistes afin de représenter parfaitement les perspectives.

3. L'invention de la chambre noire est attribuée à Mozi, un savant chinois du IV<sup>e</sup> siècle avant J.-C.

Le montage de chambre noire fonctionne dans les conditions de diffraction de Fraunhofer, c'est-à-dire que le diamètre de l'ouverture doit être plus petit que  $\sqrt{\lambda L}$ , où  $L$  est la distance du trou à l'écran de projection. Si le diamètre du trou est plus grand, on collecte plus de lumière, mais l'image devient floue. Notons que cette condition est la même que la condition d'imagerie approchée établie dans le paragraphe 3.3.2 (voir équation 3.3).



La chambre obscure - d'après la grande Encyclopédie de Diderot et d'Alembert

FIGURE 3.8 – Principe de la chambre noire.

Transposé dans le domaine temporel, le montage de la chambre noire comporte deux lignes dispersives, entre lesquels est placé un obturateur qui s'ouvre seulement sur une courte durée [Kolner, 1997]. Pour réaliser le retournement temporel d'un signal incident, ce montage présente une limite de bande passante qui est la même que pour celle du montage d'imagerie temporelle approchée puisqu'elle découle également de la condition de Fraunhofer. Cependant, il est intrinsèquement peu efficace puisqu'il est nécessaire de couper la majeure partie du flux incident pour se placer dans la condition de Fraunhofer.

### 3.3.4 Retournement temporel dans une fibre optique

La première démonstration expérimentale du schéma de retournement temporel par imagerie temporelle approchée est rapportée dans [Coppinger *et al.*, 1999]. La lentille temporelle est réalisée en envoyant une impulsion laser courte (160 fs) dans une fibre dont le pouvoir dispersif est de 62 ps/nm, puis en modulant l'impulsion ainsi dispersée par un modulateur Mach-Zehnder. La lentille temporelle présente alors un coefficient  $\mu_L = 5 \times 10^{-22} \text{ s}^{-2}$ . En injectant ce signal dans une fibre de différentes longueurs (entre 2 et 10 km), les auteurs mettent en évidence le retournement du signal, avec un facteur d'échelle allant de 0,5 à 2,5.

La limite de durée des signaux à traiter est liée à la causalité : il faut attendre la fin du signal pour pouvoir commencer sa réémission, et donc une partie du signal doit être stockée pendant au moins le double de la durée du signal total. Or une fibre de 10 km ne peut stocker un signal que pendant environ 20 ns. En particulier, dans [Coppinger *et al.*, 1999], la durée maximale des signaux inversés est de 3,7 ns, et la bande passante fixée par la condition de Fraunhofer est  $\Gamma_\nu \ll 1/\sqrt{\mu_L} = 45 \text{ GHz}$ , soit un produit temps-bande-passante de 170.

La durée d'un signal après propagation en milieu hétérogène est définie par le milieu dans lequel se propage le signal : en particulier, dans un environnement urbain, cette durée peut atteindre plusieurs microsecondes. Pour pouvoir renverser temporellement des signaux de l'ordre de la microseconde, on pourrait imaginer rallonger les fibres, puisque leur pouvoir dispersif est proportionnel à leur longueur. Une fibre de 7000 km permettrait d'atteindre une durée de signaux de 3,7  $\mu\text{s}$ , mais au prix d'une atténuation de plus de 1000 dB<sup>4</sup>. On se tourne alors vers les lignes dispersives programmées dans des cristaux dopés aux ions de terre rare, qui, on l'a vu, donnent des pouvoirs dispersifs très élevés, couplés à un facteur d'atténuation modéré.

### 3.3.5 Retournement temporel dans un cristal Er :YSO

Nous avons programmé par creusement spectral d'une ligne dispersive dans un cristal d'Er :YSO (voir paragraphe 3.2.2). Celle-ci possède un pouvoir dispersif  $\mu_D = 1,5 \text{ ms/nm}$ . Nous avons inséré cette ligne dispersive dans un montage d'imagerie temporelle approché où l'objet est collé à la lentille. L'opération de lentille temporelle est réalisée le plus simplement possible : on part d'un laser balayé en fréquence [Crozatier *et al.*, 2006a]), et on fait passer le faisceau à travers un modulateur acousto-optique. C'est cette modulation qui constitue l'objet  $A(t)$  à renverser. Le laser est balayé sur 1,09 GHz en 6  $\mu\text{s}$ , ce qui permet d'assurer la condition d'imagerie et le grandissement égal à  $-1$  :  $\mu_L = \mu_D/2$ .

**Bande passante du retournement** La limite de bande passante imposée par la condition de Fraunhofer est alors  $\Gamma_\nu \ll 13,3 \text{ MHz}$ , avec une durée maximale de signaux à renverser de 6  $\mu\text{s}$ . Le produit temps-bande-passante associé à ce montage d'imagerie temporelle est donc de 80.

La Figure 3.9 montre l'image de deux signaux radio-fréquence composés de 15 impulsions à travers notre montage d'imagerie temporelle approchée. Dans le premier cas, la bande passante du signal à renverser est de 3,4 MHz. La forme renversée reproduit fidèlement le signal initial, avec toutefois une légère perte de contraste. Dans le second cas, on utilise des pics plus courts, de façon à avoir une bande passante en entrée qui atteint 8,2 MHz. On observe alors une déformation significative du signal. Cette déformation correspond à une limite de bande passante pour notre protocole de retournement temporel qui est très largement inférieure à celle fixée par l'élargissement inhomogène du cristal (ici, 2 GHz).

**Durée des signaux renversés** En principe, la durée maximale des signaux à traiter est fixée par la capacité de mémorisation du milieu dispersif. Ici, cette capacité de mémorisation est décrite par la durée de vie des cohérences, qui, dans les conditions de champ magnétique et de température choisies, est de l'ordre de  $T_2 = 200 \mu\text{s}$ , ce qui est colossal par rapport à ce que permettent les fibres optiques. En présence de diffusion spectrale instantanée, la durée de vie des cohérences effective est réduite, et la durée maximale des signaux est limitée à 10  $\mu\text{s}$ .

---

4. Les meilleures fibres optiques présentent aujourd'hui des facteurs d'atténuation proches de 0,15 dB/km à 1550 nm.

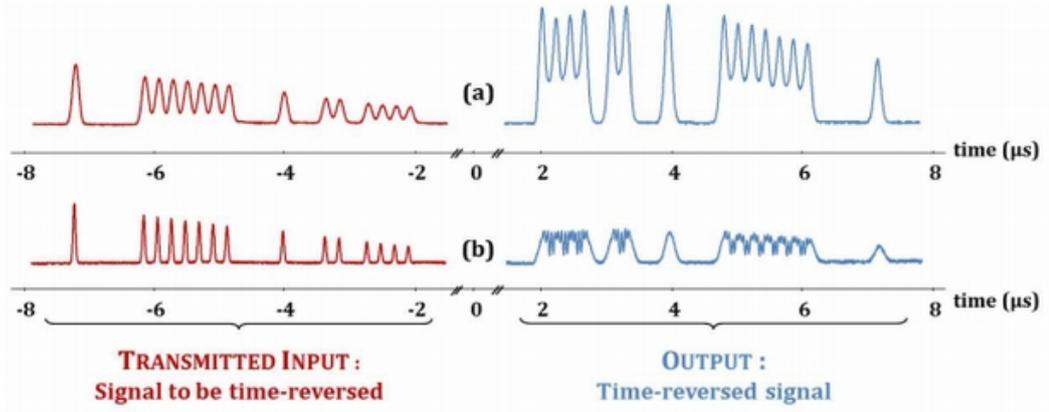


FIGURE 3.9 – Retournement temporel au moyen de la technologie SHB. La bande passante du signal à renverser est de 3.4 MHz (a) ou 8.2 MHz (b). Figure extraite de [Linget *et al.*, 2013b].

Comme il s’agit d’un traitement purement analogique, le temps de latence entre la fin du signal détecté et le début du signal renversé n’est pas limité par une vitesse d’acquisition ou de calcul. Notre architecture permet de le ramener à quelques microsecondes seulement, ce qui est essentiel pour une focalisation efficace dans un milieu hétérogène non stationnaire.

**Echo de photon à 3 impulsions** Cette expérience de retournement temporel peut également être interprétée comme une variante de l’expérience d’écho de photon à trois impulsions (aussi appelé écho de photon stimulé), dans lequel les trois impulsions excitatrices sont balayées en fréquence avec les taux de balayage successifs  $r$ ,  $-r$  et  $r$  [Linget *et al.*, 2013b]. Dans notre architecture, c’est la troisième impulsion qui porte le signal à renverser. En régime d’excitation faible, l’écho est donné par le produit de convolution (voir par exemple [Crozier, 2006] pour un calcul détaillé) :

$$\mathcal{E}_{\text{écho}}(t) = \mathcal{E}_1^*(-t) \otimes \mathcal{E}_2(t) \otimes \mathcal{E}_3(t), \quad (3.10)$$

où  $\mathcal{E}_1(t) = e^{i\pi r t^2}$ ,  $\mathcal{E}_2(t) = e^{-i\pi r t^2}$  et  $\mathcal{E}_3(t) = A(t)e^{i\pi r t^2}$ . On note que dans l’équation 3.10, les champs  $\mathcal{E}_2$  et  $\mathcal{E}_3$  paraissent interchangeable. On peut donc utiliser la deuxième impulsion au lieu de la troisième pour porter le signal à renverser [Wang *et al.*, 1995b]. Les deux approches ne sont toutefois pas équivalentes. En effet, dans notre architecture, on peut se placer en régime de gravure accumulée [Hesselink and Wiersma, 1979] : les deux premières impulsions peuvent être répétées de façon à accumuler le réseau de pas variable, indispensable pour espérer atteindre une efficacité de diffraction élevée, mais aussi potentiellement source de diffusion spectrale instantanée.

### 3.3.6 Bilan et améliorations possibles

Ainsi, notre protocole de retournement temporel est performant en ce qui concerne la durée des signaux renversés et le temps de latence. Cependant, il subsiste deux pro-

blèmes importants qui le rendent inutilisable sur des signaux réels : sa bande passante est largement insuffisante, et il n'est pas robuste à des modulations de phase.

On pourrait gagner en bande passante de façon marginale en utilisant des balayages en fréquence plus rapides et des cristaux dont la raie d'absorption est plus large, comme le Er :LiNbO<sub>3</sub> [Thiel *et al.*, 2010]. La condition de Fraunhofer limite la bande passante de notre architecture à  $\sqrt{r/2}$  où  $r$  est le taux de balayage du laser. Atteindre une bande passante de 1 GHz paraît alors inaccessible en termes de performances laser car il faudrait être capable de balayer le laser sur 1 GHz en 2 attosecondes (!)

La piste du montage d'imagerie temporelle exacte évoquée plus haut (où l'on utilise deux lignes dispersives conformément au montage  $2f - 2f$  de la Figure 3.6) permettrait d'atteindre une bande passante de traitement correspondant à l'intervalle spectral balayé (soit ici 1 GHz), sans modifier les vitesses de balayages lasers. Pour y parvenir, il faudra travailler sur deux points essentiels :

- l'amélioration de la transmission de notre ligne dispersive, car le signal à renverser y passera deux fois.
- la réalisation d'une lentille temporelle sans modification de la longueur d'onde pour pouvoir utiliser deux fois la ligne dispersive.

Pour améliorer l'efficacité de diffraction, il faut jouer sur l'opacité du cristal mais aussi sur la forme des dents du peigne. En effet, à épaisseur optique initiale donnée, nous avons montré que des dents rectangulaires de contraste unité donnent l'efficacité maximale [Bonarota *et al.*, 2010]. La finesse optimale dépend de l'épaisseur optique.

Dans notre architecture d'imagerie temporelle approchée, la méthode choisie pour réaliser la lentille temporelle permet d'établir une correspondance univoque entre le temps et la fréquence, et permet, par le biais de la ligne dispersive, d'appliquer des retards différents aux différentes parties du signal à inverser. Cela nous impose de n'utiliser qu'une pure modulation d'amplitude dans la lentille temporelle. En effet, une modulation de phase briserait la correspondance entre le temps et la fréquence. Notre architecture n'est donc pas directement applicable à la refocalisation de signaux multi-diffusés. Cette limitation est intrinsèque à l'architecture d'imagerie approchée, et vaut donc également pour les démonstrations où le milieu dispersif est une fibre optique [Coppinger *et al.*, 1999] ou un réseau de Bragg [Zhang and Yao, 2015].

### 3.4 Autres architectures basées sur l'imagerie temporelle

Le retournement temporel n'est qu'un exemple d'application de l'imagerie temporelle : il en existe de nombreux autres, déjà cités dans le paragraphe 3.1.4. Selon l'architecture considérée, la ligne dispersive choisie lui confère une certaine bande passante, mais aussi une certaine résolution spectrale. Comme nous l'avons vu pour le retournement temporel, les lignes dispersives réalisées avec des cristaux dopés aux ions de terre rare donnent aux architectures moins de bande passante, mais une bien meilleure résolution, que les fibres optiques ou les réseaux de Bragg. Dans ce qui suit je décris deux exemples d'architectures démontrés au Laboratoire Aimé Cotton, dans lesquels les cristaux dopés aux ions de terre

rare sont programmés comme une ligne dispersive, et donnent accès à des régimes de fonctionnement attractifs.

### 3.4.1 Analyseur spectral à projection temporelle

On a vu dans le chapitre 2 l'intérêt de surveiller le spectre électromagnétique, et donc de pouvoir mesurer en temps réel la transformée de Fourier d'un signal radio-fréquence large bande. Grâce à l'imagerie temporelle, il est possible de calculer cette transformée de Fourier de façon analogique et de la projeter dans la dimension temporelle (et non spatiale comme dans l'architecture arc-en-ciel) [Crozatier *et al.*, 2004].

Pour cela, on s'inspire du montage de transformée de Fourier classiquement utilisé en optique, en l'adaptant de façon similaire au montage d'imagerie approchée présenté dans 3.3.2, c'est-à-dire qu'on place l'objet contre une lentille convergente, et un écran dans le plan focal image de cette lentille. On observe alors sur l'écran la transformée de Fourier de l'objet. Le montage correspondant est représenté dans la Figure 3.10(a). Son pendant temporel, représenté en Figure 3.10(b), est composé d'une lentille temporelle et d'une ligne dispersive dont les paramètres respectifs  $\mu_L$  et  $\mu_D$  sont égaux. Bien que ce montage soit très proche de celui du retournement temporel en imagerie approchée (voir Figure 3.7), il n'est pas sujet à une limitation de bande passante analogue à la condition de Fraunhofer. En effet, l'observation de la transformée de Fourier de l'objet dans le plan focal image de la lentille n'est pas soumise à une condition de champ lointain. De ce fait, la bande passante potentielle est seulement limitée par la largeur spectrale de la ligne dispersive, qui elle-même est limitée par l'élargissement inhomogène de la transition optique utilisée.

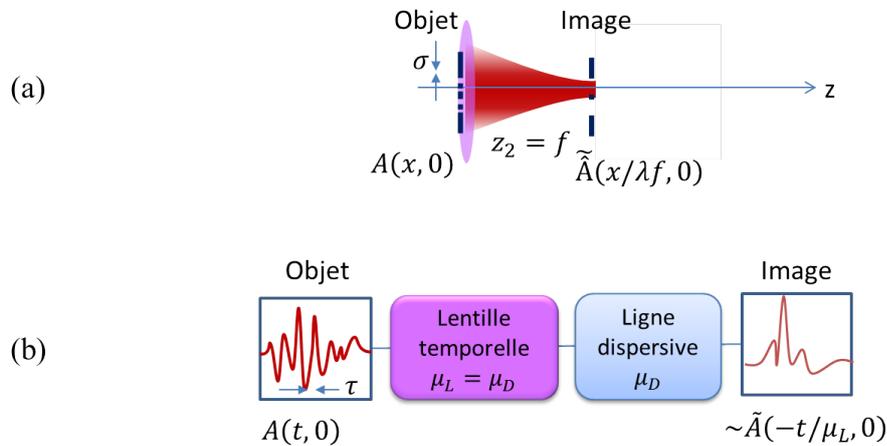


FIGURE 3.10 – Montage optique simplifié de transformée de Fourier spatiale, et son équivalent dans le domaine temporel.

