



HAL
open science

Processus atomiques cohérents appliqués à l'analyse spectrale très large bande de signaux radio fréquence

Vincent Lavielle

► **To cite this version:**

Vincent Lavielle. Processus atomiques cohérents appliqués à l'analyse spectrale très large bande de signaux radio fréquence. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2004. Français. NNT: . tel-00007886

HAL Id: tel-00007886

<https://theses.hal.science/tel-00007886>

Submitted on 3 Jan 2005

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.

ORSAY

N° D'ORDRE : 7680

**UNIVERSITÉ DE PARIS-SUD
U.F.R. SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

THESE

présentée pour obtenir

**Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI ORSAY**

par

Vincent LAVIELLE

sujet :

**Processus atomiques cohérents appliqués à l'analyse
spectrale très large bande de signaux radio fréquence**

Soutenue le 4 novembre 2004 devant la Commission d'examen :

Mme Marie-France JOUBERT

Rapporteur

M. Mohamed-Aziz BOUCHENE

Rapporteur

M. Emmanuel ROSENCHER

Président

M. Daniel DOLFI

Examineur

M. Jean-Louis LE GOUËT

Directeur de thèse

Je remercie Monsieur Christian Colliex et Monsieur Pierre Pillet de m'avoir accueilli au laboratoire Aimé Cotton.

Un grand merci à Jean-Louis Le Gouët qui assurât avec patience et gentillesse la direction de mon travail de thèse durant ces trois années. Ses connaissances scientifiques sont inépuisables et je peux dire que l'élève est loin d'avoir dépassé le maître. Je garderai de lui sa rigueur scientifique et son honnêteté intellectuelle dans les années futures.

Je remercie chaleureusement Ivan Lorgeré pour sa disponibilité et son aide au cours de cette thèse. Son enthousiasme et sa passion pour la physique m'ont beaucoup apporté. Parabens à Perola et à toi Ivan, pour le petit José.

Fabien Bretenaker a gonflé les rangs de l'équipe au cours de ma thèse. Je le remercie pour son soutien amical et surtout ses réunions du mardi soir. Je n'oublierais pas son franc parler qui m'a d'ailleurs bien aidé pour le bon déroulement de ma soutenance.

Je remercie Frédéric de Seze pour m'avoir transmis un peu de sa passion pour la théorie. Nos nombreuses discussions scientifiques et humaines m'ont été précieuses.

Je remercie Daniel Dolfi pour les discussions prolifiques qu'il a eues avec notre équipe et pour avoir accepté de nous prêter quelques uns de ses "jouets" électro-optiques. Merci à lui de croire en ce projet et de le soutenir vigoureusement depuis le début.

Je remercie également Igor Zayer et Errico Armandillo de l'Agence Spatiale Européenne ainsi que la Délégation Générale pour l'Armement d'avoir cru en ce projet d'analyse spectrale et de nous avoir donné les moyens de travailler dans de très bonnes conditions.

Je remercie les membres de mon jury – Madame Marie-France Joubert et Monsieur Mohamed-Aziz Bouchene qui acceptèrent le difficile rôle de rapporteurs, Monsieur Emmanuel Rosencher qui présidât le jury ainsi que Monsieur Daniel Dolfi – pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Je remercie toutes les équipes techniques et administrative du laboratoire et plus particulièrement la mécanique et la chaudronnerie d'avoir satisfait mes exigences avec autant de savoir-faire.

Je remercie mes compagnons de route, les autres thésitifs du laboratoire, pour tous les moments partagés avec eux : Salah, Nathalie, Fabienne, Nicolas, Rodolphe, Sébastien, Carine, Etienne, Kai, Aurélie, Fred, Nassim, Thibaud, Pierre... et une pensée particulière pour Vinzzz et surtout Guillaume pour avoir repris le flambeau.

Je remercie Marion, ma douce, pour son soutien et sa confiance durant cette période.

Je remercie tous mes amis pour chaque moment de détente et de distraction passé en leur compagnie.

Je remercie enfin tous les membres de ma famille qui m'ont constamment soutenu, même s'ils n'ont toujours pas retenu l'intitulé de ma thèse.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Analyseurs spectraux à large bande instantanée	11
2.1	Spectromètres à batterie de filtres	12
2.2	Spectromètres acousto-optiques	13
2.3	Autocorrélateurs	15
2.3.1	Autocorrélateurs numériques	16
2.3.2	Autocorrélateurs analogiques	18
2.4	Filtres dispersifs à ondes acoustiques de surface	21
2.5	Bilan	24
3	Principe de l'analyseur spectral	31
3.1	Le phénomène de creusement spectral	32
3.1.1	Principe physique	32
3.1.2	Du trou au réseau	34
3.2	Principe de l'analyseur spectral	34
3.2.1	La gravure de réseaux holographiques	35
3.2.2	L'analyse spectrale	36
3.2.3	Configuration des faisceaux	37
3.2.4	Flexibilité du système	38
3.2.5	Résolution spectrale – nombre de canaux	38
3.3	Résolution spectrale d'un réseau conventionnel	39
3.3.1	Spectromètre à réseau	39
3.3.2	Filtre de Bragg	40
3.4	Choix du matériau sélectif en fréquence	41
3.4.1	Les propriétés requises	41
3.4.2	Les ions trivalents de terres rares en matrice	41
3.4.3	Elargissement homogène	42
3.4.4	Levée de dégénérescence et structure hyperfine	45
3.4.5	Propriétés de Tm^{3+} : YAG	47
4	Théorie du démonstrateur large bande	51
4.1	Phase de gravure	52
4.1.1	Rappel sur l'excitation d'un système à deux niveaux par une onde lumineuse	52
4.1.2	Régime d'accumulation	56
4.1.3	Application à la gravure de réseaux de diffraction	57
4.2	Calcul du signal diffracté	62
4.2.1	Détermination de la réponse linéaire diélectrique	62
4.2.2	Solution de l'équation d'onde	64
4.2.3	Expression du champ diffracté à la sortie de l'échantillon	65

5	Dispositif expérimental	69
5.1	Vue d'ensemble	70
5.2	La source laser	72
5.2.1	Les diodes laser	72
5.2.2	Les diodes laser en cavité étendue	73
5.2.3	Balayage électro-optique intracavité du laser à cavité étendue	75
5.3	Les déflecteurs acousto-optiques	77
5.3.1	Fonctionnement et propriétés	77
5.3.2	Montage compensé en décalage de fréquence	78
5.3.3	Utilisation particulière dans notre montage	79
5.4	Dispositif imageur sur les faisceaux de gravure	80
5.4.1	Télescope O ₁	80
5.4.2	Télescopes O ₂ et O ₃	81
5.4.3	Aberrations sphériques	84
5.4.4	Protocole de réglage des faisceaux de gravure	87
5.5	Géométrie et concentration du cristal de Tm ³⁺ : YAG	87
5.6	Agencement du troisième faisceau	88
5.7	Détection et résolution spectrale attendue	90
5.7.1	Collection du signal	90
5.7.2	Résolution et nombre de canaux angulaires attendus	91
5.8	Séquence de gravure et d'analyse	92
5.8.1	Chronogramme de l'expérience	92
5.8.2	Electronique de commande	95
6	Résultats expérimentaux	99
6.1	Nombre de canaux, résolution ultime et bande passante	100
6.1.1	Analyse d'un signal mono fréquence	100
6.1.2	Résolution ultime	102
6.1.3	Analyse d'un signal multi raies	103
6.2	Stabilité de pointé	105
6.3	Effet d'excitation massive de l'échantillon	107
	Conclusion	115
	Annexe 1	121
	<i>Demonstration of a radio-frequency spectrum analyser based on spectral hole burning</i>	
	Annexe 2	139
	<i>Wideband versatile radio-frequency spectrum analyzer</i>	
	Annexe 3	143
	<i>Wideband radio frequency spectrum analyzer : improved design and experimental results</i>	

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

Ce mémoire présente la première démonstration d'un analyseur spectral de signaux radio fréquence à très large bande instantanée, exploitant la sélectivité spectrale de matériaux photosensibles. Le signal radio fréquence à analyser est transposé sur une porteuse optique. Le traitement du signal est donc effectué dans le domaine optique. Nous avons démontré une bande passante instantanée de 3,3 GHz avec une capacité de 100 canaux spectraux et une résolution ultime de 500 kHz .

Ce travail se place dans le contexte des applications du "hole burning" spectral, un domaine de recherches qui démarre quasiment avec l'invention du laser. La première application envisagée est celle de mémoire optique. Il s'agit de dépasser la densité limite de stockage imposée par la diffraction en ajoutant une dimension non spatiale supplémentaire, celle des fréquences. Le premier brevet dans ce sens est déposé au tout début des années 70 [1]. L'information est enregistrée sous la forme d'une variation de l'absorption du matériau sélectif en fréquence, à la différence des mémoires optiques habituellement considérées, qui stockent l'information sous forme de variation de l'indice de réfraction. L'auteur du brevet a mis en évidence l'effet de "hole burning" spectral dans le rubis [3]. Dans les deux brevets initiaux [1] [2], une page spatiale de données est caractérisée par son adresse spectrale. Pour récupérer l'information contenue dans une page particulière, on doit amener le laser de lecture à la longueur d'onde d'enregistrement.

C'est aussi au début des années 70 qu'est découvert le "hole burning" spectral permanent dans les matériaux organiques [4], [5]. La démonstration expérimentale de l'adressage spectral de pages de données est réalisée dans une série d'expériences où sont successivement enregistrées plus de 2000 [6], puis 6000 [7], puis 10000 images [8]

dans une lame de chlorure, un dérivé de la porphyrine. Dans cette dernière expérience, une densité de 10 gigabit/cm² est atteinte à la température de 1,7 K. La synthèse des travaux du groupe de ETH Zurich est présentée dans la référence [9].