Dans l'architecture d'analyse spectrale arc-en-ciel, les composantes spectrales formant le signal sont séparées angulairement. Le nombre de canaux d'analyse est principalement limité par la diffraction et peut atteindre quelques centaines seulement. Au contraire, dans l'analyseur spectral à projection temporelle, la résolution spectrale est limitée par la précision des balayages du laser, ce qui permet d'atteindre un nombre de canaux d'analyse bien plus élevé que l'analyseur spectral arc-en-ciel. Dans le cas de Er :YSO, l'opération

de transformée de Fourier de signaux RF a été démontrée avec une bande passante de 1,6 GHz, et une résolution de 70 kHz, soit un produit temps-bande passante impressionnant de 23000 [Crozatier *et al.*, 2006b]. Le point faible de cette architecture demeure la probabilité d'interception, qui est inférieure à 1 % dans les démonstrations expérimentales, mais pourrait tendre vers 100% dans une configuration de faisceaux non-coplanaires.

### 3.4.2 Génération de forme arbitraire

En utilisant la même architecture que l'analyseur spectral à projection temporelle, il est possible de générer des formes arbitraires rapides (GHz), sans pour autant utiliser d'outils d'électronique rapide. En effet, si la bande passante d'analyse est de 1 GHz, pour un signal d'entrée monochromatique on obtient en sortie une impulsion d'environ 1 ns. En sommant plusieurs signaux d'entrée à différentes fréquences, on génère en sortie du montage une séquence d'impulsions nanosecondes.

La génération de forme arbitraire avec cette architecture a été réalisée dans un cristal de Tm :YAG [Renner *et al.*, 2007] : un facteur de compression de 15000 entre la durée du signal généré et celle du signal d'entrée a été démontré, ainsi qu'une bande passante de 3,8 GHz.

Bien que basée sur une séquence d'impulsions très similaire, l'architecture de génération de forme arbitraire démontrée au LAC n'est pas *stricto sensu* une application de l'imagerie temporelle, car le signal à comprimer est placé sur la deuxième impulsion excitatrice, au lieu de la troisième. On enregistre alors dans les populations atomiques l'intercorrélacion du signal à comprimer avec un champ référence, lui aussi balayé en fréquence. Ce n'est donc plus une ligne dispersive que l'on grave dans le cristal. Cette variante permet de placer le signal générateur sur une porteuse balayée bien plus lentement et donc d'augmenter de façon radicale le facteur de compression, qui vaut ici  $10^6$ . Le produit temps-bande-passante atteint la valeur de  $10^4$  pour une bande passante de 1 GHz [Damon *et al.*, 2010].

## 3.5 Conclusion et perspectives

Grâce à la propriété de creusement spectral, les cristaux dopés aux ions de terre rare fournissent des lignes dispersives dont les paramètres surpassent de plusieurs ordres de grandeur les lignes dispersives usuelles du domaine optique. Ils peuvent alors être utilisés dans des montages d'imagerie temporelle, et donner des performances intéressantes. Ainsi, l'architecture simplifiée de retournement temporel appliquée aux cristaux dopés présente une bande passante très limitée, mais grâce au pouvoir dispersif accessible dans les cristaux dopés, elle permet de traiter des signaux longs de plusieurs  $\mu$ s. Par ailleurs le temps de latence est court devant la durée du signal. Ces deux figures de mérite sont particulièrement attractives dans un contexte de communication en milieu hétérogène non stationnaire. Quant à l'architecture d'analyse spectrale à projection temporelle, elle donne accès à un produit temps-bande passante très élevé.

Dans ce chapitre nous nous sommes limités à des filtres dispersifs de pouvoir dispersif uniforme sur leur bande passante. Dans le cas des filtres dispersifs créés par creusement

spectral, cela correspond à des réseaux spectraux de pas linéairement variable. En réalité on pourrait créer un réseau spectral dont le pas est une fonction non linéaire de la fréquence, ce qui permettrait de réaliser des traitements plus exotiques [Asghari and Jalali, 2013].

Notons enfin que l'opération de retournement temporel peut également être réalisée non plus avec une ligne dispersive, mais en utilisant le milieu atomique comme une mémoire où l'on stocke une fonction d'intercorrélacion, comme on l'a expliqué dans [Damon *et al.*, 2010]. Ce changement de paradigme nous permet, sur une expérience de principe, d'atteindre une bande passante qui n'est pas limitée par la condition de Fraunhofer, au détriment de l'efficacité [Louchet-Chauvet, 2018].

## 3.6 Publications relatives à ce chapitre

**Time-reversal of optically-carried radiofrequency signals in the microsecond range** H. Linget, L. Morvan, J.-L. Le Gouët and A. Louchet-Chauvet, *Optics Letters* **38**, 643 (2013).

**Time reversal of light by linear dispersive filtering near atomic resonance** H. Linget, T. Chanelière, J.-L. Le Gouët and A. Louchet-Chauvet, *New Journal of Physics*, **15**, 063037 (2013).

**Analog time-reversal of optically-carried RF signals with a rare earth ion-doped processor with broadband potential** A. Louchet-Chauvet, 2018 IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics, 2018.



## Chapitre 4

# Filtrage spectral en lumière diffuse : application à l'imagerie acousto-optique

Jusqu'ici nous avons considéré le creusement spectral comme une brique de base pour la mise en forme de profils d'absorption complexes. Dans ce chapitre, nous revenons à la source et examinons le trou spectral en tant que simple filtre passe-bande. Ce qui peut sembler à première vue assez banal recèle malgré tout une caractéristique rare : il s'agit d'un filtre optique d'une finesse remarquable par rapport aux filtres interférentiels. En effet, on peut facilement créer un trou spectral dont les flancs font moins d'1 MHz de large, tandis que les flancs d'un filtre interférentiel sont plutôt de l'ordre du 1 nm (soit environ 500 GHz à 800 nm). De plus, alors que les filtres interférentiels voient leur spectre de transmission se décaler lorsqu'on change l'angle d'incidence, les trous spectraux sont utilisables dans n'importe quelle direction de flux optique.

Un trou spectral est donc en principe capable de séparer deux fréquences optiques très proches, même contenues dans un faisceau multidiffusé. Ce cas de figure correspond exactement à la situation rencontrée dans un montage d'imagerie acousto-optique en milieu diffusant.

Dans ce qui suit je décrirai deux techniques d'imagerie médicale en profondeur dans le domaine optique, puis j'expliquerai comment les trous spectraux creusés dans le profil d'un cristal dopé terre rare peut permettre de réaliser l'étape de détection dans une expérience d'imagerie acousto-optique. Après avoir présenté l'état de l'art, je détaillerai les expériences réalisées en collaboration avec François Ramaz dans lesquelles nous utilisons un cristal de Tm :YAG sous champ magnétique pour réaliser le filtre spectral voulu. La question du matériau idéal pour cette application se pose, c'est pourquoi nous avons également fait quelques expériences de spectroscopie dans un autre cristal dopé thulium, que je présenterai ici également. Pour terminer, je passerai en revue les perspectives de ce projet de recherche, en mettant l'accent sur les travaux que nous devons mener à bien afin de se rapprocher de l'application pratique.

## 4.1 Imagerie optique en milieu diffusant

L'imagerie médicale dans le domaine optique constitue un enjeu médical fort car elle donne accès à des propriétés physiologiques comme la saturation en oxygène ou la concentration en hémoglobine ou en mélanine de manière non-invasive, ce qui permettrait de diagnostiquer des cancers de manière précoce, en évitant la biopsie. Cependant la tâche est d'autant plus difficile que l'on cherche à atteindre des profondeurs centimétriques, à cause non seulement de la propriété de diffusion des tissus biologiques, mais aussi à cause de la non-stationnarité des tissus lors de mesures *in-vivo*. La diffusion subie par les faisceaux optiques conduit à une résolution spatiale qui se dégrade avec la profondeur. L'imagerie par ultrasons, en revanche, a atteint sa maturité dans le domaine médical et permet une résolution de l'ordre du mm à plusieurs cm de profondeur, mais ne permet pas d'identifier à coup sûr des tissus cancéreux.

En combinant l'excitation optique et les ultrasons, il est possible de bénéficier des avantages des deux techniques : la résolution spatiale des ultrasons (de l'ordre du mm), et le contraste de l'optique. Deux méthodes principales existent : l'imagerie photo-acoustique (IPA), et l'imagerie acousto-optique (IAO).

### 4.1.1 Imagerie photo-acoustique

L'IPA consiste à illuminer le milieu diffusant avec un laser impulsionnel. La température (et donc la taille) des zones absorbantes va se mettre à osciller, à une fréquence qui varie comme l'inverse de la taille de ces zones. Les ultrasons générés par ces oscillations sont alors détectés en surface du milieu diffusant. La position des zones absorbantes est obtenue par mesure de temps d'arrivée. D'abord proposée pour des applications en spectroscopie d'échantillons solides [Rosencwaig, 1977], puis pour imager des objets métalliques structurés sous la surface [Wong *et al.*, 1978], cette technique a été abondamment développée pour l'imagerie en milieu diffusant (voir par exemple [Kruger and Liu, 1994]) et fait actuellement l'objet de tests cliniques en particulier pour des diagnostics de cancer du sein [Valluru and Willmann, 2016].

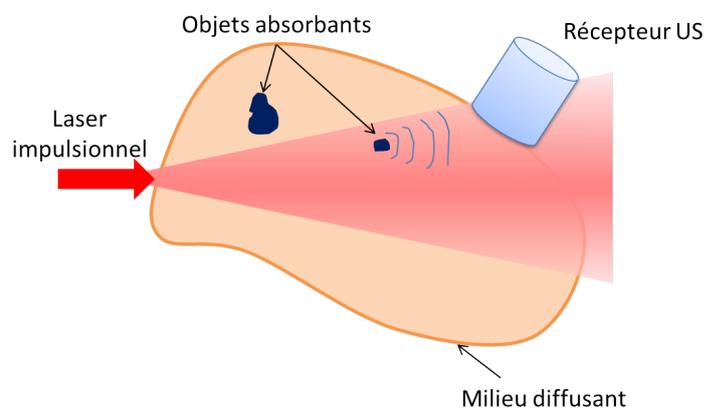


FIGURE 4.1 – Schéma de principe de l'imagerie photo-acoustique.

La faiblesse principale de l'imagerie photoacoustique est liée à l'atténuation des ondes acoustiques qui augmente avec la fréquence (environ 0,3 dB/cm/MHz). De ce fait, les petits objets absorbants ne peuvent pas être détectés s'ils sont trop loin du récepteur ultrasonore.

### 4.1.2 Imagerie acousto-optique

L'IAO consiste à éclairer le milieu diffusant à l'aide d'un faisceau laser continu et spectralement étroit. Un pulse ultrasonore focalisé est envoyé dans le milieu. Dans le petit volume commun où coexistent les ultrasons et la lumière, le faisceau laser subit une diffraction acousto-optique, ce qui décale en fréquence de  $\pm\nu_{US}$  une fraction des photons. Du milieu diffusant sortent, en plus du faisceau laser initial, des photons dits "marqués". Si le volume commun aux ultrasons et à la lumière est absorbant, les photons marqués sont moins nombreux. Ce sont donc les photons marqués qui portent l'information sur la composition du milieu, à savoir les paramètres d'absorption et de diffusion du milieu étudié.

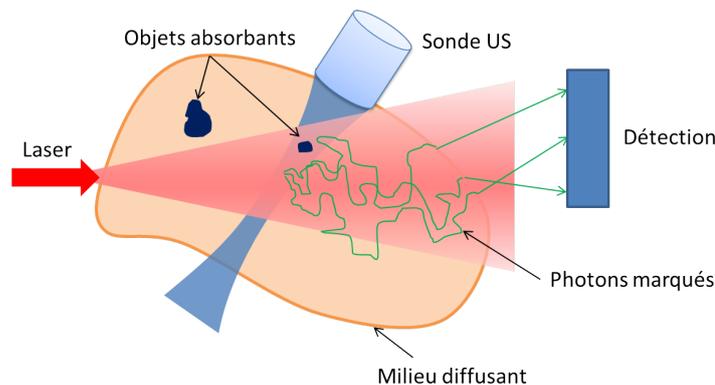


FIGURE 4.2 – Schéma de principe de l'imagerie acousto-optique.

Bien que la technique d'imagerie acousto-optique ait été proposée pour l'imagerie de milieux biologiques à peu près au même moment que l'imagerie photo-acoustique [Marks *et al.*, 1993], cette dernière n'a pas eu un développement aussi rapide à cause de la difficulté de la détection. En effet, pour pouvoir détecter les photons marqués, très peu nombreux, il faut être capable de les séparer de la porteuse, alors que ces deux faisceaux ont des fréquences optiques très proches (quelques MHz de différence), et qu'ils forment à la sortie du matériau deux figures de speckle qui évoluent dans le temps et dont le temps de corrélation n'excède pas quelques ms dans le cas d'une expérience *in-vivo*.

On distingue trois familles de méthodes de détection :

- celles capables d'échantillonner la figure de speckle grain par grain, de façon à mesurer l'amplitude de la modulation dans chaque grain. C'est la voie suivie par J.-M. Tualle au Laboratoire de Physique des Lasers [Barjean *et al.*, 2015].
- celles basées sur l'interférométrie avec adaptation du front d'onde, ce qui permet d'obtenir un même front d'onde pour la lumière diffusée et un faisceau de référence sur la totalité de la surface du détecteur. C'est le cas par exemple de l'inscription

dans un cristal photoréfractif d'un hologramme obtenu par interférence entre les photons marqués et un faisceau de référence [Ramaz *et al.*, 2004, Murray *et al.*, 2004]. L'hologramme doit suivre les évolutions de la figure de speckle : le cristal photoréfractif doit donc avoir un temps de réponse plus court que le temps de décorrélation du speckle.

- celles qui s'appuient sur un filtrage spectral suffisamment résolu, ce qui permet de couper les photons de la porteuse indépendamment du front d'onde. Ces méthodes sont alors complètement insensibles aux décorrélations du speckle qui se produisent lors de l'examen de tissus vivants. Un interféromètre Fabry-Pérot confocal permet de réaliser un tel filtrage, en réglant la cavité de façon que les photons marqués soit transmis, et que la porteuse soit réfléchié [Rousseau *et al.*, 2009]. Bien que la dynamique d'un tel filtre soit très bonne, sa faible *étendue* optique pose problème<sup>1</sup>.

La méthode à laquelle nous allons nous intéresser dans la suite de ce chapitre fait partie de la troisième catégorie, c'est-à-dire qu'il s'agit d'une méthode de filtrage incohérent, s'appuyant sur le creusement spectral dans un cristal dopé terre rare.

## 4.2 Filtrage par un trou spectral

Grâce au creusement spectral, il est possible de programmer dans le profil d'absorption d'un cristal dopé aux ions de terre rare un trou spectral qui va agir comme un filtre passe-bande, absorbant la porteuse et transmettant les photons marqués. Contrairement à un interféromètre Fabry-Pérot, l'étendue optique d'un tel filtre n'est pas liée à la sélectivité spectrale. Elle est seulement limitée par l'accès optique au cristal et par la géométrie de collection de la lumière diffusée.

### 4.2.1 Filtrage dans la fenêtre de transparence biologique

Les premières expériences de filtrage par SHB pour l'imagerie acousto-optique sont dues à l'équipe de Lihong Wang [Li *et al.*, 2008a]. Elles ont été réalisées dans un cristal de Tm :YAG, particulièrement adapté à l'imagerie dans des milieux biologiques du fait de la raie du Tm à 793 nm, ce qui correspond à la fenêtre de transparence biologique<sup>2</sup>. La dynamique de filtrage est plutôt modeste (14 dB) car elle est limitée par les paramètres intrinsèques du cristal, à savoir la durée de vie des populations dans les différents niveaux impliqués lors de la gravure d'un trou spectral. Dans le cas du Tm :YAG et en l'absence de champ magnétique, les ions pompés optiquement sont stockés dans l'état métastable  $^3F_4$ , où ils restent environ 10 ms. Le trou doit alors être rafraîchi plus rapidement qu'il ne s'efface, sous peine de perdre en contraste.