A la même époque, une architecture différente de mémoire “hole burning” est développée aux Etats-Unis par des chercheurs issus de la communauté de physique atomique [10]. Dans cette approche, l’information est codée sous forme d’un profil temporel. La transformée de Fourier du profil temporel des données s’enregistre en parallèle sur l’ensemble des canaux spectraux. Par rapport à la première approche, celle-ci permet un temps d’accès très court et conduit à un taux de transfert très – voire trop – élevé, puisque celui-ci est donné par l’inverse de la largeur inhomogène de la transition considérée. Une technique hybride de porteuse glissante est ensuite proposée. Elle combine codage temporel et balayage spectral et donne une grande souplesse dans le choix du taux de transfert des données à la gravure comme à la lecture [11]-[13]. Dans la dernière référence, une densité de stockage de 1 gigabit/cm² est atteinte. Nous appliquerons la technique de porteuse glissante à notre propre architecture d’analyseur spectral.

A la fin des années 80 et au début des années 90, la recherche sur les mémoires “hole burning” bénéficie du regain d’intérêt plus général qui se manifeste alors pour les mémoires optiques de grande capacité à accès rapide et vitesse de transfert élevée. Des avancées technologiques décisives viennent d’être accomplies dans le domaine des modulateurs spatiaux de lumière et des matrices CCD. On en voit aujourd’hui l’aboutissement sur le marché de masse des appareils photographiques, des caméscopes à matrices CCD, des écrans et projecteurs vidéo à cristaux liquides. Les gains obtenus en termes de contraste, rapidité, nombre de pixels, dynamique, sensibilité, semblent adaptés à l’acquisition et la restitution de pages de données de grande capacité. L’holographie en volume, avec multiplexage angulaire des pages de données dans le volume d’un matériau photoréfractif, semble alors très prometteuse. Les recherches menées dans les années 70 [14], qui avaient été mises en sommeil, sont réactivées avec succès [15] [16]. Des start-up, telles que HOLOPLEX fondée par Demetri Psaltis, parviennent à vendre quelques dispositifs à mémoire holographique.

Malgré les excellentes performances qu'elles réalisent en terme de densité et de capacité de stockage, de temps d'accès et de vitesse de transfert, les mémoires à "hole burning" spectral souffrent d'une limitation inacceptable pour des applications destinées au marché de masse. Elles ne peuvent fonctionner qu'à la température de l'hélium liquide. Par ailleurs, les mémoires traitent sur un pied d'égalité dimensions spatiales et spectro/temporelle : la dimension spectro/temporelle a pour seule fonction d'augmenter la capacité de stockage. Il apparaît nécessaire de rechercher des niches technologiques où l'apport du "hole burning" spectral pourrait s'avérer décisif et où le caractère particulier de la dimension spectro/temporelle serait mieux employé.

Divers travaux s'orientent vers le traitement optique du signal. Le matériau "hole burning" peut être utilisé comme corrélateur pour effectuer une opération de reconnaissance de forme temporelle. On enregistre le profil temporel d'une impulsion lumineuse sous la forme de son spectre d'amplitude. Un pic de corrélation est émis lorsqu'une impulsion de même forme traverse le matériau mémoire. Ce processus a été démontré dans des régimes de temps très différents, allant de la microseconde [17] [18] à la centaine de femtosecondes [19]. Dans l'application de reconnaissance de forme temporelle, une corrélation est effectuée entre l'une des impulsions de gravure et l'impulsion de lecture. On peut aussi tirer parti de la corrélation entre les deux impulsions de gravure, par exemple pour l'extraction du retard entre l'émission et la réception d'un signal RADAR placé sur une porteuse optique. L'impulsion RADAR étant codée de façon dynamique, c'est-à-dire codée différemment à chaque émission, on accumule la corrélation de l'impulsion émise et du signal reçu sous forme de réseau spectral dans le matériau "hole burning". L'inverse du pas du réseau donne la valeur du retard. On effectue la lecture du réseau en balayant un laser monochromatique. On peut alors tirer parti de la grande dynamique d'un détecteur de faible bande passante [20].

Un processeur à "hole burning" spectral pourrait aussi trouver une application dans le contrôle des antennes-réseaux RADAR à balayage électronique. Dans ces antennes, il faut, à l'émission et à la réception, décaler dans le temps les différentes antennes élémentaires pour sélectionner une direction de l'espace. Dans le cas des signaux de faible bande passante, on peut remplacer ce décalage temporel par un simple déphasage. Cette solution ne suffit pas dans le cas des signaux à large bande spectrale.

Un simple déphasage produit en effet un retard inversement proportionnel à la fréquence. La non uniformité du retard est connue sous le nom d'effet de "squint". L'application envisagée consiste à stocker des "vrais retards" dans le matériau sélectif en fréquence de sorte que ce retard s'applique sans temps de latence à un signal optique de forme quelconque. La fonction de régénération de retard s'applique à l'émission comme à la réception du signal RADAR [21]-[23].

On a aussi envisagé d'appliquer le "hole burning" spectral à l'aiguillage angulaire rapide d'impulsions lumineuses en fonction du codage temporel CDMA (Code Division Multiple Access) qu'elles portent sous forme de modulation de phase. On enregistre dans le matériau autant de réseaux de diffraction qu'il y a d'adresses. Chaque réseau est gravé par deux faisceaux dont l'un porte le codage d'adresse et l'autre le codage de direction. Tous les faisceaux de codages d'adresse sont colinéaires. Un profil temporel constitue le code d'adresse. Le code de direction de l'autre faisceau n'est rien d'autre que sa direction de propagation. Ce mode d'aiguillage a été démontré dans $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$ à 793 nm [24], $\text{Eu}^{3+} : \text{YSO}$ à 580 nm [25] et $\text{Er}^{3+} : \text{YSO}$ à 1536 nm [26]. Notre architecture d'analyse spectrale s'inspire de cette combinaison entre adresse spectrale et codage directionnel, un thème de recherche qui avait déjà été abordé au laboratoire Aimé Cotton [27].

L'application que nous proposons ici répond à des besoins en terme de bande passante instantanée et de résolution que l'électronique rapide actuelle est incapable de satisfaire simultanément. Ces besoins se rencontrent en particulier dans les récepteurs hétérodynes utilisés en astrophysique pour la spectroscopie millimétrique et sub-millimétrique. La résolution et la bande passante du spectromètre, placé en bout de chaîne, doivent être choisies en fonction de la nature du déplacement ou de l'élargissement des raies étudiées.

Les raies moléculaires étudiées en astrophysique sont généralement élargies par effet Doppler dans le milieu interstellaire ou par pression dans les atmosphères planétaires. Dans le premier cas, pour un élargissement Doppler de 700 km/s par exemple, on considère qu'une fenêtre d'analyse de 1000 km/s est suffisante. Si à la fréquence de 100 GHz, cet intervalle est couvert par un spectromètre de 330 MHz de bande passante, la bande passante nécessaire atteint 3,3 GHz pour un signal à 1 THz,

10 GHz à 3 THz, ce qui correspond à la fréquence de la raie de HD, et 20 GHz à 6 THz, domaine de la raie fine de l'oxygène atomique. L'intérêt de cette dernière raie est immense pour l'astrophysique galactique et extragalactique car il semblerait que la majorité de l'oxygène du milieu interstellaire soit sous forme atomique. Ces deux dernières fréquences sont les prochains buts d'expériences embarquées sur la plateforme SOFIA. D'autre part, les raies telluriques et celles observées dans les atmosphères planétaires, quelle que soit leur fréquence, sont fortement élargies par pression (jusqu'à plusieurs GHz de large). Au centre de ce profil large, se détache souvent une structure plus étroite liée à l'émission à haute altitude de la même molécule élargie alors par effet Doppler. Les spectroscopistes étudiant les raies telluriques ou celles dans les atmosphères des planètes géantes souhaitent généralement disposer à la fois du profil global et des détails du centre des raies.

A ce jour, les expériences spatiales utilisent soit des spectromètres acousto-optiques (SAO) soit des autocorrélateurs numériques (ACN). Les SAO ont une assez large bande (1-2 GHz) mais ont probablement atteint leurs limites. Ils sont fortement sensibles aux fluctuations de température, ont une résolution spectrale fixe et consomment plusieurs dizaines de watts. Les ACN ont des bandes passantes bien moindres (200 MHz pour Herschel, actuellement), mais une résolution ajustable qui permet de couvrir aussi bien des galaxies prises dans leur ensemble que les raies étroites des nuages sombres de notre galaxie (0,1-1 km/s de largeur Doppler). Ils sont encore plus gourmands en énergie que les SAO à bande passante égale.

Le nouveau type d'analyseur spectral que nous proposons cumule les avantages des deux spectromètres précédents : large bande des SAO et souplesse du choix de la résolution des ACN. Il peut même zoomer sur une partie du spectre tout en conservant la même couverture globale, ce qui est une solution idéale pour l'étude des raies des atmosphères planétaires. La consommation électrique est nettement plus faible et *a priori* la stabilité bien meilleure que celle des SAO. Comme il est dit plus haut, le démonstrateur que j'ai monté atteint une bande passante de 3,3 GHz. Cependant, le matériau "hole burning" utilisé offre un potentiel de 20 GHz, qu'aucune limitation fondamentale n'empêche d'exploiter.

Cet appareil présente aussi de l'intérêt dans le domaine de la guerre électronique. Les nouveaux systèmes radars doivent être capables de détecter et de répondre en une fraction de seconde à de multiples signaux électroniques susceptibles d'apparaître n'importe où sur une bande de plusieurs dizaines de gigahertz de largeur. Des dispositifs élaborés sont capables de se verrouiller sur des signaux dans toute la bande micro-onde, une fois connue la fréquence centrale de la source. Cependant, surveiller l'ensemble de la bande micro-onde à la recherche de signaux pertinents pose un défi majeur. L'électronique actuelle ne permet pas de détecter un signal inconnu n'importe où dans la bande micro-onde, avec suffisamment de certitude et de précision pour caler les dispositifs à bande étroite sur la fréquence appropriée. L'analyseur spectral que nous proposons pourrait répondre à ce besoin.