Se pose alors la question de l'adaptation des modes spatiaux entre le faisceau qui crée le trou (le faisceau dit de "gravure") et le faisceau de lumière diffusée. Pour maximiser l'étendue optique du montage, on travaille avec des cristaux dont la dimension transverse

---

1. L'étendue géométrique en détection est le produit de la surface d'émission en sortie du système étudié par l'angle solide sous lequel celle-ci est vue par le capteur.

2. voir par exemple la page Wikipedia [https://en.wikipedia.org/wiki/Near-infrared\\_window\\_in\\_biological\\_tissue](https://en.wikipedia.org/wiki/Near-infrared_window_in_biological_tissue)

est de l'ordre du cm. Comme la figure de speckle sur le cristal est amenée à évoluer lors d'une expérience *in-vivo*, on cherche à envoyer une gravure uniforme sur la surface utile du cristal, ce qui signifie que le faisceau de gravure est très large également. L'éclairement est donc faible. A puissance donnée, on doit alors ajuster la partie de la séquence de temps dédiée à l'entretien du trou, au détriment de l'autre partie consacrée à l'imagerie.

## 4.2.2 Filtrage dans des structures persistantes

Pour améliorer ce contraste, plusieurs équipes se sont tournées vers l'ion praséodyme en matrice YSO, dont les niveaux hyperfins ont une durée de vie de plusieurs secondes, voire plusieurs minutes [Ohlsson *et al.*, 2003] selon le champ magnétique appliqué. En utilisant ces niveaux comme niveaux de stockage, il est possible d'y graver des trous extrêmement contrastés [Hedges *et al.*, 2010]. En effet, la longue durée de vie des niveaux hyperfins permet d'accumuler le pompage optique sur un grand nombre de cycles et donc d'atteindre un niveau de transparence quasi-parfait même dans un matériau optiquement épais.

De plus, la variation rapide de l'absorption du cristal au voisinage du trou donne lieu au phénomène de lumière lente [Lauro *et al.*, 2009]. C'est cet effet que l'équipe de Stefan Kröll utilise pour séparer temporellement les photons marqués de la porteuse (qui est pulsée dans ces cas), et ainsi détecter les photons marqués sur fond noir [Zhang *et al.*, 2012]. La dynamique du filtre dépasse 53 dB. Dans le même esprit, faisant cette fois usage d'un peigne de fréquence atomique [Afzelius *et al.*, 2009] qui permet également de séparer temporellement les photons marqués de la porteuse, l'équipe de Jevon Longdell a démontré un contraste de 49 dB [McAuslan *et al.*, 2012].

Cependant, l'ion praséodyme ne convient pas pour faire de l'imagerie médicale, car sa transition optique à 606 nm n'est pas dans la fenêtre de transparence biologique. Pour pouvoir espérer avancer vers une application médicale de l'imagerie acousto-optique, il faut se restreindre aux ions de terre rare dont la transition est proche de 800 nm comme le thulium, le néodyme ou l'ytterbium, et rechercher dans la structure de ces ions des niveaux d'énergie de grande durée de vie susceptibles d'être utilisés comme niveaux de stockage.

## 4.3 Creusement spectral persistant dans le Tm :YAG

### 4.3.1 De l'intérêt d'appliquer un champ magnétique

Lorsque l'on applique un champ magnétique, les niveaux du Tm :YAG se dédoublent par effet Zeeman nucléaire exacerbé [Guillot-Noël *et al.*, 2005]. Selon la valeur et l'orientation du champ magnétique appliqué, la durée de vie des sous-niveaux de l'état fondamental peut être de plusieurs minutes, avec un éclatement Zeeman entre 10 et 400 MHz/T selon l'orientation du champ magnétique appliqué. Dans ces conditions, un trou spectral de grande dynamique est alors accessible dans l'ion Tm<sup>3+</sup>, en tirant parti de l'accumulation du pompage optique.

En-dessous de 1 T, comme l'élargissement inhomogène optique est bien plus grand que l'espacement des niveaux Zeeman, le creusement d'un trou donne lieu à l'apparition

dans le profil d'absorption de deux "antitrous" à  $\pm\Delta$ , où  $\Delta$  est la différence de fréquence entre les deux transitions optiques (voir Figure 4.3). En ajustant le champ magnétique pour que  $\Delta$  soit égal à la fréquence des ultrasons, on peut faire coïncider l'antitrou avec la porteuse. Par exemple, pour des fréquences ultrasonores typiques entre 2 et 5 MHz, on applique un champ entre 70 et 190 G, champ pour lequel la durée de vie des trous est d'au moins plusieurs secondes, voire plusieurs minutes (voir Figure 2.10).

Enfin, en creusant deux trous spectraux distants de  $2\Delta$  et en ajustant le champ magnétique pour que  $\Delta$  soit égal à la fréquence des ultrasons, on peut doubler l'absorption de la porteuse (voir Figure 4.4).<sup>3</sup>

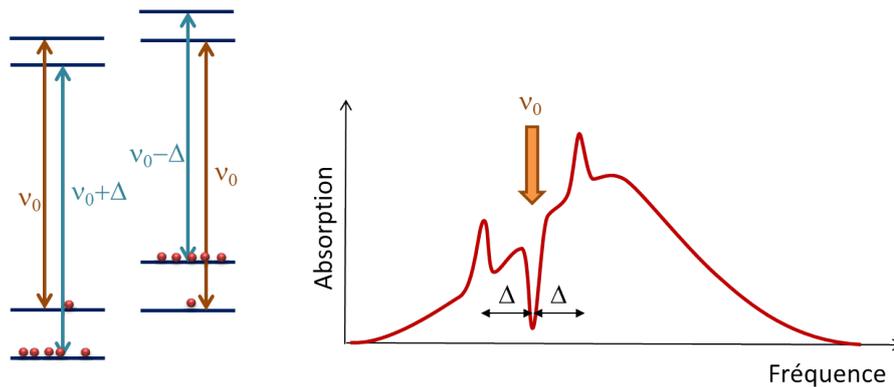


FIGURE 4.3 – Creusement spectral à  $\nu_0$  dans un système à 4 niveaux, faisant apparaître des antitrous à  $\nu_0 \pm \Delta$ .

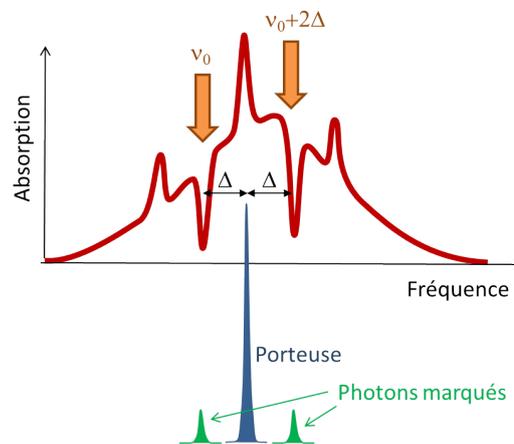


FIGURE 4.4 – Creusement de deux trous spectraux, à  $\nu_0$  et à  $\nu_0 + 2\Delta$  dans un système à 4 niveaux. Deux des quatre antitrous coïncident à  $\nu_0 + \Delta$ , fréquence de la porteuse. Les photons marqués sont transmis dans les deux trous spectraux.

Pour illustrer ce propos, nous réalisons une simulation de la gravure d'un trou spectral dans Tm :YAG, en considérant d'une part le système à 3 niveaux du Tm sans champ

3. A condition que les antitrous ne soient pas élargis par rapport aux trous. En pratique, on observe toujours un élargissement inhomogène sur les éclatements Zeeman qui se répercutent par un élargissement modéré des antitrous.

magnétique, et d'autre part le système à 6 niveaux du Tm avec champ magnétique (décrit dans le paragraphe 2.2.5 de ce manuscrit). On utilise la méthode de simulation rapide développée lors de la thèse de Yoann Attal [Attal *et al.*, 2018], mais en supposant que le trou est gravé uniformément dans l'épaisseur du cristal. Cette hypothèse n'est pas valide pour un échantillon optiquement épais, mais cela permet de se rendre compte de l'effet du champ magnétique et de la double gravure.

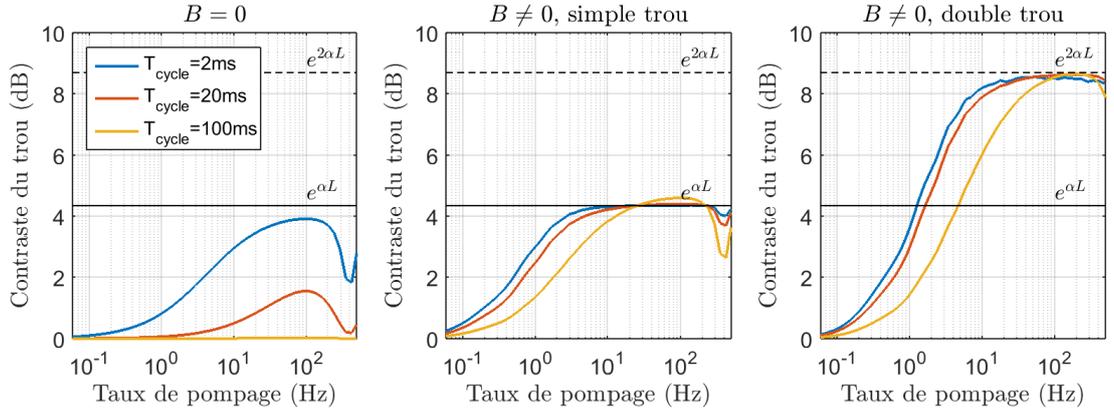


FIGURE 4.5 – Contraste du trou avec et sans champ magnétique, simulé dans le cas d'un cristal d'opacité  $\alpha L = 1$ . Sans champ magnétique, les trous sont stockés dans l'état métastable de durée de vie  $T_m = 20$  ms, et avec champ magnétique, dans un sous-niveau Zeeman nucléaire de l'état fondamental, avec une durée de vie estimée à 10 s. La gravure est réalisée avec des impulsions rectangulaires de durée  $T_{pulse}$  comprise entre  $0,1 \mu\text{s}$  et  $125 \mu\text{s}$ , avec une périodicité de  $T_{cycle} = 2, 20$  ou  $100$  ms. Le taux de pompage est défini comme  $\Omega^2 T_{pulse} / T_{cycle}$ , où la fréquence de Rabi  $\Omega$  vaut  $0,7$  Mrad/s, ce qui correspond à une puissance optique d'environ  $300$  mW sur un diamètre de  $1$  cm. La courbe correspondant au double trou est obtenue en supposant qu'il n'y a pas d'élargissement inhomogène des éclatements Zeeman.

Les résultats de la simulation sont représentés dans la Figure 4.5 pour un matériau d'épaisseur optique  $\alpha L = 1$ . Pour extrapoler les résultats à d'autres valeurs de cette épaisseur optique, il suffit de multiplier le contraste exprimé en dB par  $\alpha L$ . En l'absence de champ magnétique, le contraste du trou est très sensible au choix de la période de répétition, que l'on a choisi entre 2 et 100 ms. Il peut être proche du maximum théorique ( $e^{\alpha L}$ ) si la période est suffisamment petite devant la durée de vie des trous, ce qui est une condition essentielle pour rendre possible le phénomène d'accumulation. En présence du champ magnétique en revanche, cette période n'a plus tellement d'influence car elle est très courte devant la durée de vie des niveaux de stockage et donc l'accumulation de la gravure est toujours possible. En pratique, l'obturateur mécanique nécessaire pour protéger le détecteur des impulsions de gravure impose une période minimale de l'ordre de  $100$  ms<sup>4</sup>. Dans ce cas, la configuration sous champ magnétique s'impose. Enfin, la configuration à deux trous spectraux permet d'atteindre des valeurs du contraste proches de  $e^{2\alpha L}$ . Notons également que pour les taux de pompage intermédiaires (inférieurs à

4. Voir par exemple l'obturateur Uniblitz VS14 qui fonctionne à une cadence de  $10$  Hz. (<https://www.uniblitz.com/products/vs14/>)

10 Hz), la configuration à deux trous n'est pas nécessairement plus performante que celle à un trou, du fait que la puissance de pompe est répartie sur les deux trous.

### 4.3.2 Démonstration de principe

Nous avons mis en pratique la méthode proposée et utilisé un trou spectral persistant dans un cristal de Tm :YAG pour filtrer les photons marqués sur une expérience d'imagerie acousto-optique. Pour cela, nous avons fabriqué un échantillon diffusant artificiel appelé "fantôme", à base d'agar-agar et d'intralipide. Une inclusion faite du même gel et teintée à l'encre de Chine est enterrée dans le fantôme. Il s'agit ensuite d'éclairer ce gel avec un faisceau laser continu (la porteuse) et de lui appliquer simultanément des impulsions ultrasonores, afin de créer des photons marqués. On collecte la lumière diffusée par le gel et on l'envoie vers notre cristal de Tm :YAG préalablement fonctionnalisé par creusement spectral à deux fréquences.

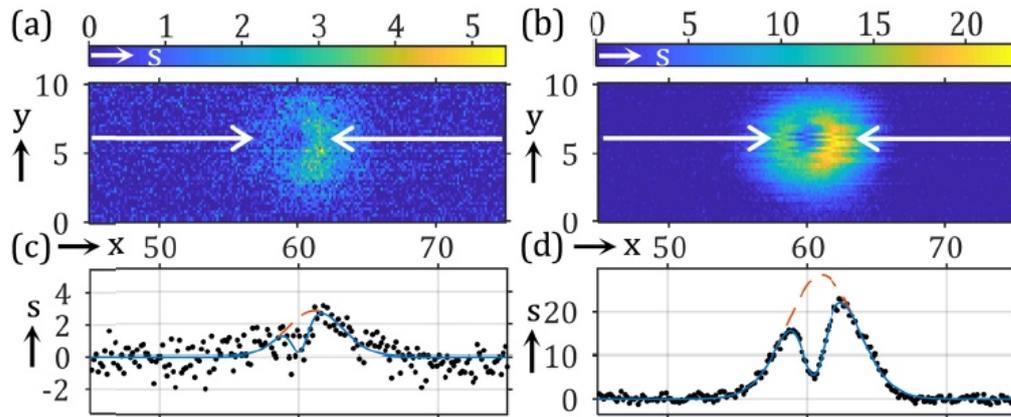


FIGURE 4.6 – Image acousto-optique d'un échantillon diffusant, moyennée 100 fois. (a) Sans champ magnétique, le rapport contraste-à-bruit s'élève à  $3,3 \pm 0,6$ . (b) Avec champ magnétique, il vaut  $32 \pm 0,7$ . (c) et (d) coupes de l'image selon les flèches blanches. L'inclusion se présente sous forme d'un déficit de photons marqués dans le cône de diffusion. Figure extraite de [Venet *et al.*, 2018a].

Nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, la longue durée de vie du trou permet d'atteindre une profondeur de trou bien plus élevée, et donc un meilleur rapport contraste-à-bruit sur une image donnée. Cela est illustré sur la Figure 4.6. Mais elle permet aussi une meilleure utilisation du temps de cycle. En effet, l'obturateur mécanique impose d'espacer les étapes de rafraîchissement du trou de 100 ms au minimum. Dans le cas du stockage dans l'état métastable, non seulement le trou s'efface totalement pendant cette période, mais on ne peut utiliser ce trou que pendant quelques ms, soit environ 4% du temps du cycle. Sous champ magnétique (ici 234 G orienté selon l'axe [001]), le trou a une durée de vie de 30 s à 2 K, et donc le trou est utilisable pendant toute la durée d'ouverture de l'obturateur, soit 90% du temps du cycle. L'acquisition d'un même nombre d'images prend donc 20 fois moins de temps sous champ magnétique. En incluant les temps nécessaires

au transfert des données et au déplacement transversal de la sonde, le temps total pour réaliser les images de la Figure 4.6(a) et (b) sont respectivement 8,5 minutes et 30 s.