Dans le chapitre 2, je décris plus précisément les solutions alternatives, dans le cadre des applications astrophysiques. Je présente successivement les spectromètres à batteries de filtres, les SAO, les ACN, les autocorrélateurs analogiques ainsi que les filtres dispersifs à ondes acoustiques de surface. Le chapitre 3 est consacré à la présentation du principe de l'analyseur à "hole burning" spectral. Après un rappel sur le processus de "hole burning" spectral, on décrit le mode de fonctionnement de l'analyseur. Je justifie enfin le choix du matériau utilisé. La résolution théorique de l'analyseur spectral est déterminée dans le chapitre 4. Le montage expérimental est décrit en détail dans le chapitre 5. J'insiste en particulier sur le protocole de réglage. Les résultats non publiés sont exposés dans le chapitre 6. En annexe, sont présentées les trois principales publications issues de mon travail : *"Demonstration of a radio-frequency spectrum analyser based on spectral hole burning"*, *"Wideband versatile radio-frequency spectrum analyzer"*, et *"Wideband radio frequency spectrum analyzer: improved design and experimental results"*.

Bibliographie

- [1] A. Szabo, “Frequency selective optical memory”, US patent 3 896 420 (22 juillet 1975).
- [2] G. Castro, D. Haarer, R. M. Macfarlane et H. P. Trommsdorff, “Frequency selective optical data storage system”, US patent 4 101 976 (18 juillet 1978).
- [3] A. Szabo, “Observation of the Optical Analog of the Mössbauer Effect in Ruby”, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 323-326 (1971).
- [4] A. A. Gorokhovskii, R. K. Kaarli et L. A. Rebane, “Hole burning in the contour of a pure electronic line in a Shpol’skii system”, *JETP Lett.* **20**, 216-218 (1974).
- [5] B. M. Kharlamov, R. I. Personov et L. A. Bykovskaya, “Stable "gap" in absorption spectra of solid solutions of organic molecules by laser irradiation”, *Opt. Commun.* **12**, 191-193 (1974).
- [6] B. Kohler, S. Bernet, A. Renn et U. P. Wild, “Storage of 2000 holograms in a photochemical hole-burning system”, *Opt. Lett.* **18**, 2144-2146 (1993).
- [7] E. S. Maniloff, S. B. Altner, S. Bernet, F. R. Graf, A. Renn et U. P. Wild, “Recording of 6000 holograms by use of spectral hole burning”, *Appl. Opt.* **34**, 4140-4148 (1995).
- [8] B. Plagemann, F. R. Graf, S. B. Altner, A. Renn et U. P. Wild, “Exploring the limits of optical storage using persistent spectral hole-burning : holographic recording of 12000 images”, *Appl. Phys. B* **66**, 67-74 (1998).
- [9] A. Renn, U. P. Wild et A. Rebane, “Multidimensional Holography by Persistent Spectral Hole Burning”, *J. Phys. Chem. A* **106**, 3045-3060 (2002).
- [10] T. W. Mossberg, “Time-domain frequency-selective optical data storage”, *Opt. Lett.* **7**, 77-79 (1982).
- [11] T. W. Mossberg, “Swept-carrier time-domain optical memory”, *Opt. Lett.* **17**, 535-537 (1992).
- [12] H. Lin, T. Wang, G. A. Wilson et T. W. Mossberg, “Experimental demonstration of swept-carrier time-domain optical memory”, *Opt. Lett.* **20**, 91-93 (1995).

- [13] H. Lin, T. Wang et T. W. Mossberg, “Demonstration of 8-Gbit/in.² areal storage density based on swept-carrier frequency selective optical memory”, *Opt. Lett.* **20**, 1658-1660 (1995).
- [14] L. d’Auria, J.-P. Huignard, C. Slezak et E. Spitz, “Experimental Holographic Read-Write Memory Using 3-D Storage”, *Appl. Opt.* **13**, 808-818 (1974).
- [15] F. H. Mok, M. C. Tackitt et H. M. Stoll “Storage of 500 high-resolution holograms in a LiNbO₃ crystal”, *Opt. Lett.* **16**, 605-608 (1991).
- [16] F. H. Mok, “Angle-multiplexed storage of 5000 holograms in lithium niobate”, *Opt. Lett.* **18**, 915-917 (1993).
- [17] M. Zhu, W. R. Babbitt et C. M. Jefferson, “Continuous coherent transient optical processing in a solid”, *Opt. Lett.* **20**, 2514-2516 (1995).
- [18] T. L. Harris, Y. Sun, W. R. Babbitt, R. L. Cone, J. A. Ritcey et R. W. Equall, “Spatial-spectral holographic correlator at 1536 nm using 30-symbol quadriphase- and binary-phase-shift keyed codes”, *Opt. Lett.* **25**, 85-87 (2000).
- [19] M. Tian, F. Grelet, I. Lorgeré, J.-P. Galaup et J.-L. Le Gouët, “Persistent spectral hole burning in an organic material for temporal pattern recognition”, *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 74 (1999).
- [20] Z. Cole, T. Böttger, R. Krishna Mohan, R. Reibel, W. R. Babbitt, R. L. Cone et K. D. Merkel, “Coherent integration of 0.5 GHz spectral holograms at 1536 nm using dynamic biphasic codes”, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 3525-3527 (2002).
- [21] K. D. Merkel et W. R. Babbitt, “Optical coherent-transient true-time-delay regenerator”, *Opt. Lett.* **21**, 1102-1104 (1996).
- [22] K. D. Merkel, Z. Cole et W. R. Babbitt, “Signal correlator with programmable variable time delay based on optical coherent transients”, *J. Lumin.* **86**, 375-382 (2000).
- [23] R. Reibel, Z. Barber, M. Tian et W. R. Babbitt, “Temporally overlapped linear frequency-chirped pulse programming for true-time-delay applications”, *Opt. Lett.* **27**, 494-496 (2002).
- [24] T. Wang, H. Lin et T. W. Mossberg, “Experimental demonstration of temporal-waveform-controlled spatial routing of optical beams by spatial-spectral filtering”, *Opt. Lett.* **20**, 2541-2543 (1995).

- [25] X. A. Shen et R. Kachru, “Optical header recognition by spectroholographic filtering”, *Opt. Lett.* **20**, 2508-2510 (1995).
- [26] T. L. Harris, Y. Sun, R. L. Cone, R. M. Macfarlane et R. W. Equall, “Demonstration of real-time address header decoding for optical data routing at 1536 nm”, *Opt. Lett.* **23**, 636-638 (1998).
- [27] M. Rätsep, M. Tian, F. Grelet, J.-L. Le Gouët, C. Sigel et M.-L. Roblin, “Time-encoded spatial routing in a photorefractive crystal”, *Opt. Lett.* **21**, 1292-1294 (1996).

CHAPITRE 2

ANALYSEURS SPECTRAUX À LARGE BANDE INSTANTANÉE

Dans ce chapitre, nous passons en revue les dispositifs d'analyse spectrale radio fréquence les plus couramment utilisés dans les récepteurs hétérodynes emportés par des missions spatiales. Ces derniers sont mis en œuvre pour l'observation astronomique et atmosphérique dans le domaine millimétrique et submillimétrique. Dans ce domaine spectral, le signal recueilli par l'antenne possède une fréquence de l'ordre du térahertz. On le mélange avec un oscillateur local, ce qui amène sa fréquence dans le domaine du gigahertz. Après amplification, il est dirigé vers un ou plusieurs des analyseurs spectraux que nous décrivons ci-dessous. Nous considérons successivement les batteries de filtres, les analyseurs acousto-optiques, les autocorrélateurs numériques et analogiques ainsi que les dispositifs utilisant des filtres dispersifs à ondes acoustiques de surface. Nous nous limitons volontairement aux appareils déjà embarqués dans des missions spatiales ou sur le point de l'être.

2.1 Spectromètre à batterie de filtres

Un spectromètre à batterie de filtres est un système qui partage le signal à analyser sur plusieurs voies. Chaque voie comprend un filtre passe-bande de largeur Δf et un détecteur (voir **Figure 2.1**).

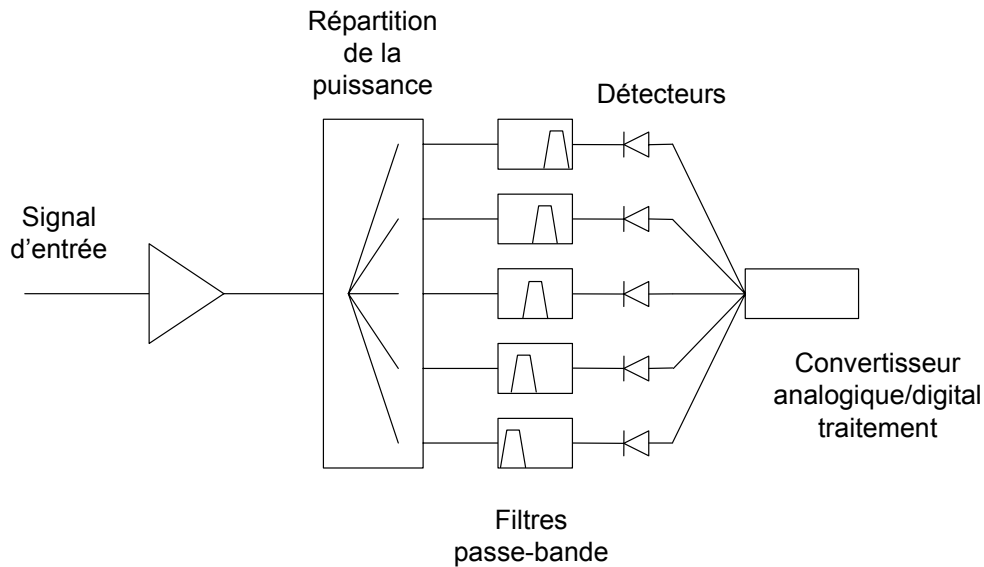


Figure 2.1 – Spectromètre à batterie de filtres.

Ce dispositif reste compétitif lorsque le nombre de canaux est limité à quelques dizaines. Au-delà, le système devient lourd, encombrant et consomme beaucoup d'énergie. La puissance du signal disponible pour chaque voie est inversement proportionnelle au nombre de canaux spectraux. Enfin, la bande spectrale et la résolution sont fixées une fois pour toute, ce qui limite le champ d'application. En raison de la complexité et du coût du système, les batteries de filtres sont souvent remplacées par d'autres technologies. Les observations atmosphériques et solaires restent cependant d'importantes exceptions.