Ces résultats, décrits plus longuement dans l'article [Venet *et al.*, 2018a], représentent la première démonstration d'imagerie acousto-optique dans un trou spectral persistant à une longueur d'onde compatible avec le diagnostic optique. L'étendue optique, limitée dans cette expérience par la géométrie de notre cryostat, est de  $12 \text{ sr.mm}^2$ , ce qui est proche des  $31 \text{ sr.mm}^2$  de l'état de l'art [Li *et al.*, 2008b].

## 4.4 Etude de Tm :YSO

### 4.4.1 Pourquoi un autre cristal ?

On l'a vu, dans les premières démonstrations d'imagerie acousto-optique où la fonction de filtrage était assurée par un trou spectral, l'ion thulium s'est imposé car sa longueur d'onde d'absorption (entre 790 et 795 nm) est parfaitement adaptée aux expériences en milieu biologique. Le choix du YAG comme matrice hôte, en revanche, s'explique plus par l'histoire de la spectroscopie des cristaux dopés aux ions de terre rare plutôt que par une réelle adéquation du matériau à la fonction visée. En effet, sur les 20 dernières années, la recherche sur les cristaux dopés a été largement stimulée par les recherches dans le domaine de l'information quantique, pour lesquelles les durées de vie des cohérences (optiques et de spin) étaient les paramètres les plus cruciaux. Dans ce contexte, Tm :YAG était particulièrement prometteur et a fait l'objet de quantité d'études visant à caractériser puis allonger la durée de vie des cohérences, en particulier au LAC [Macfarlane, 1993, Louchet *et al.*, 2007a, 2008, Alexander *et al.*, 2008, Pascual-Winter *et al.*, 2012, Tongning, 2014].

Cependant, la fonction de filtre spectral pour l'imagerie acousto-optique ne nécessite pas des durées de vie de cohérences optiques particulièrement longues, mais plutôt des trous spectraux contrastés et de longue durée de vie. Rien ne dit que Tm :YAG soit le meilleur candidat sur ces critères-là.

### 4.4.2 Etude de Tm :YSO

En réexaminant l'ensemble des cristaux dopés thulium (par exemple en s'appuyant sur l'excellente synthèse [Sun, 2005]), on s'aperçoit que le Tm :YSO (où YSO désigne l'orthosilicate d'yttrium, ou  $\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ) présente des caractéristiques à première vue favorables pour le filtrage spectral pour l'imagerie acousto-optique : un élargissement inhomogène parmi les plus faibles (2,6 GHz et 4,5 GHz selon les sites) et un faible nombre de sites de substitution, ce qui se traduit par une absorption élevée (7 fois supérieure à celle du Tm :YAG à dopage donné). Par ailleurs un élargissement inhomogène de quelques dizaines de MHz pourrait suffire pour l'imagerie acousto-optique. La durée de vie des cohérences optiques dans Tm :YSO est en revanche plutôt faible (4,8 ou  $1,3 \mu\text{s}$  selon le site), ce qui est à l'origine du peu d'intérêt pour ce matériau depuis les premières caractérisations [Equall, 1995]. La faiblesse du  $T_2$  n'est pourtant pas un problème pour le filtrage car elle permet néanmoins des trous de largeur inférieure au MHz.

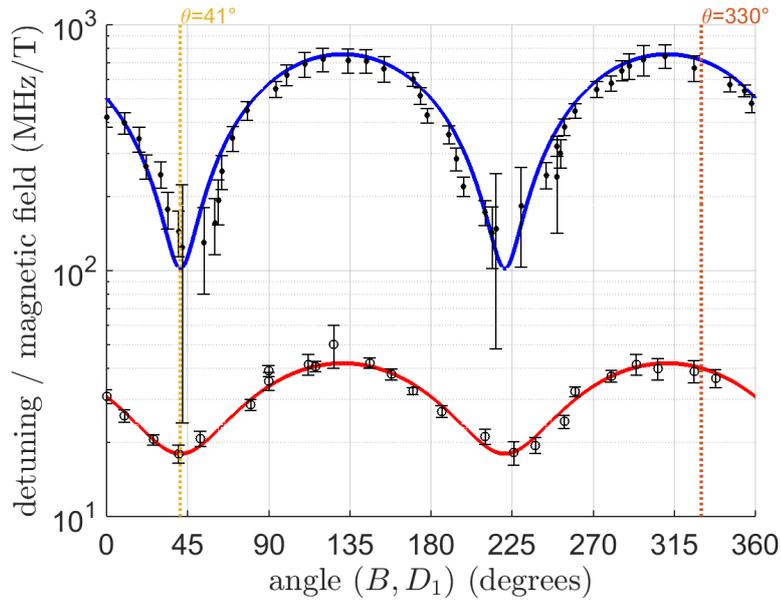


FIGURE 4.7 – Position des trous (cercles vides) et antitrous (cercles pleins) dans les spectres de hole-burning dans un cristal de Tm :YSO, en fonction de l’orientation du champ magnétique appliqué dans le plan  $(D_1, D_2)$ . Ces mesures indiquent que les éclatement Zeeman dans l’état fondamental varient entre 120 et 800 MHz/T, et entre 18 et 42 MHz/T pour l’état excité. Les lignes rouge et bleue sont un ajustement empirique. Les trous spectraux ont des durées de vie qui dépendent fortement de l’orientation du champ : entre 30 ms quand  $\theta = 41^\circ$  et 1,6 s quand  $\theta = 330^\circ$  (figure tirée de [Venet *et al.*, 2018b]).

Il reste à vérifier qu’il est possible de creuser des trous spectraux persistants dans ce cristal, de manière à réaliser l’imagerie acousto-optique avec un rapport cyclique favorable. L’état métastable  $^3F_4$  n’est pas un niveau de stockage satisfaisant car sa durée de vie est d’environ  $740 \mu\text{s}$ . Pour mettre en évidence un niveau de stockage de longue durée de vie nous avons plongé un cristal de Tm :YSO dans un champ magnétique. Comme le montre la Fig. 4.7, nous avons observé un effet Zeeman nucléaire exacerbé anisotrope dans le plan  $(D_1, D_2)$  (similaire à celui que l’on observe dans Tm :YAG [de Seze *et al.*, 2006]) et identifié une configuration pour laquelle des trous avaient une durée de vie de 1,6 s pour une température de 2,1 K, ce qui indique une accumulation dans un sous-niveau Zeeman de l’état fondamental. Une telle durée de vie, même si elle est inférieure à certaines durées de vie mesurées dans Tm :YAG, permet un relâchement des contraintes expérimentales puisque la totalité du temps d’ouverture d’un obturateur mécanique standard peut être utilisée pour l’imagerie sans que le filtre spectral ne s’efface. Nous avons finalement vérifié que des trous profonds pouvaient bien être préparés dans le Tm :YSO, validant ce cristal comme matériau d’intérêt pour le filtrage spectral dans le proche infrarouge [Venet *et al.*, 2018b].

### 4.4.3 Conclusion

Mis de côté il y a plus de 20 ans, le Tm :YSO semble donc un candidat intéressant pour l'imagerie acousto-optique. Il est plus adapté que le Tm :YAG pour ce qui concerne l'absorption et la largeur inhomogène puisqu'il permet à dopage égal une absorption plus élevée. Des trous spectraux persistants et profonds y ont été observés.

Cette étude est néanmoins incomplète puisqu'on ignore encore le comportement exact de la durée de vie et la profondeur maximale des trous pour d'autres températures du cristal et d'autres valeurs et orientations du champ magnétique. On a vu dans le paragraphe 2.2.5 que la durée de vie des trous dans Tm :YAG était particulièrement sensible à la température (la durée de vie des trous passe de 1000 à 1 s quand la température du cristal passe de 2,3 K à 4 K). Cette sensibilité étant due aux phonons, on peut s'attendre à ce que ce comportement soit modifié lorsqu'on change de matrice.

## 4.5 Bilan et perspectives pour l'imagerie médicale

Dans sa formulation la plus simple, le creusement spectral offre donc des perspectives intéressantes dans un domaine jusqu'ici inexploré avec les matériaux dopés terre rare à basse température : l'imagerie médicale.

Je décris ici les différentes voies d'évolution qui nous permettront de nous rapprocher d'une utilisation médicale de notre dispositif d'imagerie acousto-optique. Je m'intéresserai en particulier au temps d'acquisition, à la fiabilité du montage et à son intégration dans un environnement médical.

**Cryogénie :** L'utilisation d'une machine à froid permettra de gagner en indépendance vis-à-vis des infrastructures de laboratoire (azote et hélium liquides, circuit de récupération). Une telle machine est en cours d'approvisionnement. Une attention particulière a été portée à la géométrie de la chambre à échantillon, afin de garantir un meilleur accès optique que dans le montage du LAC. En gagnant sur l'ouverture angulaire, on pourra alors réduire la taille des faisceaux traversant le cristal sans perdre en étendue optique. Notons tout de même que la facilité d'utilisation d'un tel appareil a un prix en termes de puissance de froid et de vibrations, qui peuvent élargir les structures gravées si aucun effort d'isolation n'est fait [Louchet-Chauvet *et al.*, 2018]. Ici les vibrations ne devraient pas être un problème car la largeur des trous requise pour l'IAO est de l'ordre du MHz. En revanche, l'utilisation de puissances optiques élevées (de l'ordre de plusieurs centaines de mW pour la gravure) peut poser un problème d'échauffement du cristal, ce qui aurait des conséquences dramatiques sur la durée de vie des trous spectraux.

**Stabilité de la source laser :** La sélectivité du filtre spectral repose sur la finesse du trou. Celle-ci dépend non seulement de l'ion de terre rare et de la température de travail, mais aussi et surtout de la pureté spectrale de la source laser utilisée. L'entretien d'un trou spectral de moins d'1 MHz de large ne peut se faire qu'avec une source laser dont la fréquence varie seulement d'une fraction de MHz à l'échelle de la durée de vie du trou. Lorsqu'on opte pour le stockage dans les niveaux Zeeman, on obtient une excellente

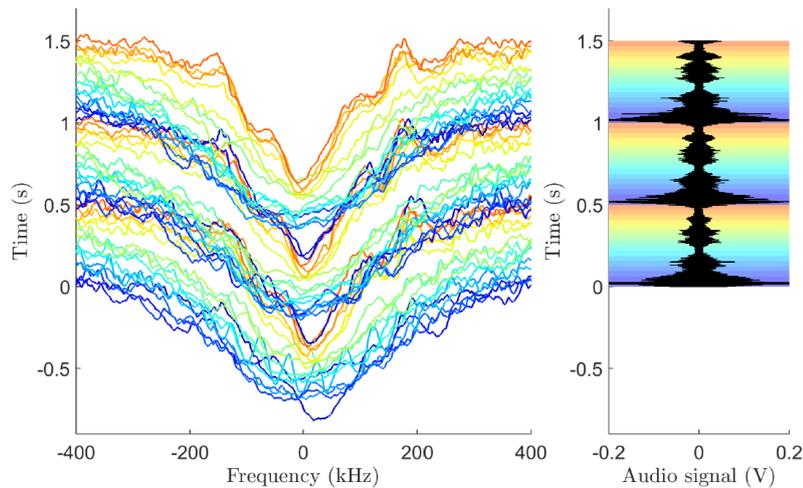


FIGURE 4.8 – Etude des vibrations d’un cryostat pulse-tube via l’effet piezospectroscopique. A gauche, absorption au voisinage d’un trou spectral au cours de 3 cycles de la vanne tournante. On observe l’élargissement périodique du trou. A droite, le signal audio enregistré près du cryostat simultanément, permettant d’identifier les cycles de la vanne tournante. La couleur utilisée pour la mesure de l’absorption correspond à la position dans le cycle de la vanne tournante (figure tirée de [Louchet-Chauvet *et al.*, 2018])

dynamique de filtrage mais aussi une contrainte supplémentaire sur la dérive de fréquence du laser aux temps longs. Pour atteindre la stabilité voulue dans notre preuve de principe, nous avons utilisé une diode laser en cavité étendue asservie sur une cavité Fabry-Pérot munie d’une entretoise en Invar selon la méthode Pound-Drever-Hall. On observe alors une détérioration des structures gravées aux temps longs, du fait de la dérive thermique de la cavité de référence. Pour s’assurer que les trous spectraux et le laser ne dérivent pas l’un par rapport à l’autre, une meilleure solution consiste à asservir le laser directement sur les trous, à la manière de P. Sellin *et al.* [Sellin *et al.*, 1999]. L’asservissement sur un trou spectral diffère peu d’un asservissement sur la résonance d’une cavité Fabry-Pérot, à cela près que les résonances sont créées et entretenues par le laser à stabiliser. Les difficultés d’un tel montage reposent sur la non-stationnarité des trous du fait de leur construction progressive, ainsi que de l’élargissement du trou provoqué par son interrogation continue.

**Utilisation d’un échographe :** A l’heure actuelle, notre montage utilise une sonde ultrasonore mono-élément. Sur les 30 s de temps d’acquisition de notre preuve de principe (pour 100 moyennes), 9 secondes sont exclusivement dédiées à la translation mécanique de la sonde ultrasonore mono-élément. L’utilisation d’une sonde échographique multi-éléments permettra de réaliser le balayage de façon électronique, ce qui réduira ce temps à une fraction de seconde, avec un gain significatif sur le temps total d’acquisition d’une image. Cela permettra également de mettre en œuvre certaines techniques d’illumination ultrasonore qui accélèrent le calcul de l’image acousto-optique, à savoir l’illumination par ondes planes [Laudereau *et al.*, 2016] ou l’illumination structurée [Bocoum *et al.*, 2019]. Un dernier atout de l’échographe réside dans le fait qu’il s’agit d’un outil bien maîtrisé

par les praticiens. Ils pourront positionner la sonde sur l'organe à étudier grâce à l'image ultrasonore, puis, en gardant la sonde au même endroit, ils pourront réaliser une image acousto-optique. Une telle imagerie "multimodale" nécessitera de concevoir une sonde adaptée comportant non seulement les transducteurs ultrasonores de l'échographe, mais aussi les fibres qui amènent et collectent la lumière du laser.

**Etudes fondamentales :** De même que pour l'analyseur arc-en-ciel, le développement d'un dispositif vers un niveau de maturité élevé nécessite de continuer à alimenter la réflexion en amont. La remise en question de certains choix techniques peut s'avérer très fructueux. C'est cette réflexion qui nous a amené par exemple à étudier le matériau Tm :YSO. D'autres études fondamentales sont envisagées en particulier sur l'optimisation du pompage optique afin de créer des structures spectrales permettant une dynamique de filtrage maximale.

## 4.6 Publications relatives à ce chapitre

**Ultrasound modulated optical tomography in scattering media : flux filtering based on persistent spectral hole burning in the optical diagnosis window** C. Venet, M. Bocoum, J.-B. Laudereau, T. Chanelière, F. Ramaz, A. Louchet-Chauvet, *Optics Letters* **43**, 3993 (2018).

**Structured ultrasound-modulated acousto-optic tomography with structured ultrasounds** M. Bocoum, A. Louchet-Chauvet, J.-L. Gennisson, J.-B. Laudereau, J.-M. Tualle, F. Ramaz, *Applied Optics* **58**, 1933 (2019).

**Deep and persistent spectral holes in Tm-doped yttrium orthosilicate for imaging applications** C. Venet, B. Car, L. Veissier, F. Ramaz, A. Louchet-Chauvet, *Phys. Rev. B* **99**, 115102 (2019).

**Piezospectroscopic measurement of high-frequency vibrations in a pulse-tube cryostat** A. Louchet-Chauvet, R. Ahlefeldt, T. Chanelière, *Rev. Sci. Instr.* **90**, 034901 (2019).