Des spectromètres à batterie de filtres ont été embarqués sur la sonde spatiale Aura pour une mission d'observation de l'environnement terrestre [1] [2]. Le lancement par la NASA a été réalisé en juillet 2004. Cette mission consiste à mesurer diverses raies moléculaires (O_2 , O_3 , ClO , H_2O , N_2O , HNO_3 , HCN), comprises entre 118 GHz et

2,5 THz, issues de composants atmosphériques. Dans ce projet, chaque batterie de filtres est destinée à l'analyse d'une seule raie spectrale. Une batterie couvre un intervalle de 1,2 GHz et comprend 25 canaux de largeur variable [3] [4]. La résolution optimale étant recherchée au centre de la raie, la largeur des canaux augmente en fonction de la distance par rapport au centre de la raie (voir **Figure 2.2**). Un mélangeur radio fréquence amène le signal observé au centre de la batterie de filtres. Le satellite comporte 19 batteries de ce type.

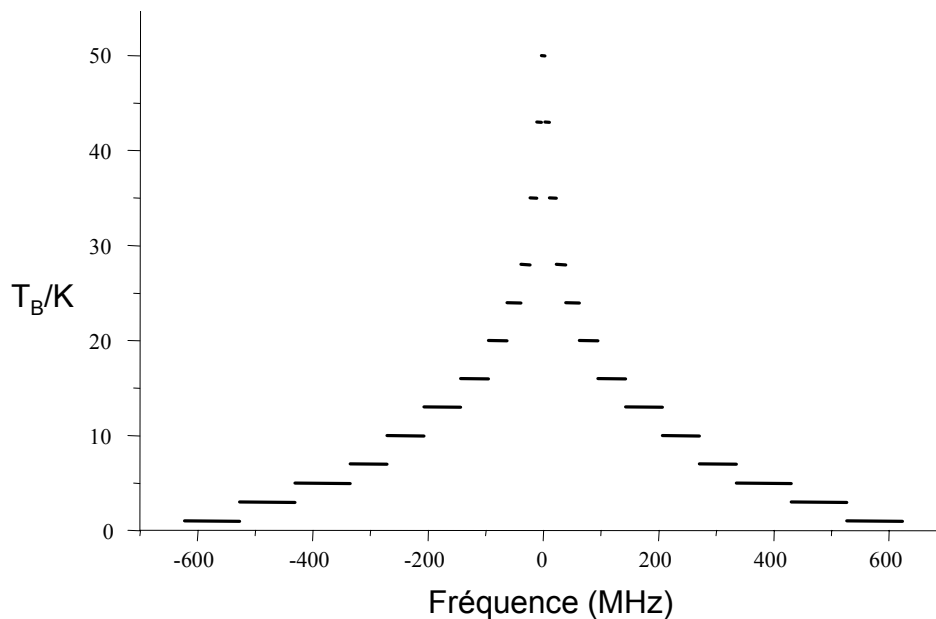


Figure 2.2 – Couverture spectrale d'un spectromètre à batterie de filtres comportant 25 filtres individuels. Chaque filtre du spectromètre correspond à un trait horizontal dont la largeur correspond à la résolution du filtre. Le signal illustré ici est une raie d'émission d'ozone (O_3) de fréquence centrale 206 GHz, mesuré en 1991 par la première mission spatiale d'étude de l'atmosphère terrestre.

2.2 Spectromètres acousto-optiques

Les spectromètres acousto-optiques (SAO) présentent des propriétés intéressantes de compacité, de faible consommation et leur bande passante peut atteindre 2 GHz. Leur application et leur utilité dans le domaine de la radio astronomie ont été démontrées pour la première fois dans les années 1970 [5], [6]. Ils sont depuis couramment utilisés dans des observatoires terrestres et aéroportés pour l'observation millimétrique et submillimétrique. Les spectromètres acousto-optiques interviennent aussi dans des missions spatiales depuis qu'ils ont atteint les performances requises pour y être acceptés. Le premier SAO spatial dans une mission civile [7], fut lancé fin

1998 dans le satellite SWAS (Submillimeter Wave Astronomy Satellite) [8] [9], pour l'observation de raies moléculaires émises par de nombreuses sources interstellaires de notre galaxie, indétectables à partir des stations terrestres en raison de leur absorption par l'atmosphère. SWAS fut la première mission hétérodyne submillimétrique spatiale. Le SAO embarqué couvrait une bande passante de 1,4 GHz avec une résolution de 1400 canaux spectraux. Les spectromètres acousto-optiques interviennent aussi dans des missions spatiales comme ODIN [10], lancée en février 2001, pour des mesures atmosphériques et astronomiques [11]. Le SAO [12], développé pour ODIN, couvre une bande passante de 1 GHz avec une résolution de 1000 canaux spectraux. Un autre SAO [13], [14] est prévu pour la mission future HERSCHEL [14] qui devrait être lancée en 2007.

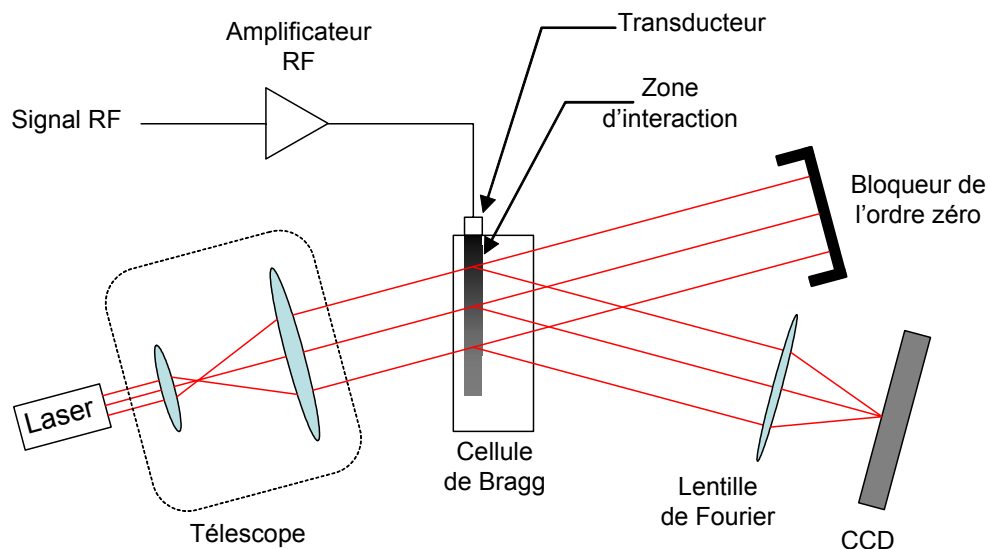


Figure 2.3 – Description schématique d'un spectromètre acousto-optique.

Le schéma d'un SAO est représenté sur la **Figure 2.3** ci-dessus. Un transducteur piézoélectrique convertit le signal micro-ondes à analyser en une onde de pression qui se propage dans un cristal. Cette onde crée un réseau d'indice dans le cristal. Un faisceau laser monochromatique, dirigé sur le cristal, est diffracté dans différentes directions par les différentes composantes spectrales du réseau d'indice gravé dans le cristal. Le spectre du signal est ainsi déployé en fonction de l'angle de diffraction. L'atténuation des ondes acoustiques limite la bande passante à 1 ou 2 GHz avec une

résolution d'environ 2000 canaux. En effet, la résolution dépend de la largeur de la région active – comme dans n'importe quel réseau – et celle-ci est limitée par l'absorption du matériau acousto-optique.

On peut intégrer plusieurs analyseurs acousto-optiques dans un seul système optique [16]. Ainsi un dispositif à quatre éléments, offrant une bande passante de 4 GHz et une résolution de 7650 canaux, est en cours de construction pour la mission HERSCHEL. Dans ce cas, un étage électronique complexe est nécessaire. Il faut en effet décomposer en quatre segments la bande spectrale du signal incident et ramener la fréquence centrale de chaque segment au centre de la bande passante des analyseurs acousto-optiques. Outre la complexité, cette décomposition en segments divise la puissance disponible du signal incident.

2.3 Autocorrélateurs

Il est possible d'analyser des signaux, aussi bien dans le domaine temporel que dans le domaine spectral, grâce à la transformée de Fourier qui relie les deux. Les spectromètres par corrélation, qui font varier le retard entre deux signaux, (dont l'interféromètre de Michelson doit être le plus connu) permettent d'obtenir le spectre en puissance des signaux à analyser. En effet, le spectre en puissance $S_{XX}(f)$ d'un signal $X(t)$ est relié à sa fonction d'autocorrélation par la transformée de Fourier :

$$S_{XX}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{XX}(\tau) \cos(2\pi f\tau) d\tau, \quad (2.1)$$

où la fonction d'autocorrélation $R_{XX}(\tau)$ du signal X , en fonction du retard τ , s'écrit :

$$R_{XX}(\tau) = \langle X(t) \cdot X(t + \tau) \rangle. \quad (2.2)$$

Les crochets représentent ici une moyenne temporelle.

Dans un corrélateur électronique, qu'il soit numérique ou analogique, on réalise un nombre discret de décalages temporels. On enregistre simultanément le produit $X(t) \cdot X(t + \tau)$ des signaux qui correspondent aux différents retards τ disponibles et on intègre sur t ces différents produits. On obtient ainsi $\langle X(t) \cdot X(t + \tau) \rangle$. Enfin, on effectue numériquement la transformée de Fourier.

2.3.1 Autocorrélateurs numériques

Dans un autocorrélateur numérique, un convertisseur rapide (noté CAD sur la **Figure 2.4**) convertit le signal analogique d'entrée en un signal numérique. Toute la suite du traitement est réalisée numériquement.

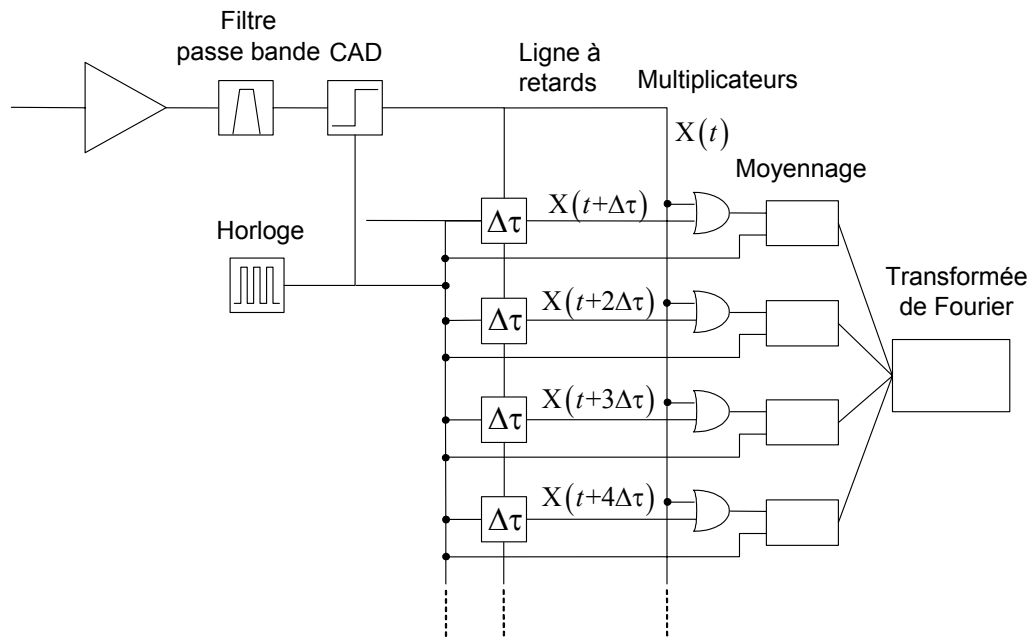


Figure 2.4 – Schéma de principe d'un autocorrélateur numérique.

Une partie du signal échantillonné est directement dirigée vers une série de N multiplicateurs. L'autre partie est envoyée vers une ligne à retard numérique constituée de N registres à décalage disposés en cascade. A chaque cycle d'horloge de durée $\Delta\tau$, chaque registre envoie simultanément le signal au registre suivant et vers une porte multiplicatrice (voir **Figure 2.4**), où le signal retardé est multiplié par le signal direct. Le produit est accumulé dans une mémoire. Après un temps d'intégration donné, un processeur numérique calcule la transformée de Fourier de la fonction de corrélation. On obtient ainsi le spectre du signal avec une bande passante $1/2\Delta\tau$ et une résolution de $1/2N\Delta\tau$. Le produit temps \times bande passante est égal au nombre N de retards.

Ce dispositif possède la propriété remarquable d'offrir une excellente dynamique à partir d'un convertisseur d'entrée de très faible dynamique [17], [18]. Pour illustrer cette propriété, considérons un convertisseur qui ne détecte que le signe du signal ("convertisseur 1 bit"). Supposons que ce signal puisse être décrit par la quantité $X + x$,

où X est une variable aléatoire fluctuant avec une densité de probabilité uniforme sur l'intervalle $[-1, 1]$ et x est la grandeur fixe qu'on cherche à mesurer. On suppose que x est compris entre -1 et 1 . Nous allons montrer que la seule détection répétée du signe de $(X+x)$ permet d'extraire la valeur de x . Dans l'hypothèse d'un discriminateur parfait, qui distingue sans erreur les signaux positifs et négatifs, le résultat de N mesures s'écrit sous la forme :

$$a = \frac{1}{M} \sum_{n=1}^M \text{sign}(X_n + x) \quad (2.3)$$

L'espérance mathématique de cette variable s'écrit :

$$\langle a \rangle = \frac{1}{M} \sum_{n=1}^M \langle \text{sign}(X_n + x) \rangle = \int_{-1}^{+1} P(X) \text{sign}(X+x) dX \quad (2.4)$$

où la densité de probabilité $P(X)$ est uniforme et égale à $1/2$. On peut développer l'intégrale sous la forme :

$$\langle a \rangle = -\frac{1}{2} \int_{-1}^{-x} dX + \frac{1}{2} \int_{-x}^{+1} dX = x \quad (2.5)$$

On constate donc qu'en détectant seulement le signe de $(X+x)$, on obtient une estimation de x . La moyenne quadratique s'écrit :

$$\langle a^2 \rangle = \frac{1}{M^2} \sum_{n=1}^M \sum_{m=1}^M \langle \text{sign}(X_n + x) \text{sign}(X_m + x) \rangle \quad (2.6)$$

En supposant que les mesures successives sont indépendantes, on peut encore écrire :

$$\begin{aligned} \langle a^2 \rangle &= \frac{1}{M^2} \left(\sum_{n=1}^M \langle \text{sign}^2(X_n + x) \rangle + \sum_{n=1}^M \sum_{m \neq n}^M \langle \text{sign}(X_n + x) \rangle \langle \text{sign}(X_m + x) \rangle \right) \\ &= \frac{1}{M} [1 + (M-1)x^2] \end{aligned} \quad (2.7)$$

L'écart quadratique moyen s'écrit donc :

$$\sigma = \sqrt{\langle a^2 \rangle - \langle a \rangle^2} = \frac{1}{\sqrt{M}} \sqrt{1-x^2} \quad (2.8)$$

La précision est inversement proportionnelle à la racine carré du nombre de mesures. Un calcul plus élaboré permettrait de décrire le fonctionnement réel du multiplicateur.

Les avantages de cet appareil sont ceux du traitement numérique. Une fois la conversion effectuée, aucun bruit supplémentaire n'intervient dans le traitement du

signal. De plus, ce dispositif présente une grande souplesse. Par exemple, la fréquence d'horloge est simple à contrôler et permet de jouer sur la résolution et la bande spectrale d'analyse sans changer les composants du spectromètre. D'autre part, la fabrication et la reproduction du matériel sont simples [19].

La bande passante du dispositif est essentiellement limitée par celle du convertisseur d'entrée. L'échantillonnage du signal analogique requiert, d'après le théorème de Shannon, une numérisation à une fréquence au moins égale au double de la bande passante du signal analogique. Les plus rapides convertisseurs ont, à l'heure actuelle, une cadence d'échantillonnage d'environ 2 gigaéchantillons par secondes, ce qui limite les corrélateurs à une analyse sur une largeur de bande approximative de 1 GHz [20]. La consommation électrique constitue une limitation importante de ce dispositif. En effet, la puissance consommée par les systèmes numériques est proportionnelle à la fréquence.

En raison de leur grande stabilité, de leur simplicité de fabrication et de la souplesse apportée par l'ajustement possible de la fréquence d'horloge, les corrélateurs numériques sont adoptés pour de nombreux systèmes d'observation qui requièrent une centaine de canaux spectraux sur des bandes passantes de l'ordre de 100 MHz à 1 GHz. Deux dispositifs de ce type équipent par exemple la mission ODIN et réalisent une couverture spectrale de 100 à 800 MHz avec une résolution spectrale correspondante allant de 125 kHz à 1,2 MHz [10] [11]. Un autocorrélateur numérique large bande est aussi prévu pour la mission HERSCHEL et permettra d'analyser quatre bandes spectrales de 175 MHz chacune avec une résolution ultime de 140 kHz [20]-[22].

2.3.2 Autocorrélateurs analogiques

Dans un corrélateur analogique, le traitement du signal radio fréquence est analogique jusqu'aux étages d'intégration. Le signal doit atteindre ces étages sans distorsion, avec préservation de la bande passante. Le temps de propagation du signal dans des micro-pistes (**Figure 2.5**) fournit le retard τ nécessaire au calcul du produit de corrélation donné par l'équation (2.2). Des multiplicateurs à base de transistors forment le produit des deux signaux d'entrée $X(t)$ et $X(t + \tau)$. Avec une vitesse de propagation

de $1,62 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, il faut une longueur totale d'environ 25 cm pour atteindre une résolution de 33 MHz.

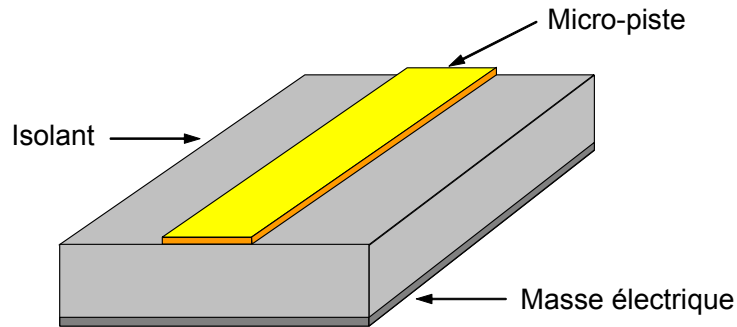


Figure 2.5 – Schéma d'une ligne micro-piste.

Le dispositif spectroscopique utilisant cette technologie, dont le développement est le plus avancé, est le système WASP [23], qui propose une couverture spectrale proche de 4 GHz [23][24]. Dans le dispositif WASP2 [23][24], l'élément de base est une carte à deux micro-pistes, qui fournit la valeur de la fonction d'autocorrélation pour 16 retards. L'agencement de la carte est représenté sur la Figure 2.6.