# Chapitre 5

## Conclusion générale

Depuis la mise au point du laser dans les années 1960 et jusqu’au début des années 2000, les ions de terre rare en matrice ont d’abord suscité un grand intérêt du fait de leurs raies homogènes très fines, avec pour finalité la mise au point de mémoires optiques de grande capacité avec des temps d’accès bien plus courts que les mémoires magnétiques [Mitsunaga *et al.*, 1991, Lin *et al.*, 1995, Plagemann *et al.*, 1998]. La contrainte cryogénique aura cependant raison de cette ambition, qui évolue peu à peu vers des applications de traitement plutôt que de stockage.

Les premières architectures de traitement proposées mêlent reconnaissance de forme et aiguillage angulaire [Wang *et al.*, 1995a]. Puis le spectre des possibilités s’élargit, avec la génération de retards vrais [Tian *et al.*, 2001] et la mise en forme d’impulsions [Barber *et al.*, 2002], et la mise au point de corrélateurs [Merkel *et al.*, 2000]. Toutes ces fonctionnalités, rendues possibles par le caractère inhomogène de la raie optique des cristaux dopés, sont taillées pour le traitement de signaux radar sur porteuse optique. Les architectures d’analyse spectrale photographique [Colice *et al.*, 2006], à projection temporelle [Ménager *et al.*, 2001a] ou arc-en-ciel [Lavielle *et al.*, 2003] n’échappent pas à la règle. Puis l’essor des technologies quantiques et les propriétés uniques des cristaux dopés terre rare pousse de nombreuses nouvelles équipes à s’intéresser à ces matériaux [Hedges *et al.*, 2010, Clausen *et al.*, 2011, Mølmer *et al.*, 2016, Zhong *et al.*, 2017, Dibos *et al.*, 2018, Lim *et al.*, 2018, Morton and Bertet, 2018]. Plus récemment, de nouvelles idées ont fait leur apparition, qui ne concernent plus nécessairement les signaux radiofréquence ni l’information quantique : c’est le cas par exemple du filtrage pour l’imagerie en milieu diffusant [Li *et al.*, 2008a] et de l’ultra-stabilisation de lasers pour les horloges optiques [Thorpe *et al.*, 2011].

A mon échelle, j’ai apporté ma pierre à l’édifice, en travaillant sur trois architectures reliées au traitement de signaux classiques : l’analyseur spectral arc-en-ciel, le retournement temporel, et le filtrage pour l’imagerie en milieu diffusant.

Sur le plan conceptuel, ces trois architectures ont un point commun : elles reposent sur la programmation d’une *fonction* dans le cristal dopé, ce qui permet d’optimiser l’efficacité en sortie indépendamment du signal à traiter (par exemple en répétant la séquence de gravure de façon à augmenter la profondeur des structures gravées). Cet avantage cache parfois des limitations fortes sur d’autres critères de performance de l’architecture. C’est le cas par exemple du retournement temporel qui souffre d’une bande passante insignifiante,

ou de l'analyseur arc-en-ciel qui présente un faible nombre de canaux. Prendre le contre-pied de ce "principe" peut s'avérer également fructueux lorsque l'efficacité n'est pas un paramètre crucial : il s'agit cette fois d'enregistrer le signal lui-même (ou sa corrélation avec un signal de référence) dans le cristal. Cette pirouette conceptuelle aura d'autres faiblesses, mais peut permettre d'atteindre des performances intéressantes ainsi que nous l'avons observé tout récemment pour le retournement temporel sur le critère de la bande passante [Louchet-Chauvet, 2018].

A cette diversité d'architectures s'ajoute la versatilité des matériaux eux-mêmes : l'association dopant-matrice ouvre un large éventail de possibilités, plus ou moins polarisé selon les applications visées. Comme j'ai pu le montrer pour le Tm :YSO et l'imagerie acousto-optique, la proposition de nouvelles architectures rebat les cartes et peut mettre ou remettre certains matériaux sur le devant de la scène. Aujourd'hui cet éventail s'agrandit encore grâce au degré de liberté supplémentaire offert par le codopage. En effet, un changement marginal de la composition d'un cristal donné peut avoir des conséquences sur l'élargissement inhomogène en raison de l'augmentation du désordre [Böttger *et al.*, 2008, Ferrier *et al.*, 2017] ou sur les durées de vie des niveaux électroniques en raison des transferts d'énergie entre l'ion et le co-dopant [Brenier *et al.*, 1989]. Les techniques de fabrication des céramiques et des poudres progressent également, à tel point que l'on peut désormais envisager d'utiliser une céramique transparente en lieu et place d'un cristal. En effet, cette dernière est bien plus simple à produire, et permet des dimensions et des géométries inaccessibles aux monocristaux. D'abord testées pour les applications lasers [Gao *et al.*, 2012], elles peuvent présenter des caractéristiques spectroscopiques réellement intéressantes [Ferrier *et al.*, 2013].

Ainsi, malgré leur passé déjà foisonnant, les matériaux dopés terre rare n'ont pas fini de nous surprendre. La diversité à la fois des applications et des matériaux, ainsi que les progrès techniques autour des sources laser et des cryostats, permet d'envisager encore pour eux un avenir riche en rebondissements. Je laisse à Sir William Crookes (1832-1919) le mot de la fin, alors qu'il évoquait les terres rares devant la Royal Society of Chemistry :

*These elements perplex us in our researches, baffle us in our speculations, and haunt us in our very dreams. They stretch like an unknown sea before us - mocking, mystifying and murmuring strange revelations and possibilities.*

# Annexe A

## Travaux de thèse

La plupart des protocoles de mémoire quantique reposent sur l'enregistrement d'un signal lumineux dans une superposition d'états de longue durée de vie, le plus souvent dans des niveaux de spin. L'élément clé pour réaliser un tel enregistrement est un système atomique à 3 niveaux en  $\Lambda$ , où deux sous-niveaux fondamentaux sont couplés optiquement à un même niveau supérieur. L'excitation optique est alors stockée dans une superposition des deux sous-niveaux fondamentaux. Les cristaux dopés aux ions de terre rare sont des candidats prometteurs pour ces applications, car ils présentent des durées de vie des cohérences optiques et hyperfines particulièrement longues.

### A.1 Construction d'un système en $\Lambda$ dans Tm :YAG

Pendant ma thèse, je me suis intéressée à l'ion thulium, un ion de terre rare non-Kramers, comme alternative aux ions praséodyme et europium qui étaient alors considérés comme étant les seuls candidats possibles pour la réalisation d'une mémoire quantique. Grâce à son spin nucléaire  $I = 1/2$ , le thulium présente une structure de sous-niveaux Zeeman nucléaires particulièrement simple, dont l'espacement peut être contrôlé à l'aide d'un champ magnétique externe. De plus, la longueur d'onde d'absorption du thulium à 793 nm est accessible aux lasers à semi-conducteurs qui peuvent être stabilisés en dessous du kHz.

Dans les cristaux dopés aux ions de terre rare usuels, à savoir les cristaux dopés aux ions Pr ou Eu, le système en  $\Lambda$  est construit sur la structure hyperfine de l'état fondamental. Dans les cristaux dopés aux ions Tm<sup>3+</sup>, il est nécessaire d'appliquer un champ magnétique externe pour révéler la structure hyperfine. A cause des règles de sélection sur le spin nucléaire, l'existence d'un système en  $\Lambda$  dans Tm<sup>3+</sup>:YAG paraît à première vue impossible. En réalité, l'interaction dite *Zeeman nucléaire exacerbée* permet de créer des mélanges partiels des sous-niveaux Zeeman, et d'obtenir un système en  $\Lambda$ . L'efficacité de ce système, quantifiée par le rapport de branchement  $R$  (correspondant au rapport des probabilités de transition), est liée aux propriétés d'anisotropie du tenseur gyromagnétique  $\gamma$  dans les états fondamental et excité. Durant ma thèse, j'ai dans un premier temps cherché l'orientation du champ magnétique donnant lieu à un rapport de branchement maximal à partir des composantes du tenseur  $\gamma$  déterminées théoriquement. Le rapport

de branchement maximal théorique s'élève à  $R = 0,24$ . Puis, dans un second temps, nous avons déterminé expérimentalement les composantes du tenseur gyromagnétique, grâce à des expériences de spectroscopie par hole-burning. Les valeurs expérimentales de ces composantes sont relativement proches des valeurs calculées, et en particulier, les propriétés d'anisotropie du tenseur sont pour la plupart conservées.

J'ai ensuite déterminé l'orientation optimale du champ magnétique à partir des composantes expérimentales du tenseur  $\gamma$ , et trouvé une borne inférieure pour le rapport de branchement :  $R \geq 0,13$  [de Seze *et al.*, 2006]. Puis, à l'aide d'expériences de nutation optique et d'écho de photon, réalisées séparément sur chacune des branches du  $\Lambda$ , j'ai obtenu une mesure directe du rapport de branchement :  $R = 0,13 \pm 0,015$ , sur un échantillon de  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$  plongé dans un champ magnétique optimalement orienté [Louchet *et al.*, 2007b]. Cette valeur est cohérente avec la borne inférieure déterminée auparavant, et correspond à un rapport des forces d'oscillateurs des transitions de  $\sqrt{R} = 0,36 \pm 0,02$ .

Au cours de cette étude, j'ai observé un élargissement inhomogène sur les éclatements Zeeman. En comparant les sensibilités au champ magnétique de cet élargissement inhomogène dans les états fondamental et excité, j'ai pu l'attribuer à des inhomogénéités d'orientation relative du champ magnétique appliqué et des sites cristallins. J'ai aussi montré que l'on pouvait réduire en partie cet élargissement en diminuant les inhomogénéités de champ magnétique.

## A.2 Manipulation d'une cohérence de spin, mesure de sa durée de vie

Une fois le système en  $\Lambda$  identifié et caractérisé dans le  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ , il semble naturel d'essayer de convertir une excitation optique classique en excitation de spin et inversement. J'ai réussi à observer cette cohérence seulement dans les sous-niveaux de l'état supérieur de la transition optique par battements Raman cohérents [Louchet *et al.*, 2007a]. En revanche, le déphasage inhomogène des spins a empêché de voir la cohérence de spin nucléaire dans l'état fondamental électronique.

Pour détecter la cohérence de spin dans le niveau fondamental, j'ai eu recours à la méthode appelée "écho Raman" [Hartmann, 1968], qui permet de renverser le déphasage inhomogène. Malheureusement, lorsque l'on applique cette séquence d'impulsions, il est impossible de distinguer l'écho Raman du signal d'écho de photon produit sur les transitions optiques excitées. En effet, l'écho de photon se produit au même instant et à la même fréquence que l'écho Raman. J'ai mis au point une variante originale de l'écho Raman qui permet d'éliminer l'écho de photon sans dégrader le signal pertinent. Grâce à l'écho Raman, j'ai mesuré pour le thulium une durée de vie de la cohérence de spin nucléaire autour de  $300 \mu\text{s}$  dans le niveau fondamental, pour des éclatements des sous-niveaux Zeeman allant de 4 MHz à 83 MHz [Louchet *et al.*, 2008]. Une telle durée de vie est parfaitement adaptée à nos moyens expérimentaux de façonnage et de séquençage électronique d'impulsions lumineuses. Elle confirme le potentiel du  $\text{Tm}:\text{YAG}$  comme candidat pour une future mémoire quantique dans un solide.

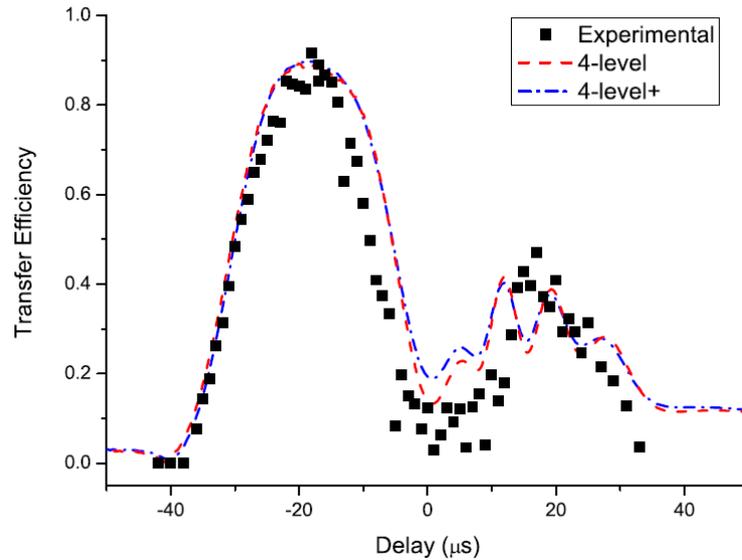


FIGURE A.1 – Efficacité de transfert du STIRAP dans Tm :YAG entre les deux sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental, en fonction du délai entre les deux impulsions. Figure extraite de [Alexander *et al.*, 2008].

### A.3 STIRAP

La faible efficacité des échos Raman m'a amenée à réaliser des expériences de STIRAP (*STImulated Raman Adiabatic Passage*), une technique de transfert de population dans un système en  $\Lambda$ , mettant en jeu un état de superposition entre les deux niveaux fondamentaux. Contrairement aux échos Raman, qui requièrent un contrôle précis de l'aire des impulsions, le STIRAP est un processus adiabatique. La condition d'adiabaticité fixe seulement une fréquence de Rabi minimale des deux impulsions composant le processus, ce qui facilite sa mise en œuvre. Au cours de ma thèse, j'ai pu démontrer un taux de transfert entre les sous-niveaux fondamentaux par STIRAP de 90%, confirmant un bon contrôle de la cohérence de spin par des moyens optiques.

En principe, les deux impulsions donnant lieu au transfert STIRAP doivent vérifier la condition de résonance à deux photons dans le système en  $\Lambda$ . Or, dans un cristal de Tm :YAG, il existe un élargissement inhomogène sur la transition de spin, dû en particulier à une inhomogénéité spatiale du champ magnétique appliqué, qui a un effet sur l'efficacité et la largeur de la résonance du STIRAP. C'est ce que nous avons étudié avec Annabel Alexander et Romain Lauro à la fin de ma thèse [Alexander *et al.*, 2008].



# Annexe B

## Méetrologie et atomes froids

Dans ce chapitre je présente les activités de recherche que j'ai poursuivies pendant mes deux séjours post-doctoraux.

Si mon activité actuelle est dans la continuité de mon travail de thèse, on remarquera qu'elle est assez éloignée des sujets de recherche que j'ai pu aborder lors de mes deux séjours post-doctoraux. Je présenterai donc assez brièvement les activités et les résultats relatifs à ces trois périodes. Même si les liens entre les différentes parties sont ténus, on verra que le socle de mon activité, l'interaction lumière-matière, est largement présent.

## B.1 Séjour post-doctoral au Niels Bohr Institute : Amélioration des horloges atomiques par intrication

### B.1.1 Contexte

La réduction des fluctuations quantiques par l'intermédiaire de l'intrication est un objectif reconnu dans le domaine de l'information quantique et des mesures de précision. L'intrication permet par exemple d'améliorer la précision des expériences de spectroscopie et des horloges atomiques [Wineland *et al.*, 1992].

En septembre 2008, j'ai rejoint le "clock lab" animé par Jürgen Appel, dans le groupe d'Eugene Polzik, alors qu'ils venaient d'observer pour la première fois la réduction des fluctuations de la différence de population en dessous de la limite du bruit de projection quantique dans un nuage d'atomes de césium froid [Appel *et al.*, 2009, Windpassinger *et al.*, 2009]. Cette compression du bruit est réalisée par la mesure quantique non-destructive (QND) de la différence de population entre les niveaux d'horloge du césium. La différence de population est reliée au déphasage subi par un faisceau hors résonance à la traversée du nuage atomique. Ce déphasage est mesuré en plaçant le nuage de césium dans un piège dipolaire, dans l'un des bras d'un interféromètre de Mach-Zehnder.

La mesure de la différence de population  $\Delta N$  représente déjà un défi expérimental majeur si l'on veut résoudre le bruit de projection quantique. En effet, pour  $N$  atomes, l'effet sur  $\Delta N$  des différentes sources de bruit expérimental doit être maintenu en dessous de  $1/\sqrt{N}$  sur la durée de l'expérience.