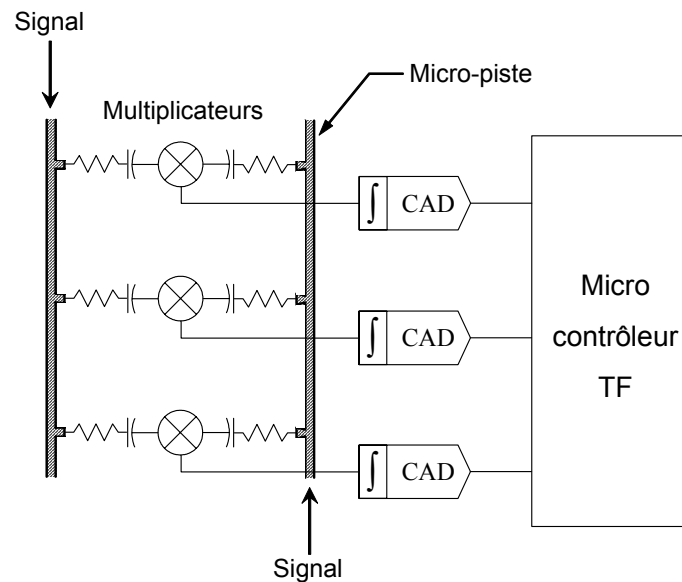


Figure 2.6 – Schéma d'une section d'une carte à l'intérieur du spectromètre WASP2.

Le signal se propage sur les deux micro-pistes en sens contraires. Les points de prélèvement du signal sont régulièrement espacés de 9,65 mm, séparation qui correspond à un retard de 59,5 ps entre deux points successifs le long des lignes. On

obtient ainsi un pas de retard égal à $2 \times 59,5 = 119$ ps . Le résultat de la multiplication des signaux prélevés en vis-à-vis est intégré et converti en signal numérique. Pour produire 128 retards, on associe 8 cartes suivant le schéma de la **Figure 2.7**. Le signal d'entrée est divisé en deux branches comprenant chacune un diviseur 8 voies. Les cartes sont disposées en parallèle à raison d'une carte par voie. Des câbles coaxiaux permettent d'étager les cartes dans le temps de façon à produire les 128 retards requis. Les 8 voies ont même longueur, mais les cartes sont décalées les unes par rapport aux autres le long de cette longueur commune. Comme la fonction d'autocorrélation est une fonction paire, seuls les retards positifs sont nécessaires. Un câble coaxial additionnel sur l'une des branches positionne le retard $\tau = 0$ dans la première carte.

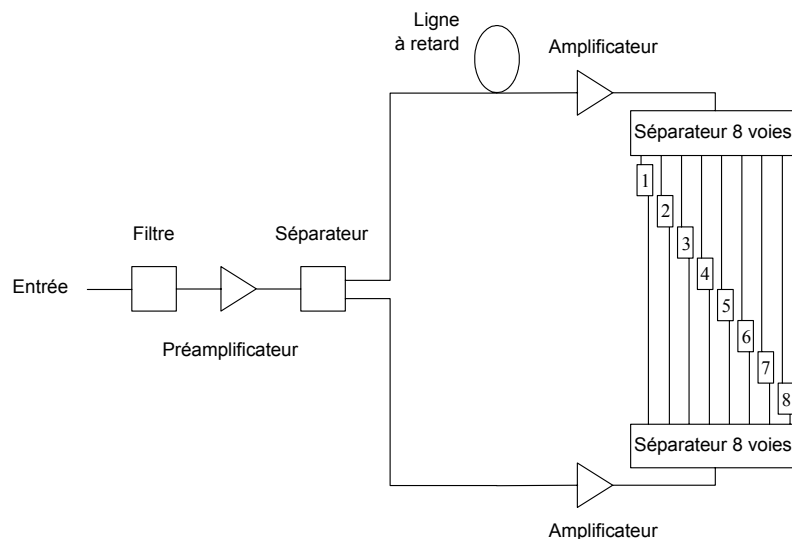


Figure 2.7 – Vue schématique de l'autocorrélateur WASP2.

On peut noter que cette association en parallèle oblige à une division de puissance du signal d'entrée qu'un montage en série aurait évité. Les pertes le long des lignes ont probablement déterminé le choix d'une telle architecture en parallèle. Les composants micro-ondes limitent la bande passante de WASP2 à 3,6 GHz. Le point faible de cette architecture réside dans la division de la puissance du signal. Seulement près de -40 dB de la puissance du signal d'entrée est utilisée par chaque multiplicateur. Le nombre de retards est nécessairement limité.

2.4 Filtres dispersifs à ondes acoustiques de surface

Nous avons vu que l'électronique rencontre des difficultés aussi bien dans le filtrage que dans la réalisation de retards importants. Les spectromètres acousto-optiques sont un exemple d'hybridation de l'électronique avec l'acoustique et l'optique. L'utilisation des ondes acoustiques de surface est un autre exemple d'hybridation conduisant à la réalisation de spectromètres embarqués dans des missions spatiales.

La vitesse de propagation très faible des ondes acoustiques permet de réduire considérablement la longueur d'onde des signaux à analyser. Ainsi, un signal de fréquence 100 MHz qui a une longueur d'onde de 3 m lorsqu'il se propage dans le vide sous forme électromagnétique, voit sa longueur d'onde réduite à $30\ \mu\text{m}$ lorsqu'il se propage sous forme d'onde acoustique dans un solide tel que quartz.

Si le milieu sur lequel l'onde acoustique se propage est piézo-électrique, on peut convertir directement le signal électrique en onde acoustique à l'aide d'électrodes implantées à la surface du matériau (voir **Figure 2.8**).

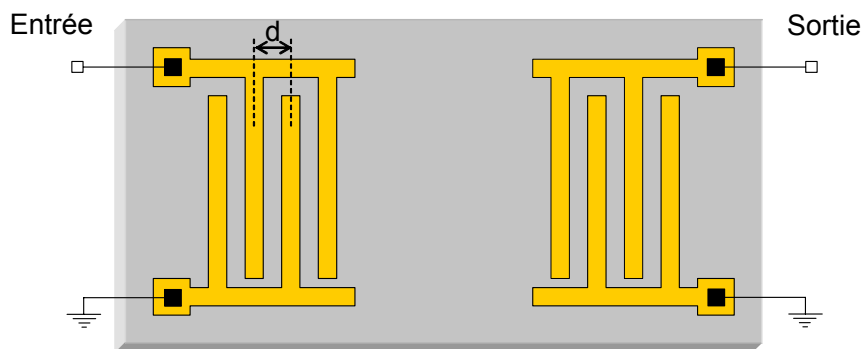


Figure 2.8 – Filtre passif à ondes acoustiques de surface.

Lorsque deux électrodes sont séparées par une distance d , elles forment un résonateur pour les signaux de longueur d'onde acoustique égale à $2d$. A partir de tels résonateurs, on construit des filtres passifs compacts, dont le facteur de qualité peut atteindre 10000. Dans un tel composant, la fonction de filtrage peut être combinée avec la fonction de dispersion qui consiste à affecter chaque composante spectrale d'un facteur de phase

spécifique. Cette propriété permet de réaliser l'analyse spectrale du signal par transformée de Fourier.

Considérons en effet un signal électrique $E(t)$. Nous nous appuyons sur la relation mathématique suivante :

$$\tilde{E}(v = rt) = \exp(-i\pi r t^2) \cdot \left[E(t) \exp(-i\pi r t^2) \otimes \exp(+i\pi r t^2) \right] \quad (2.9)$$

où

$$\tilde{E}(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t') \exp(-2i\pi v t') dt' \quad (2.10)$$

et où le signe \otimes représente le produit de convolution. Considérons le champ défini par :

$$E'(t) = E(t) \exp(-i\pi r t^2) \quad (2.11)$$

Pratiquement, ce champ est produit électriquement par la multiplication de $E(t)$ avec une onde affectée d'un glissement de fréquence de taux r . Le produit de convolution $E(t) \exp(-i\pi r t^2) \otimes \exp(+i\pi r t^2)$ peut encore s'écrire :

$$E(t) \exp(-i\pi r t^2) \otimes \exp(+i\pi r t^2) = \frac{1}{\sqrt{ir}} \int_{-\infty}^{+\infty} dv E'(v) \exp(2i\pi v t) \exp\left(-i\pi \frac{v^2}{r}\right) \quad (2.12)$$

Il apparaît comme proportionnel à la collection, à l'instant t , de toutes les composantes spectrales, déphasées les unes par rapport aux autres. Pour compléter l'algorithme décrit par l'équation (2.9), il suffit de multiplier le résultat du filtrage dispersif par une onde à glissement de fréquence de taux $-r$. Le composant électro-acoustique peut effectuer ces opérations [25] : les éléments spectraux $E'(v) \exp(2i\pi v t)$ issus de différents filtres seront affectés d'un facteur de phase $\exp(-i\pi v^2 / r)$, puis collectés sur des électrodes réceptrices reliées entre elles. Le facteur de phase quadratique correspond à la dispersion du retard de groupe associé aux différentes composantes spectrales. Pour réaliser pratiquement la dispersion de retard de groupe, on utilise des lignes à retard qui tirent parti de la faible vitesse de propagation de l'onde acoustique.

Dans le montage de la **Figure 2.9**, le filtrage est assuré par les électrodes émettrices et réceptrices. Chaque électrode est donc composée de cellules filtrant les différentes composantes spectrales. La distance parcourue par l'onde acoustique entre

cellules homologues dépend de la fréquence. Dans le montage considéré, le retard de groupe décroît avec la fréquence, ce qui correspond à un taux de glissement r négatif. C'est une configuration habituelle car l'absorption de l'onde acoustique dans le matériau augmente avec la fréquence.

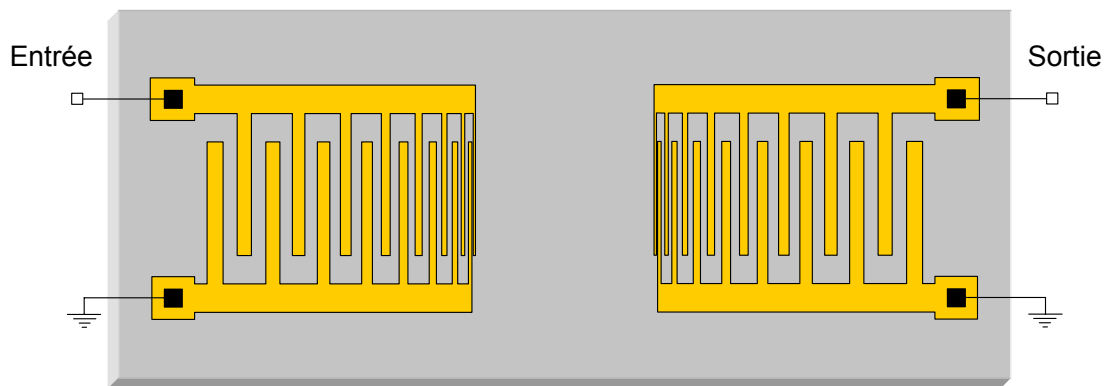


Figure 2.9 – Ligne dispersive réalisée par un transducteur dont l'écartement des électrodes est variable.