### B.1.2 Réalisation d'une horloge atomique assistée par intrication

Pour réaliser une horloge atomique assistée par intrication, nous avons utilisé une séquence d'impulsions basée sur une séquence de Ramsey, à laquelle s'ajoute une mesure QND de la différence de population avant le début du temps d'interrogation (voir Figure B.1). Cette mesure permet de générer l'état de spin squeezé dans l'ensemble atomique. L'effet du bruit de phase de la source micro-onde utilisée a rendu nécessaire la construction d'une source micro-ondes à faible bruit de phase. Nous avons utilisé le dispositif expérimental comme un détecteur des fluctuations de la fréquence de transition atomique. Le facteur principal de ces fluctuations est vraisemblablement le bruit d'intensité du piège dipolaire dans lequel sont maintenus les atomes.

Nous avons fait fonctionner l'horloge avec  $9 \cdot 10^4$  atomes. Grâce à l'intrication, le bruit de projection est réduit de 1.1 dB par rapport à une séquence d'horloge sans intrication mettant en jeu le même nombre d'atomes. Les performances de cette horloge sont limitées par le mouvement des atomes dans le piège. Toutefois, la méthode d'intrication pourrait être mise en application sur les horloges de l'état de l'art. Ces résultats ont été publiés dans New Journal of Physics [Louchet-Chauvet *et al.*, 2010].

### B.1.3 Tomographie d'un état atomique non-classique

Grâce à la méthode de mesure quantique non-destructive, nous avons accès au bruit de projection quantique sur la différence de population. En utilisant la source micro-onde

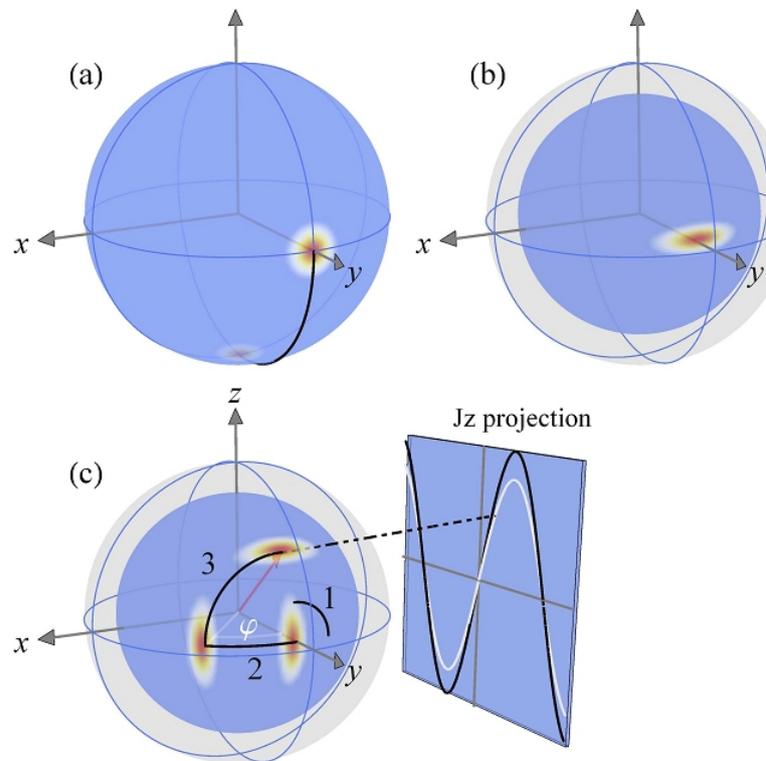


FIGURE B.1 – Séquence de Ramsey sur la transition d’horloge du césium, incluant une compression de l’état des atomes, dans la représentation de la sphère de Bloch. (a) A partir d’un grand nombre d’atomes dans un état pur (le vecteur de Bloch pointant vers le Sud), une impulsion  $\pi/2$  est appliquée, créant un état de superposition cohérent ("coherent spin-state"). La mesure des composantes transverses de cet état est a priori entachée du bruit de projection quantique, d’où le disque autour du vecteur. (b) Une mesure quantique non-destructive est effectuée, ce qui a pour effet de réduire l’incertitude d’une mesure ultérieure sur la différence de population, mais aussi projette une fraction des atomes dans leurs états propres et réduit donc la longueur du vecteur de Bloch. l’état obtenu est un état comprimé ("spin squeezed state"). (c) On applique alors une séquence de Ramsey "classique", composée d’un  $\pi/2$ , d’un temps d’attente et d’une seconde impulsion  $\pi/2$ . La mesure finale de la différence de population est, comme dans toute séquence de Ramsey, une fonction sinusoïdale du désaccord entre la fréquence d’horloge et la fréquence de l’excitation. Grâce à la mesure non-destructive en début de séquence, l’incertitude de la mesure finale est réduite.

bas bruit, on peut faire tourner sur lui-même ce vecteur de Bloch, et accéder au bruit de projection quantique dans toutes les directions. On réalise ainsi la tomographie de l'état des atomes, c'est-à-dire sa caractérisation complète. Cette tomographie peut être réalisée sur l'état comprimé utilisé dans la séquence d'horloge, mais aussi sur un état à une excitation : on commence par générer un état à une excitation via la technique "DLCZ" [Duan *et al.*, 2001]. Le vecteur de Bloch de l'ensemble est alors toujours dirigé vers le pôle Sud de la sphère de Bloch. Puis on envoie une impulsion micro-onde qui amène le vecteur dans le plan horizontal. Enfin, avec une impulsion micro-onde déphasée de  $\pi/2$ , on peut faire tourner sur lui-même ce vecteur de Bloch et analyser sa distribution de Wigner.

Ce projet est très ambitieux expérimentalement car il nécessite de détecter un photon unique émis par le nuage dans un mode spatial particulier et selon une transition optique bien choisie, le tout dans un système de niveaux assez complexe. De plus, la stabilité en phase de la source micro-ondes et celle du piège dipolaire sont cruciales. C'est pourquoi il a fallu près de quatre ans avant que ce projet n'aboutisse [Christensen *et al.*, 2013].

## B.2 Séjour post-doctoral au LNE-SYRTE : Influence des mouvements transverses des atomes dans un gravimètre à ondes de matière

### B.2.1 Gravimètre à atomes froids

Dans le cadre du projet de balance du watt [Genevès *et al.*, 2010], le LNE<sup>1</sup> développe avec le SYRTE<sup>2</sup> un gravimètre absolu. Ce gravimètre permettra de réaliser une mesure de l'accélération de la pesanteur  $g$  au voisinage de la balance, avec une exactitude relative de  $10^{-9}$ .

Le gravimètre absolu repose sur des techniques d'interférométrie atomique avec des atomes froids. Dans un premier temps, quelques  $10^7$  atomes sont capturés dans un piège magnéto-optique (PMO) à deux, puis trois dimensions de confinement. Les atomes sont refroidis à une température de l'ordre du  $\mu\text{K}$ , avant d'être relâchés. Pendant leur chute libre, ils sont soumis à une série de trois impulsions laser "Raman", qui séparent et recombinent les paquets d'onde atomiques. Finalement, le déphasage entre les deux bras de l'interféromètre, qui est proportionnel à  $g$ , est déduit de la mesure de l'état atomique en sortie de l'interféromètre.

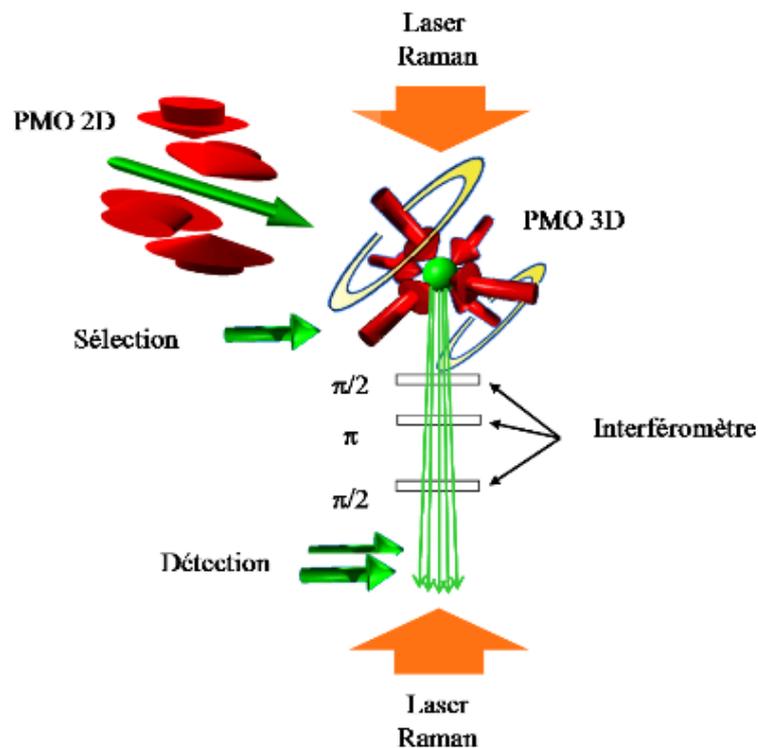


FIGURE B.2 – Architecture du gravimètre à atomes froids. PMO : piège magnéto-optique.

J'ai travaillé sur cette expérience sous la responsabilité de Franck Pereira Dos Santos,

1. Laboratoire National de Métrologie et d'Essais, <http://www.lne.fr/>  
 2. Systèmes de Référence Temps Espace, <http://syрте.obspm.fr/>

aux côtés de trois étudiants en thèse Quentin Bodart [Bodart, 2010], Sébastien Merlet [Merlet, 2010] et Tristan Farah.

## B.2.2 Effet des mouvements transverses des atomes

Les aberrations des différents éléments optiques induisent des distorsions des plans équiphasés des deux faisceaux Raman. Si les atomes ne se déplacent pas parfaitement verticalement, ils voient au cours de chaque impulsion Raman des phases différentes, ce qui induit un biais sur la mesure. Ainsi, pour l'aberration d'ordre le plus bas, la courbure du front d'onde, il faut, pour une température du nuage de  $2.5 \mu\text{K}$  (une température facilement accessible sur l'expérience), un rayon de courbure d'au moins 20 km, pour que ce biais soit inférieur à  $10^{-9}g$ .

J'ai étudié précisément l'effet de la vitesse d'expansion du nuage (liée à la température) et de la position initiale de ce dernier. J'ai réalisé en parallèle des simulations basées sur le développement du front d'onde en polynômes de Zernike. J'ai pu ainsi démontrer que les défauts du front d'onde étaient la source de biais la moins maîtrisée du dispositif expérimental, et qu'un meilleur contrôle de l'expansion du nuage atomique était nécessaire [Louchet-Chauvet *et al.*, 2011a].

Pour parvenir à réduire l'incertitude due aux aberrations optiques, le meilleur moyen reste encore de travailler avec un nuage atomique qui s'étend le moins possible dans le plan horizontal lors de sa chute. Pour cela, on peut effectuer une sélection en vitesse horizontale [Farah *et al.*, 2014a], ou encore refroidir encore davantage les atomes, en allant jusqu'à la condensation de Bose-Einstein [Debs *et al.*, 2011].

## B.2.3 Comparaisons avec d'autres gravimètres absolus

Une méthode couramment utilisée pour vérifier le bilan d'exactitude d'un gravimètre consiste à réaliser des comparaisons avec différents instruments sur un même site. Le dispositif expérimental est d'ailleurs conçu pour être mobile. J'ai participé à l'une de ces comparaisons sur le site de Trappes, impliquant deux gravimètres optiques (dits "à coin de cube") en plus du gravimètre atomique du LNE [Louchet-Chauvet *et al.*, 2011c]. Plusieurs enseignements ont pu être tirés de ces comparaisons. Nous avons fait fonctionner le gravimètre à atomes quasi-continûment pendant plusieurs jours, avec seulement de brèves interruptions pour le déplacement de l'expérience en différents points de la salle.

Lors de cette campagne de mesures, le temps nécessaire pour déplacer l'expérience dans la pièce était de quelques heures. Depuis, l'ensemble de l'expérience a été réagencée pour être plus compacte, et plus facilement transportable. Des mesures de  $g$  ont pu être réalisées récemment avec le gravimètre dans les galeries du Laboratoire Souterrain à Bas Bruit<sup>3</sup>, un lieu dont l'accès est particulièrement difficile [Farah *et al.*, 2014b]. Le gravimètre a aussi participé à une comparaison internationale à Walferdange, Luxembourg [Francis *et al.*, 2012, 2013]. Le bilan d'exactitude réalisé pour cette comparaison comporte toujours une incertitude dominée par l'incertitude des biais d'aberrations optiques.

---

3. <http://www.lsbb.eu/>



FIGURE B.3 – Gravimètre prêt à être déplacé (photo prise avant mon arrivée, pendant la comparaison internationale ICAG'09 au BIPM).

## B.3 Publications relatives à ce chapitre

**Squeezing of atomic quantum projection noise** PJ Windpassinger, D Oblak, UB Hoff, A Louchet, J Appel, N Kjaergaard, ES Polzik, *Journal of Modern Optics* **56**, 1993 (2009).

**Entanglement-assisted atomic clock beyond the projection noise limit** A Louchet-Chauvet, J Appel, JJ Renema, D Oblak, N Kjaergaard, E. S. Polzik, *New Journal of Physics*, **12**, 065032 (2010).

**The influence of transverse motion within an atomic gravimeter** A Louchet-Chauvet, T Farah, Q Bodart, A Clairon, A Landragin, S Merlet, F. Pereira Dos Santos, *New Journal of Physics*, **13**, 065025 (2011).

**Comparison of 3 absolute gravimeters based on different methods for the e-MASS project** A Louchet-Chauvet, S Merlet, Q Bodart, A Landragin, F. Pereira Dos Santos, H. Baumann, G. D'Agostino, C. Origlia, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **60**, 2527 (2011).

**Détermination de l'accélération de la pesanteur pour la balance du watt du LNE** S Merlet, P Gillot, T Farah, Q Bodart, J Le Gouët, P Cheinet, C Guerlin, A Louchet-Chauvet, N Malossi, A Kopaev, O Francis, G D'Agostino, M Diamant, G Geneves, A Clairon, A Landragin, F Pereira Dos Santos, *Revue Française de Métrologie* **36**, pp11-27 (2014), *Revue Française de Métrologie* **36**, 11 (2014).



# Bibliographie

- M Afzelius, C Simon, H de Riedmatten, and N Gisin. Multimode quantum memory based on atomic frequency combs. *Phys. Rev. A*, 79(5) :052329, 2009.
- R L Ahlefeldt, M F Pascual-Winter, A Louchet-Chauvet, T Chanelière, and J-L Le Gouët. Optical measurement of heteronuclear cross-relaxation interactions in Tm : YAG. *Phys. Rev. B*, 92 :094305, 2015.
- A L Alexander, R Lauro, A Louchet, T Chanelière, and J-L Le Gouët. Stimulated Raman adiabatic passage in Tm<sup>3+</sup> :YAG. *Phys. Rev. B*, 78(14) :144407, 2008.
- L. Allen and J. H. Eberly. *Optical resonance and two-level atoms*. Courier Dover Publications, 1987.
- J Appel, P Windpassinger, D Oblak, UB Hoff, N Kjærgaard, and ES Polzik. Mesoscopic atomic entanglement for precision measurements beyond the standard quantum limit. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, 106(27) :10960–10965, 2009.
- M H Asghari and B Jalali. Anamorphic transformation and its application to time-bandwidth compression. *Appl. Opt.*, 52(27) :6735–6743, 2013.
- Y Attal, P Berger, L Morvan, P Nouchi, D Dolfi, T Chanelière, and A Louchet-Chauvet. Rate equation reformulation including coherent excitation : application to periodic protocols based on spectral hole-burning. *J. Opt. Soc. Am. B*, 35(6) :1260, 2018.
- Y Attal. *Processeurs atomiques utilisant la propriété de creusement spectral : modélisation et application à l'analyse spectrale radiofréquence large bande sur porteuse optique*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2017.
- J Azaña and M A Muriel. Temporal Talbot effect in fiber gratings and its applications. *Appl. Opt.*, 38(32) :6700–6704, 1999.
- J Azaña, N K Berger, B Levit, and B Fischer. Simplified temporal imaging systems for optical waveforms. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 17(1) :94–96, 2005.
- J Azaña, J E Lugo, Andrew G Kirk, and D V Plant. New insights into the problem of shadowlike projection of a plane object illuminated by a spherical wavefront. *Opt. Commun.*, 247(4) :257–264, 2005.