Dans le montage de la **Figure 2.10**, on n'exploite pas le filtrage effectué par les électrodes. On a gravé des sillons dans le matériau piézo-électrique. Ces obstacles constituent des réseaux de diffraction à pas variable pour les ondes acoustiques. Pour un espacement donné des traits du réseau, la condition de Bragg est satisfaite pour une fréquence spécifique. La distance parcourue par l'onde avant son retour à l'électrode réceptrice est encore une fois fonction de la fréquence.

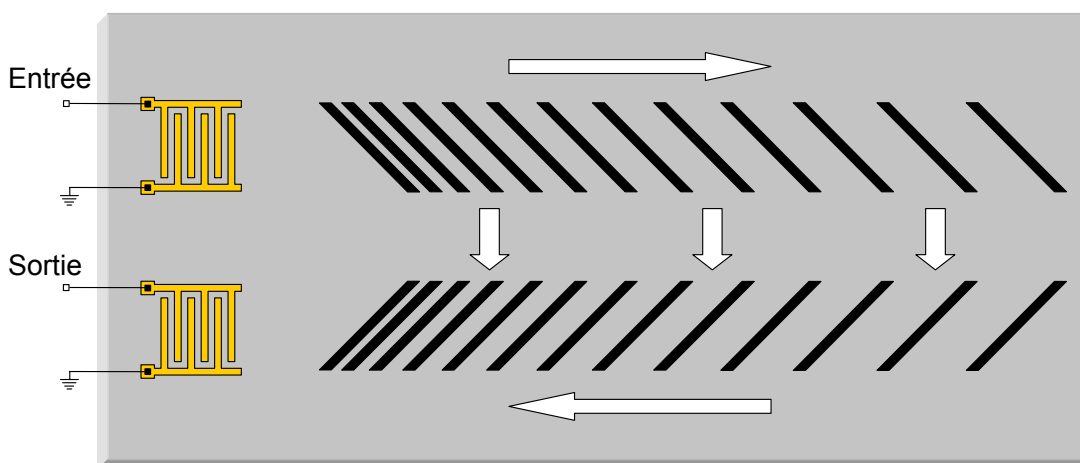


Figure 2.10 – Ligne à réseau réfléchissant dispersif. Les ondes acoustiques de surface sont réfléchies à angle droit dans la zone où le pas du réseau est égal à la longueur d'onde.

Le projet intitulé Stratospheric Observatory For Infrared Astronomy (SOFIA) prévoit l'exploitation d'un analyseur spectral du type décrit ci-dessus, utilisant des filtres dispersifs à ondes acoustiques de surface. Embarqué sur un Boeing 747SP, l'observatoire pourra évoluer dans la haute atmosphère où il aura accès à des domaines spectraux, dans l'infrarouge moyen et lointain, inaccessibles depuis le sol en raison de l'absorption atmosphérique. On vise une bande passante de 205 MHz avec une résolution de 50 KHz sur 4096 points et une dynamique de 40 dB [29] [30].

2.5 Bilan

Nous avons décrit dans ce chapitre les dispositifs d'analyse spectrale de signaux radio fréquence les plus couramment utilisés dans des récepteurs hétérodynes spatiaux ou en cours de développement pour des missions spatiales futures. Les principales performances de ces différents spectromètres sont regroupées dans le **Tableau 2.1** comparatif suivant :

	Batteries de filtres	ACN	ACA	SAW	SAO
Bande passante	1,2 GHz	700 MHz	3,6 GHz	205 MHz	1 GHz
Nombre de canaux	25	100	128	4096	2000
Dynamique	60 dB	48 dB	38 dB	40 dB	30 dB
Flexibilité spectrale	NON	OUI	NON	NON	NON
Résolution ultime		140 kHz			
Probabilité d'interception	100 %	100 %	100%	100%	100%
Temps d'accès	Limité par TF	Temps d'intégration	Temps d'intégration (>10 ms)	Limité par TF	Lecture de la barrette de détecteurs

Tableau 2.1 – Tableau comparatif des performances des principaux dispositifs d'analyse spectrale existants. Les ACN, ACA, SAW et SAO représentent respectivement les autocorrélateurs numériques, analogiques, les spectromètres à ondes acoustiques de surface et les spectromètres acousto-optiques.

Les batteries de filtres font partie des premiers dispositifs utilisés dans des récepteurs hétérodynes en radioastronomie. En raison d'une faible bande passante et d'une résolution fixe, le champ d'application d'une batterie de filtres se limite à l'observation d'une seule espèce atomique ou moléculaire bien définie. Malgré des problèmes de stabilité en température et de forte consommation, ce système reste cependant compétitif par rapport aux autres spectromètres en raison de sa dynamique de 60 dB qui surpasse de façon significative celle des autres dispositifs.

Les autocorrélateurs numériques sont les seuls, parmi les dispositifs décrits dans ce chapitre à posséder une flexibilité en terme de bande passante et de résolution.

Les autocorrélateurs analogiques sont actuellement les spectromètres qui possèdent la plus grande bande passante. Il sera cependant difficile, dans de tels systèmes, d'augmenter de façon significative le nombre de canaux spectraux qui est actuellement d'une centaine, en raison de la division de la puissance d'entrée et des pertes dans les lignes à retard.

Les spectromètres acousto-optiques et les spectromètres à ondes acoustiques de surface sont deux systèmes hybrides, mêlant l'électronique avec l'acoustique et l'optique. Cette hybridation permet d'atteindre un nombre de canaux supérieur à un millier. Cependant, l'absorption des ondes acoustiques de haute fréquence dans les matériaux limite la bande passante à 2 GHz.

Bibliographie

- [1] M. R. Schoeberl, A. R. Douglass, E. Hilsenrath, P. K. Bhartia, J. Barnett, J. Gille, R. Beer, M. Gunson, J. Waters, P. F. Levelt et P. DeCola, “The EOS Aura Mission”, EOS, Transactions, American Geophysical Union **85**, 177-184 (2004).
- [2] J. W. Waters, W. G. Read, L. Froidevaux, R. F. Jarnot, R. E. Cofield, D. A. Flower, G. K. Lau, H. M. Pickett, M. L. Santee, D. L. Wu, M. A. Boyles, J. R. Burke, R. R. Lay, M. S. Loo, N. J. Livesey, T. A. Lungu, G. L. Manney, L. L. Nakamura, V. S. Perun, B. P. Ridenoure, Z. Shippony, P. H. Siegel et R. P. Thurstans, “The UARS and EOS Microwave Limb Sounder (MLS) Experiments”, J. Atmos. Sci. **56**, 194-218 (1998).
- [3] J. W. Waters, “An Overview of the EOS MLS Experiment”, JPL D-15745, Version 1.0 (1999).
- [4] R. F. Jarnot, “EOS MLS Level 1 Data Processing Algorithm Theoretical Basis”, JPL D-15210, Version 1.1 (1999).
- [5] N. Kaifu, N. Ukita, Y. Chikada et T. Miyaji, “A High-Resolution Acousto-Optical Radiospectrometer for Millimeter-Wave Astronomy”, Publ. Astron. Japan **29**, 429-435 (1977).
- [6] T. W. Cole et D. K. Milne, “An Acousto-Optical Radio Spectrograph for Spectral Integration”, *Proc. of Astronomical Society of Australia*, 30 mai – 01 juin 1977, Clayton, Australie, ASA **3**, 108-111 (1977).
- [7] M. Klumb, J. Frerick, R. Schieder, G. Winnewisser et V. Tolls, “The SWAS Acousto Optical Spectrometer”, *Proc. of Infrared Spaceborne Remote Sensing II*, 27-29 juillet 1994, San Diego, Californie, ed. M. S. Scholl, SPIE **2268**, 305-315 (1994).
- [8] V. Tolls, G. J. Melnick, N. Erickson, P. Goldsmith, M. Harwit, R. Schieler, R. Snell et J. R. Stauffer, “The Submillimeter Wave Astronomy Satellite – The Instrument”, *Proc. of The Physics and Chemistry of Interstellar Molecular Clouds*, 21-24 Septembre 1993, Zermatt, Suisse, eds. G. Winnewisser et G. C. Pelz, Springer-Verlag, Lect. Notes in Phys. **459** (1995).