- W R Babbitt, Z W Barber, S H Bekker, M D Chase, C Harrington, K D Merkel, R. Krishna Mohan, T. Sharpe, C R Stiffler, A S Traxinger, and A J Woitke. From spectral holeburning memory to spatial-spectral microwave signal processing. *Laser Physics*, 24 :094002, 2014.
- Z W Barber, M Tian, R R Reibel, and W R Babbitt. Optical pulse shaping using optical coherent transients. *Optics express*, 10(20) :1145–1150, 2002.
- K Barjean, K Contreras, J-B Laudereau, E Tinet, D Ettore, F Ramaz, and J-M Tualle. Fourier transform acousto-optic imaging with a custom-designed CMOS smart-pixels array. *Opt. Lett.*, 40(5) :705–708, 2015.
- F Beaudoux, A Ferrier, O Guillot-Noël, T Chanélière, J-L Le Gouët, and Ph Goldner. Emission of photon echoes in a strongly scattering medium. *Opt. Exp.*, 19(16) :15236–15243, 2011.
- C V Bennett and B H Kolner. Upconversion time microscope demonstrating  $103\times$  magnification of femtosecond waveforms. *Opt. Lett.*, 24(11) :783–785, 1999.
- C V Bennett and B Kolner. Principles of parametric temporal imaging. I. System configurations. *IEEE J. Quantum Electron.*, 36(4) :430–437, 2000.
- P Berger, M Schwarz, S Molin, D Dolfi, L Morvan, A Louchet-Chauvet, T Chanélière, and J-L Le Gouët. 20 GHz instantaneous bandwidth RF spectrum analyzer with high time-resolution. In *Microwave Photonics (MWP) and the 2014 9th Asia-Pacific Microwave Photonics Conference (APMP)*, pages 331–334. IEEE, 2014.
- M Bocoum, A Louchet-Chauvet, J-L Gennisson, J-B Laudereau, J-M Tualle, and F Ramaz. Acousto-optic tomography with structured ultrasounds. *soumis*, 2019.
- Q Bodart. *Gravimétrie atomique, amélioration de l’exactitude et nouvelles géométries*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, Observatoire de Paris, 2010.
- M Bonarota, J Ruggiero, J-L Le Gouët, and T Chanélière. Efficiency optimization for atomic frequency comb storage. *Phys. Rev. A*, 81(3) :033803, 2010.
- M Bonarota, J-L Le Gouët, and T Chanélière. Highly multimode storage in a crystal. *New J. Phys.*, 13(1) :013013, 2011.
- M Bonarota, J Dajczgewand, A Louchet-Chauvet, J-L Le Gouët, and T Chanélière. Photon echo with a few photons in two-level atoms. *Laser Physics*, 24(9) :094003, 2014.
- M Bonarota. *Optimisation de la programmation d’un cristal dopé aux ions de terres rares, opérant comme processeur analogique d’analyse spectrale RF, ou de stockage d’information quantique*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2012.
- T Böttger, CW Thiel, RL Cone, and Y Sun. Controlled compositional disorder in  $\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$  provides a wide-bandwidth spectral hole burning material at  $1.5\ \mu\text{m}$ . *Phys. Rev. B*, 77(15) :155125, 2008.

- A Brenier, J Rubin, R Moncorgé, and C Pedrini. Excited-state dynamics of the  $\text{Tm}^{3+}$  ions and  $\text{Tm}^{3+}$ - $\text{Ho}^{3+}$  energy transfers in  $\text{LiYF}_4$ . *J. Phys. France*, 50(12) :1463–1482, 1989.
- B Car, L Veissier, A Louchet-Chauvet, J-L Le Gouët, and T Chanelière. Selective optical addressing of nuclear spins through superhyperfine interaction in rare-earth doped solids. *Phys. Rev. Lett.*, 120(19) :197401, 2018.
- B Car, L Veissier, A Louchet-Chauvet, J-L Le Gouët, and T Chanelière. Optical study of the anisotropic erbium spin flip-flop dynamics. en préparation, 2018.
- R L Carman, R Y Chiao, and P L Kelley. Observation of degenerate stimulated four-photon interaction and four-wave parametric amplification. *Phys. Rev. Lett.*, 17(26) :1281, 1966.
- T Chanelière, J Ruggiero, M Bonarota, M Afzelius, and J-L Le Gouët. Efficient light storage in a crystal using an atomic frequency comb. *New J. Phys.*, 12(2) :023025, 2010.
- T Chang, M Tian, R Krishna Mohan, C Renner, K D Merkel, and W R Babbitt. Recovery of spectral features readout with frequency-chirped laser fields. *Opt. Lett.*, 30(10) :1129–1131, 2005.
- J Chou, Y Han, and B Jalali. Adaptive RF-photonics arbitrary waveform generator. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 15(4) :581–583, 2003.
- S L Christensen, J-B Béguin, H L Sørensen, E Bookjans, D Oblak, J H Müller, J Appel, and E S Polzik. Toward quantum state tomography of a single polariton state of an atomic ensemble. *New J. Phys.*, 15(1) :015002, 2013.
- I P Christov. Theory of a "time telescope". *Optical and quantum electronics*, 22(5) :473–479, 1990.
- C Clausen, I Usmani, F Bussières, N Sangouard, M Afzelius, H de Riedmatten, and N Gisin. Quantum storage of photonic entanglement in a crystal. *Nature*, 469(7331) :508, 2011.
- M Colice, F Schlottau, and KH Wagner. Broadband radio-frequency spectrum analysis in spectral-hole-burning media. *Appl. Opt.*, 45(25) :6393–6408, 2006.
- S Cook, T Rosenband, and D R Leibbrandt. Laser-Frequency Stabilization Based on Steady-State Spectral-Hole Burning in  $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ . *Phys. Rev. Lett.*, 114(25) :253902, 2015.
- F Coppinger, AS Bhushan, and B Jalali. Time reversal of broadband microwave signals. *Electronics Letters*, 35(15) :1230–1232, 1999.
- 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 an  $\text{Er}:\text{YSO}$  crystal. *IEEE J. Quantum Electron.*, 40(10) :1450–1457, 2004.

- V Crozatier, G Gorju, F Bretenaker, J-L Le Gouët, I Lorgeré, C Gagnol, and E Ducloux. Phase locking of a frequency agile laser. *Appl. Phys. Lett.*, 89(26) :261115, 2006.
- V Crozatier, G Gorju, JL Le Gouët, F Bretenaker, and I Lorgeré. Wideband and high-resolution coherent optical transients with a frequency-agile laser oscillator. *Opt. Lett.*, 31(22) :3264–3266, 2006.
- V Crozatier. *Développement de lasers solides agiles ultra-stables pour la manipulation cohérente de systèmes atomiques : applications au traitement optique de signaux radio-fréquences et à l'information quantique*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2006.
- J Dajczgewand, J-L Le Gouët, A Louchet-Chauvet, and T Chanelière. Large efficiency at telecom wavelength for optical quantum memories. *Opt. Lett.*, 39(9) :2711–2714, 2014.
- J Dajczgewand, R Ahlefeldt, T Böttger, A Louchet-Chauvet, J-L Le Gouët, and T Chanelière. Optical memory bandwidth and multiplexing capacity in the erbium telecommunication window. *New J. Phys.*, 17(2) :023031, 2015.
- V Damon, V Crozatier, T Chanelière, J-L Le Gouët, and I Lorgeré. Broadband photonic arbitrary waveform generation using a frequency agile laser at 1.5  $\mu\text{m}$ . *J. Opt. Soc. Am. B*, 27(3) :524–530, 2010.
- V Damon, M Bonarota, A Louchet-Chauvet, T Chanelière, and JL Le Gouët. Revival of silenced echo and quantum memory for light. *New J. Phys.*, 13(9) :093031, 2011.
- F de Seze, A Louchet, V Crozatier, I Lorgeré, F Bretenaker, J-L Le Gouët, O Guillot-Noël, and Ph Goldner. Experimental tailoring of a three-level  $\Lambda$  system in  $\text{Tm}^{3+}$  :YAG. *Phys. Rev. B*, 73(8) :085112, 2006.
- H de Vries and D A Wiersma. Numerical simulations of accumulated stimulated photon echoes. *J. Chem. Phys.*, 80(2) :657–666, 1984.
- J E Debs, P A Altin, T H Barter, D Doering, G R Dennis, G McDonald, R P Anderson, J D Close, and N P Robins. Cold-atom gravimetry with a Bose-Einstein condensate. *Physical Review A*, 84(3) :033610, 2011.
- A Derode, A Tourin, J de Rosny, M Tanter, S Yon, and M Fink. Taking advantage of multiple scattering to communicate with time-reversal antennas. *Phys. Rev. Lett.*, 90(1) :014301, 2003.
- A Dibos, M Raha, C Phenicie, and J Thompson. Atomic Source of Single Photons in the Telecom Band. *Phys. Rev. Lett.*, 24(120) :243601, 2018.
- L M Duan, M. Lukin, J I Cirac, and P Zoller. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature (London)*, 414 :413, 2001.
- G F Edelmann, T Akal, W S Hodgkiss, S Kim, W A Kuperman, and H C Song. An initial demonstration of underwater acoustic communication using time reversal. *IEEE journal of oceanic engineering*, 27(3) :602–609, 2002.

- R W Equall. *Photon echo studies of rare-earth activated materials for optical memory and signal processing devices*. PhD thesis, Montana State University, 1995.
- T Farah, P Gillot, B Cheng, A Landragin, S Merlet, and F Pereira Dos Santos. Effective velocity distribution in an atom gravimeter : Effect of the convolution with the response of the detection. *Phys. Rev. A*, 90(2), aug 2014.
- T Farah, C Guerlin, A Landragin, P Bouyer, S Gaffet, F Pereira Dos Santos, and S Merlet. Underground operation at best sensitivity of the mobile LNE-SYRTE cold atom gravimeter. *Gyroscopy and Navigation*, 5(4) :266–274, oct 2014.
- A Ferrier, C W Thiel, B Tumino, M O Ramirez, L E Bausa, R L Cone, A Ikesue, and P Goldner. Narrow inhomogeneous and homogeneous optical linewidths in a rare earth doped transparent ceramic. *Physical Review B*, 87(4) :041102, 2013.
- A Ferrier, S Ilas, P Goldner, and A. Louchet-Chauvet. Scandium doped Tm :YAG ceramics and single crystals : coherent and high resolution spectroscopy. *J. Lumin.*, 194 :116–122, 2017.
- M Fink. Time reversal of ultrasonic fields. I. Basic principles. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 39(5) :555–566, 1992.
- M A Foster, R Salem, Y Okawachi, A C Turner-Foster, M Lipson, and A L Gaeta. Ultrafast waveform compression using a time-domain telescope. *Nature Photonics*, 3(10) :581–585, 2009.
- O Francis, G Klein, H Baumann, N Dando, R Tracey, C Ulrich, S Castelein, H Hua, W Kang, S Chongyang, et al. Final report of the regional key comparison EURAMET. MG-K1 : European Comparison of Absolute Gravimeters ECAG-2011. *Metrologia*, 49(1A), 2012.
- O Francis, H Baumann, T Volarik, C Rothleitner, G Klein, M Seil, N Dando, R Tracey, C Ullrich, S Castelein, et al. The European Comparison of Absolute Gravimeters 2011 (ECAG-2011) in Walferdange, Luxembourg : results and recommendations. *Metrologia*, 50(3) :257, 2013.
- W L Gao, J Ma, G Q Xie, J Zhang, D W Luo, H Yang, D Y Tang, P Yuan, and L J Qian. Highly efficient 2  $\mu\text{m}$  Tm :YAG ceramic laser. *Optics Letters*, 37(6) :1076–1078, 2012.
- G Genevès, F Villar, F Bielsa, O Gilbert, A Eichenberger, H Baumann, G D’Agostino, S Merlet, F Pereira dos Santos, P Pinot, and P Juncar. The e-Mass Euramet Joint Research Project : The watt balance route towards a new definition of the kilogram. In *Precision Electromagnetic Measurements (CPEM), 2010 Conference on*, pages 520–521. IEEE, 2010.
- K I Gerasimov, M M Minnegaliev, S A Moiseev, R V Urmancheev, T Chanelière, and A Louchet-Chauvet. Quantum memory in an orthogonal geometry of silenced echo retrieval. *Optics and Spectroscopy*, 123(2) :211–216, 2017.

- G Gorju, A Chauve, I Crozatier, Vand Lorgeré, J-L Le Gouët, and F Bretenaker. 10GHz Bandwidth rf spectral analyzer with megahertz resolution based on spectral-spatial holography in  $\text{Tm}^{3+}$ :YAG : experimental and theoretical study. *J. Opt. Soc. Am. B*, 24(3) :457–470, 2007.
- G Gorju. *Analyse spectrale : études théoriques et expérimentales de l'analyseur à photographie spectrale*. PhD thesis, Université Paris-Sud, 2007.
- F R Graf, A Renn, G Zumofen, and U P Wild. Photon-echo attenuation by dynamical processes in rare-earth-ion-doped crystals. *Phys. Rev. B*, 58(9) :5462, 1998.
- O Guillot-Noël, P Goldner, E Antic-Fidancev, and J-L Le Gouët. Analysis of magnetic interactions in rare-earth-doped crystals for quantum manipulation. *Phys. Rev. B*, 71 :174409, 2005.
- S R Hartmann. Photon, Spin, and Raman echoes. *IEEE J. Quantum Electron.*, 4(11) :802, 1968.
- M P Hedges, J J Longdell, Y Li, and M J Sellars. Efficient quantum memory for light. *Nature*, 465(7301) :1052, 2010.
- W H Hesselink and D A Wiersma. Picosecond photon echoes stimulated from an accumulated grating. *Phys. Rev. Lett.*, 43(27) :1991, 1979.
- C Hudin, J Lozada, and V Hayward. Localized tactile stimulation by time-reversal of flexural waves : Case study with a thin sheet of glass. In *World Haptics Conference (WHC), 2013*, pages 67–72. IEEE, 2013.
- T Jansson. Real-time Fourier transformation in dispersive optical fibers. *Opt. Lett.*, 8(4) :232–234, 1983.
- L M Johnson and C H Cox. Serrodyne optical frequency translation with high sideband suppression. *J. Lightwave Technol.*, 6(1) :109–112, 1988.
- B H Kolner and M Nazarathy. Temporal imaging with a time lens. *Opt. Lett.*, 14(12) :630–632, 1989.
- B H Kolner. Space-time duality and the theory of temporal imaging. *IEEE J. Quantum Electron.*, 30 :1951, 1994.
- B H Kolner. The pinhole time camera. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14(12) :3349–3357, 1997.
- R A Kruger and P Liu. Photoacoustic ultrasound : theory. *Proc.SPIE*, 2134 :2134 – 2134 – 5, 1994.
- K Kutluer, M F Pascual-Winter, J Dajczgewand, P M Ledingham, M Mazzerà, T Chanellière, and H de Riedmatten. Spectral-hole memory for light at the single-photon level. *Phys. Rev. A*, 93(4) :040302, 2016.

- J-B Laudereau, A A Grabar, M Tanter, J-L Gennisson, and F Ramaz. Ultrafast acousto-optic imaging with ultrasonic plane waves. *Optics Express*, 24(4) :3774–3789, 2016.
- J-B Laudereau. *Acousto-optic imaging : challenges of in vivo imaging*. PhD thesis, Paris 6, 2016.
- R Lauro, T Chanelière, and J-L Le Gouët. Slow light using spectral hole burning in a  $\text{Tm}^{3+}$ -doped yttrium-aluminum-garnet crystal. *Phys. Rev. A*, 79(6) :063844, 2009.
- V Lavielle, I Lorgeré, J-L Le Gouët, S Tonda, and D Dolfi. Wideband versatile radio-frequency spectrum analyzer. *Opt. Lett.*, 28(6) :384–386, 2003.
- G Lerosey, J De Rosny, A Tourin, A Derode, G Montaldo, and M Fink. Time reversal of electromagnetic waves. *Phys. Rev. Lett.*, 92(19) :193904, 2004.
- Y Li, P Hemmer, C Kim, H Zhang, and LV Wang. Detection of ultrasound-modulated diffuse photons using spectral-hole burning. *Opt. Exp.*, 16(19) :14862, 2008.
- Y Li, H Zhang, C Kim, K H Wagner, P Hemmer, and L V Wang. Pulsed ultrasound-modulated optical tomography using spectral-hole burning as a narrowband spectral filter. *Applied physics letters*, 93(1) :011111, 2008.
- H-J Lim, S Welinski, A Ferrier, P Goldner, and J J L Morton. Coherent spin dynamics of ytterbium ions in yttrium orthosilicate. *Phys. Rev. B*, 97 :064409, Feb 2018.
- H Lin, T Wang, and T W Mossberg. Demonstration of 8-Gbit/in. 2 areal storage density based on swept-carrier frequency-selective optical memory. *Opt. Lett.*, 20(15) :1658, 1995.
- H Linget, T Chanelière, J-L Le Gouët, and A Louchet-Chauvet. Time reversal of light by linear dispersive filtering near atomic resonance. *New J. Phys.*, 15(6) :063037, 2013.
- H Linget, L Morvan, J-L Le Gouët, and A Louchet-Chauvet. Time reversal of optically carried radiofrequency signals in the microsecond range. *Opt. Lett.*, 38(5) :643–645, 2013.
- H Linget, T Chanelière, J-L Le Gouët, P Berger, L Morvan, and A Louchet-Chauvet. Interlaced spin gratings for optical wave filtering. *Phys. Rev. A*, 91 :023804, 2015.
- H Linget. *Programmer un cristal pour traiter des informations classiques et quantiques*. PhD thesis, Université Paris-Saclay, 2017.
- G K Liu and R L Cone. Laser-induced instantaneous spectral diffusion in  $\text{Tb}^{3+}$  compounds as observed in photon-echo experiments. *Phys. Rev. B*, 41(10) :6193, 1990.
- A W Lohmann and D Mendlovic. Temporal filtering with time lenses. *Appl. Opt.*, 31(29) :6212–6219, 1992.
- I Lorgeré, L Ménager, V Lavielle, J-L Le Gouët, D Dolfi, S Tonda, and J-P Huignard. Demonstration of a radio-frequency spectrum analyser based on spectral hole burning. *J. Mod. Opt.*, 49(14-15) :2459–2475, 2002.

- A Louchet, J S Habib, F Bretenaker, F Goldfarb, I Lorgeré, and J-L Le Gouët. Coherent Raman Beats in  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ . *J. Lumin.*, 127 :89, 2007.
- A Louchet, JS Habib, V Crozatier, I Lorgeré, F Goldfarb, F Bretenaker, J-L Le Gouët, O Guillot-Noël, and P Goldner. Branching ratio measurement of a  $\Lambda$  system in  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$  under a magnetic field. *Phys. Rev. B*, 75(3) :035131, 2007.
- A Louchet, Y Le Du, F Bretenaker, T Chanelière, F Goldfarb, I Lorgeré, J-L Le Gouët, O Guillot-Noël, and P Goldner. Optical excitation of Nuclear Spin Coherence in  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ . *Phys. Rev. B*, 77 :195110, 2008.
- A Louchet-Chauvet, J Appel, JJ Renema, D Oblak, N Kjaergaard, and ES Polzik. Entanglement-assisted atomic clock beyond the projection noise limit. *New J. Phys.*, 12(6) :065032, 2010.
- A Louchet-Chauvet, T Farah, Q Bodart, A Clairon, A Landragin, S Merlet, and F Pereira Dos Santos. The influence of transverse motion within an atomic gravimeter. *New J. Phys.*, 13(6) :065025, 2011.
- A Louchet-Chauvet, R Lauro, P Goldner, F Ramaz, T Chanelière, and J-L Le Gouët. High-resolution large dynamic range spectral filtering at 800 nm using  $\text{Tm}:\text{YAG}$  crystals. In *Proc. SPIE*, volume 7948, page 794805, 2011.
- A Louchet-Chauvet, S Merlet, Q Bodart, A Landragin, F Pereira Dos Santos, H Baumann, G D'Agostino, and C Origlia. Comparison of 3 absolute gravimeters based on different methods for the e-MASS project. *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, 60(7) :2527–2532, 2011.
- A Louchet-Chauvet, R. Ahlefeldt, and T Chanelière. Piezospectroscopic measurement of high-frequency vibrations in a pulse-tube cryostat. *arxiv preprint*, 2018. arXiv :1811.04018.
- A Louchet-Chauvet. Analog time-reversal of optically-carried RF signals with a rare earth ion-doped processor with broadband potential. In *IEEE MWP*, 2018.
- J M Lukens, D E Leaird, and A M Weiner. A temporal cloak at telecommunication data rate. *Nature*, 498(7453) :205, 2013.
- R. M. Macfarlane. Photon-echo measurements on the trivalent thulium ion. *Opt. Lett.*, 18(22) :1958, 1993.
- F J Manjón, S Jandl, G Riou, B Ferrand, and K Syassen. Effect of pressure on crystal-field transitions of Nd-doped  $\text{YVO}_4$ . *Phys. Rev. B*, 69(16) :165121, 2004.
- F A Marks, H W Tomlinson, and G W Brooksby. Comprehensive approach to breast cancer detection using light : photon localization by ultrasound modulation and tissue characterization by spectral discrimination. *Proc.SPIE*, 1888 :1888 – 1888 – 11, 1993.
- D L McAuslan, L R Taylor, and J J Longdell. Using quantum memory techniques for optical detection of ultrasound. *Appl. Phys. Lett.*, 101(19) :191112, 2012.

- L Ménager, I Lorgeré, J-L Le Gouët, R K Mohan, and S Kröll. Time-domain Fresnel-to-Fraunhofer diffraction with photon echoes. *Opt. Lett.*, 24(14) :927–929, 1999.
- L Ménager, J-L Le Gouët, and I Lorgeré. Time-to-frequency Fourier transformation with photon echoes. *Opt. Lett.*, 26(18) :1397–1399, 2001.
- 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(16) :1245, 2001.
- K D Merkel and W R Babbitt. Chirped-pulse programming of optical coherent transient true-time delays. *Opt. Lett.*, 23 :528, 1998.
- K D Merkel, Z Cole, and W R Babbitt. Signal correlator with programmable variable time delay based on optical coherent transients. *Journal of luminescence*, 86(3-4) :375–382, 2000.
- S Merlet. *Détermination absolue de g dans le cadre de l'expérience de la balance du watt*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, Observatoire de Paris, 2010.
- M. Mitsunaga, R. Yano, and N. Uesugi. Time- and frequency-domain hybrid optical memory : 1.6-kbit data storage in  $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ . *Opt. Lett.*, 16 :1890, 1991.
- K Mølmer, Y Le Coq, and S Seidelin. Dispersive coupling between light and a rare-earth-ion-doped mechanical resonator. *Physical Review A*, 94(5) :053804, 2016.
- G E Moore. Cramming more components onto integrated circuits. *Proceedings of the IEEE*, 86(1) :82–85, 1998.
- J J L Morton and P Bertet. Storing quantum information in spins and high-sensitivity ESR. *Journal of Magnetic Resonance*, 287 :128–139, 2018.
- T W Murray, L Sui, G Maguluri, R A Roy, A Nieva, F Blonigen, and C A DiMarzio. Detection of ultrasound-modulated photons in diffuse media using the photorefractive effect. *Opt. Lett.*, 29(21) :2509–2511, 2004.
- L J Oberto, Z W Barber, and W R Babbitt. Nonlinear recovery of narrow spectral features with fast chirped readout. *J. Opt. Soc. Am. B*, 35(12) :2963–2969, Dec 2018.
- N Ohlsson, M Nilsson, and S Kröll. Experimental investigation of delayed self-interference for single photons. *Phys. Rev. A*, 68 :63812, 2003.
- R Orbach. Spin-Lattice Relaxation in Rare-Earth Salts. *Proc. R. Soc. London Ser. A*, 264(1319) :458, 1961.
- M F Pascual-Winter, R-C Tongning, T Chanelière, and J-L Le Gouët. Spin coherence lifetime extension in  $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$  through dynamical decoupling. *Physical Review B*, 86(18) :184301, 2012.

- 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. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 66(1) :67–74, 1998.
- F Ramaz, BC Forget, M Atlan, A-C Boccara, M Gross, P Delaye, and G Roosen. Photo-refractive detection of tagged photons in ultrasound modulated optical tomography of thick biological tissues. *Opt. Exp.*, 12(22) :5469–5474, 2004.
- C J Renner, R R Reibel, M Tian, T Chang, and W Rl Babbitt. Broadband photonic arbitrary waveform generation based on spatial-spectral holographic materials. *J. Opt. Soc. Am. B*, 24(12) :2979–2987, 2007.
- A Rosencwaig. Photo-acoustic spectroscopy of solids. *Rev. Sci. Instr.*, 48(9) :1133–1137, 1977.
- G Rousseau, A Blouin, and J-P Monchalain. Ultrasound-modulated optical imaging using a high-power pulsed laser and a double-pass confocal Fabry–Perot interferometer. *Opt. Lett.*, 34(21) :3445–3447, 2009.
- R Salem, MA Foster, AC Turner, DF Geraghty, M Lipson, and AL Gaeta. Optical time lens based on four-wave mixing on a silicon chip. *Opt. Lett.*, 33(10) :1047–1049, 2008.
- R E Saperstein, D Panasenko, and Y Fainman. Demonstration of a microwave spectrum analyzer based on time-domain optical processing in fiber. *Opt. Lett.*, 29(5) :501–503, 2004.
- F Schlottau, M Colice, KH Wagner, and W Randall Babbitt. Spectral hole burning for wideband, high-resolution radio-frequency spectrum analysis. *Opt. Lett.*, 30(22) :3003–3005, 2005.
- P B Sellin, N M Strickland, J L Carlsten, and R L Cone. Programmable frequency reference for subkilohertz laser stabilization by use of persistent spectral hole burning. *Optics letters*, 24(15) :1038–1040, 1999.
- T Shirai, T Setälä, and A T Friberg. Temporal ghost imaging with classical non-stationary pulsed light. *J. Opt. Soc. Am. B*, 27(12) :2549–2555, 2010.
- J A Shirley, R J Hall, and A C Eckbreth. Folded BOXCARS for rotational Raman studies. *Opt. Lett.*, 5(9) :380–382, 1980.
- Y Sun, T Böttger, C W Thiel, and R L Cone. Magnetic g tensors for the  $^4I_{15/2}$  and  $^4I_{13/2}$  states of  $\text{Er}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ . *Phys. Rev. B*, 77(8) :085124, 2008.
- Y. Sun. *Rare Earth Materials in Optical Storage and Data Processing Applications*, volume 83. Liu, G. and Jacquier, B., Springer Berlin Heidelberg, 2005.
- J W Tay, W G Farr, P M Ledingham, D Korystov, and J J Longdell. Hybrid optical and electronic laser locking using slow light due to spectral holes. *Phys. Rev. A*, 87(6) :063824, 2013.

- C W Thiel, R M Macfarlane, T Böttger, Y Sun, R L Cone, and W R Babbitt. Optical decoherence and persistent spectral hole burning in  $\text{Er}^{3+} : \text{LiNbO}_3$ . *Journal of Luminescence*, 130(9) :1603–1609, 2010.
- C W Thiel, R M Macfarlane, Y Sun, T Böttger, N Sinclair, W Tittel, and R L Cone. Measuring and analyzing excitation-induced decoherence in rare-earth-doped optical materials. *Laser Physics*, 24(10) :106002, 2014.
- J-L Thomas, F Wu, and M Fink. Time reversal focusing applied to lithotripsy. *Ultrasonic imaging*, 18(2) :106–121, 1996.
- M J Thorpe, L Rippe, T M Fortier, M S Kirchner, and T Rosenband. Frequency stabilization to  $6 \times 10^{-16}$  via spectral-hole burning. *Nature Photonics*, 5(11) :688–693, 2011.
- M Tian, R Reibel, and W R Babbitt. Demonstration of optical coherent transient true-time delay at 4 Gbits/s. *Opt. Lett.*, 26(15) :1143–1145, 2001.
- R-C Tongning. *Ralentir le déphasage des états de superposition atomiques dans un cristal de  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$* . PhD thesis, Université Paris Sud, Laboratoire Aimé Cotton, 2014.
- K S Valluru and J K Willmann. Clinical photoacoustic imaging of cancer. *Ultrasonography*, 35(4) :267, 2016.
- J van Howe and C Xu. Ultrafast optical delay line by use of a time-prism pair. *Opt. Lett.*, 30(1) :99–101, 2005.
- L Veissier, C W Thiel, T Lutz, P E Barclay, W Tittel, and R L Cone. Quadratic Zeeman effect and spin-lattice relaxation of  $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$  at high magnetic fields. *Phys. Rev. B*, 94(20) :205133, 2016.
- C Venet, M Bocoum, J-B Laudereau, T Chanelière, F Ramaz, and A Louchet-Chauvet. Ultrasound modulated optical tomography in scattering media : flux filtering based on persistent spectral hole burning in the optical diagnosis window. *Opt. Lett.*, 2018.
- C. Venet, B. Car, L. Veissier, and A. Louchet-Chauvet. Persistent spectral holes in  $\text{Tm}^{3+}$ -doped yttrium orthosilicate for spectral filtering applications. *en préparation*, 2018.
- T Wang, H Lin, and T W Mossberg. Experimental demonstration of temporal-waveform-controlled spatial routing of optical beams by spatial-spectral filtering. *Opt. Lett.*, 20(24) :2541, 1995.
- 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(19) :2033–2035, 1995.
- S Welinski, C W Thiel, J Dajczgewand, A Ferrier, R L Cone, R M Macfarlane, T Chanelière, A Louchet-Chauvet, and P Goldner. Effects of disorder on optical and electron spin linewidths in  $\text{Er}^{3+}, \text{Sc}^{3+} : \text{Y}_2\text{SiO}_5$ . *Opt. Mater.*, 63 :69–75, 2017.

- P J Windpassinger, D Oblak, U B Hoff, A Louchet, J Appel, N Kjærgaard, and E S Polzik. Squeezing of atomic quantum projection noise. *J. Mod. Opt.*, 56(18-19) :1993–1998, 2009.
- D J Wineland, J J Bollinger, W M Itano, F L Moore, and D J Heinzen. Spin squeezing and reduced quantum noise in spectroscopy. *Phys. Rev. A*, 46(11) :R6797, 1992.
- Y H Wong, R L Thomas, and G F Hawkins. Surface and subsurface structure of solids by laser photoacoustic spectroscopy. *Applied Physics Letters*, 32(9) :538–539, 1978.
- X Wu. *Etude de cavités optiques formées de miroirs de Bragg à réseaux à pas variable : application aux filtres et lasers*. PhD thesis, Supélec, 2012.
- I Zafarullah. *Thulium ions in a yttrium aluminum garnet host for quantum computing applications : material analysis and single qubit operations*. PhD thesis, Montana State University, 2008.
- J Zhang and J Yao. Broadband and precise microwave time reversal using a single linearly chirped fiber Bragg grating. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, 63 :2166–2172, 2015.
- H Zhang, M Sabooni, L Rippe, C Kim, S Kröll, LV Wang, and PR Hemmer. Slow light for deep tissue imaging with ultrasound modulation. *Appl. Phys. Lett.*, 100(13) :131102, 2012.
- T Zhong, J M Kindem, J G. Bartholomew, J Rochman, I Craiciu, E Miyazono, M Bettinelli, E Cavalli, V Verma, S W Nam, F Marsili, M D Shaw, A D Beyer, and A Faraon. Nanophotonic rare-earth quantum memory with optically controlled retrieval. *Science*, 357(6358) :1392–1395, 2017.