- [9] G. J. Melnick, J. R. Stauffer, M. L. N. Ashby, E. A. Bergin, G. Chin, N. R. Erickson, P. F. Goldsmith, M. Harwit, J. E. Howe, S. C. Kleiner, D. G. Koch, D. A. Neufeld, B. M. Patten, R. Plume, R. Schieder, R. L. Snell, V. Tolls, Z. Wang, G. Winnewisser et Y. F. Zhang, “The Submillimeter Wave Astronomy Satellite : Science Objectives and Instrument Description”, *The Astrophysical Journal* **539**, 77-85 (2000).
- [10] U. Frisk, M. Hagström, J. Ala-Laurinaho, S. Andersson, J.-C. Berges, J.-P. Chabaud, M. Dahlgren, A. Emrich, H.-G. Florén, G. Florin, M. Fredrixon, T. Gaier, R. Haas, T. Hirvonen, Å. Hjalmarsson, B. Jakobsson, P. Jukkala, P. S. Kildal, E. Kollberg, J. Lassing, A. Lecacheux, P. Lehtikoinen, A. Lehto, J. Mallat, C. Marty, D. Michet, J. Narbonne, M. Nexon, M. Olberg, A. O. H. Olofsson, G. Olofsson, A. Origné, M. Petersson, P. Piironen, R. Pons, D. Pouliquen, I. Ristorcelli, C. Rosolen, G. Rouaix, A. V. Räisänen, G. Serra, F. Sjöberg, L. Stenmark, S. Torchinsky, J. Tuovinen, C. Ullberg, E. Vinterhav, N. Wadefalk, H. Zirath, P. Zimmermann et R. Zimmermann, “The Odin satellite”, *A&A* **402**, L27-L34 (2003).
- [11] D. Murtagh, U. Frisk, F. Merino, M. Ridal, A. Jonsson, J. Stegman, G. Witt, P. Ericksson, C. Jiménez, G. Megie, J. de la Noë, P. Ricaud, P. Baron, J. R. Pardo, A. Hauchcorne, E. J. Llewellyn, D. A. Degenstein, R. L. Gattinger, N. D. Lloyd, W. F. J. Evans, I. C. McDade, C. S. Haley, C. Sioris, C. von Savigny, B. H. Solheim, J. C. McConnell, K. Strong, E. H. Richardson, G. W. Leppelmeier, E. Kyrölä, H. Auvinen et Liisa Oikarinen, “An overview of the Odin atmospheric mission”, *Can. J. Phys.* **80**, 309-319 (2002).
- [12] A. Lecacheux, C. Rosolen, D. Michet et V. Clerc, “Space Qualified, Wide Band and Ultra Wide Band Acousto-Optical Spectrometers for Millimeter and Sub-Millimeter Radio Astronomy”, *Proc. of Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes* conference, 20-28 mars 1998, Kona, Hawaii, USA, ed. T. G. Phillips, SPIE **3357**, 519-532 (1998).
- [13] J. Horn, “The development of an array acousto-optical spectrometer”, PhD thesis, Université de Cologne (1997).
- [14] J. Horn, O. Siebertz, F. Schmülling, C. Kunz, R. Schieder et G. Winnewisser, “A 4x1 GHz Array Acousto-Optical Spectrometer”, *Exp. Astron.* **9**, 17-38 (1999).

- [15] G. L. Pilbratt, “The Herschel Mission, Scientific Objectives, and this Meeting”, *Proc. of The Promise of the Herschel Space Observatory* symposium, 12-15 décembre 2000, Tolède, Espagne, eds. G. L. Pilbratt, J. Cernicharo, A. M. Heras, T. Prusti et R. Harris, ESA **SP-460**, 21-27 (2001).
- [16] R. Schieder, J. Horn, O. Siebertz, C. Möckel, F. Schlöder, C. Macke et F. Schmülling, “Design of Large Bandwidth Acousto-Optical Spectrometers”, *Proc. of Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes* conference, 20-28 mars 1998, Kona, Hawaii, USA, ed. T. G. Phillips, SPIE **3357**, 359-367 (1998).
- [17] A. R. Thompson, J. M. Moran et G. W. Swenson, “Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy”, Wiley, Ch. 8, 1986.
- [18] T. Cole, “Finite Sample Correlations of Quantized Gaussians”, *Aust. J. Phys.* **21**, 273-282 (1968).
- [19] A. Emrich, “Autocorrelation Spectrometers for Space Borne (Sub)millimetre Spectroscopy”, *Proc. of The Far InfraRed and Submillimeter Universe* symposium, 15-17 avril 1997, Grenoble France, ESA **SP-401**, 361-364 (1997).
- [20] A. I. Harris, “Spectrometers for Heterodyne Detection”, *Proc. of Far-IR, Sub-mm & mm Detector Technology Workshop*, 01-03 avril 2002, Monterey, Californie, USA, eds. J. Wolf, J. Farhoomand et C. R. McCreight, NASA/CP-**211408** (2002).
- [21] L. Ravera, M. Giard, D. Lagrange, E. Caux, A. Cros, G. Serra, J.-L. Noullet, A. Ferreira, P. Cais, A. Baudry, J. M. Desbat, A. Escobar, G. Montignac, M. Torres et J. Y. Mayvial, “Wideband digital autocorrelator for FIRST”, *Proc. of Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes* conference, 20-28 mars 1998, Kona, Hawaii, USA, ed. T. G. Phillips, SPIE **3357**, 368-375 (1998).
- [22] T. de Graauw et F. P. Helmich, “Herschel-HIFI : The Heterodyne Instrument for the Far-Infrared”, *Proc. of The Promise of the Herschel Space Observatory* symposium, 12-15 Décembre 2000, Tolède, Espagne, eds. G. L. Pilbratt, J. Cernicharo, A. M. Heras, T. Prusti et R. Harris, ESA **SP-460**, 45-51 (2001).
- [23] A. I. Harris, K. G. Isaak et J. Zmuidzinas, “WASP: A wideband spectrometer for heterodyne spectroscopy”, *Proc. of Advanced Technology MMW, Radio, and Terahertz Telescopes* conference, 20-28 mars 1998, Kona, Hawaii, USA, ed. T. G. Phillips, SPIE **3357**, 384-395 (1998).

- [24] A. I. Harris et J. Zmuidzinas, “A wideband lag correlator for heterodyne spectroscopy of broad astronomical and atmospheric spectral lines”, *Rev. Sci. Inst.* **72**, 1531-1538 (2001).
- [25] H. R. Fetterman, P. E. Tannenwald, C. D. Parker, J. Melngailis, R. C. Williamson, P. Woskoboinikow, H. C. Praddaude et W. J. Mulligan, “Real-time spectral analysis of far-infrared laser pulses using SAW dispersive delay line”, *Appl. Phys. Lett.* **34**, 123-125 (1979).
- [26] P. Hartogh et G. K. Hartmann, “A high-resolution chirp transform spectrometer for microwave measurements”, *Meas. Sci. Technol.* **1**, 592-595 (1990).
- [27] R. Güsten, I. Camara, P. Hartogh, H.-W. Hübers, U. Graf, K. Jacobs, C. Kasemann, H.-P. Röser, R. Schieder, G. Schnieder, O. Siebertz, J. Stutzki, G. Villanueva, A. Wagner, P. van der Wal et A. Wunsch, “GREAT: The German Receiver for Astronomy at Terahertz Frequencies”, *Proc. of Airborne Telescope System II* conference, 27-28 août 2002, Waikoloa, Hawaii, USA, eds. R. K. Melugin et H.-P. Röser, *SPIE* **4857**, 56-61 (2003).
- [28] R. Güsten, F. Schäfer, R. Stark, P. van der Wal, U. Graf, R. Schieder, J. Stutzki, H. Hübers, A. Krabbe, H.-P. Röser et P. Hartogh, “The next step: FIR heterodyne spectroscopy on board SOFIA”, *ISO beyond the peaks: The 2nd ISO workshop on analytical spectroscopy*, 2-4 février 2000 à la station de poursuite de satellites de Villafranca del Castillo, Espagne, ed. D. Danesy, *ESA SP-456* (2000).
- [29] R. Güsten, P. Hartogh, H.-W. Hübers, U. Graf, K. Jacobs, H.-P. Röser, F. Schäfer, R. Schieder, R. Stark, J. Stutzki, P. van der Wal et A. Wunsch, “GREAT – The First-Generation German Heterodyne Receiver For SOFIA”, *Proc. of Airborne Telescope Systems*, 27-28 mars 2000, Munich, Allemagne, eds. R. K. Melugin et H.-P. Röser, *SPIE* **4014**, 23-30 (2000).
- [30] G. Villanueva, P. Hartogh, L. Reindl, “Microwave Technologies for SOFIA’s High Resolution Spectrometer”, *Proc. of The 33rd European Microwave Conference*, 6-10 octobre 2003, Munich, Allemagne, **3** (2003).

CHAPITRE 3

PRINCIPE DE L'ANALYSEUR SPECTRAL

Nous présentons dans une première partie le phénomène physique sur lequel s'appuie le fonctionnement de notre dispositif. Le caractère fortement résonnant d'une transition atomique en présence d'élargissement inhomogène est à l'origine de ce phénomène appelé "hole burning" spectral ou creusement spectral.

Nous décrivons dans un deuxième temps le principe de notre analyseur spectral. L'architecture proposée, qui combine optique et hyperfréquences, permet de travailler avec des bandes passantes considérables (>50 GHz) grâce à l'utilisation de composants électro-optiques très rapides, développés pour les télécommunications optiques.

Enfin, nous expliquons le choix du cristal sélectif en fréquence utilisé comme processeur atomique dans cette application.

3.1 Le phénomène de creusement spectral

Le creusement d'un trou dans un profil d'absorption, plus connu sous le terme anglo-saxon de "spectral hole burning" apparaît dans les matériaux qui offrent une sélectivité en fréquence intrinsèque. Cet effet fut initialement observé en résonance magnétique nucléaire [1]. L'avènement des sources de lumière cohérente dans les années 1960, a permis d'étendre l'étude du phénomène au domaine optique dans des vapeurs atomiques [2] puis des solides à basse température [3]. Le creusement spectral s'avère être un excellent outil de spectroscopie [4].

3.1.1 Principe physique

Lorsqu'un élargissement inhomogène affecte une transition entre deux niveaux d'énergie d'un système atomique ou moléculaire, on peut, à l'aide d'un laser monochromatique, exciter les atomes en résonance avec la fréquence du laser, sans perturber les atomes de fréquences voisines. C'est le phénomène de creusement spectral.

Ce phénomène s'observe dans des systèmes solides transparents dopés par des centres absorbants (ions ou molécules). Le désordre et les défauts de la matrice solide hôte déplacent les énergies des deux niveaux de la transition considérée. Les fréquences de transition de l'ensemble des centres actifs sont alors dispersées sur un large intervalle spectral. Cet élargissement du spectre d'absorption est caractérisé par sa largeur inhomogène que l'on notera par la suite Γ_{inh} .

Quand on abaisse la température d'un tel système à quelques kelvins, la largeur inhomogène ne change pas significativement alors que la largeur spectrale liée à la transition des centres actifs individuels, hautement dépendante de la température, est considérablement réduite. Cette largeur spectrale, appelée largeur homogène, est notée Γ_{hom} . À 5 K, cette quantité peut être 10^3 à 10^6 fois plus étroite que la largeur inhomogène Γ_{inh} .

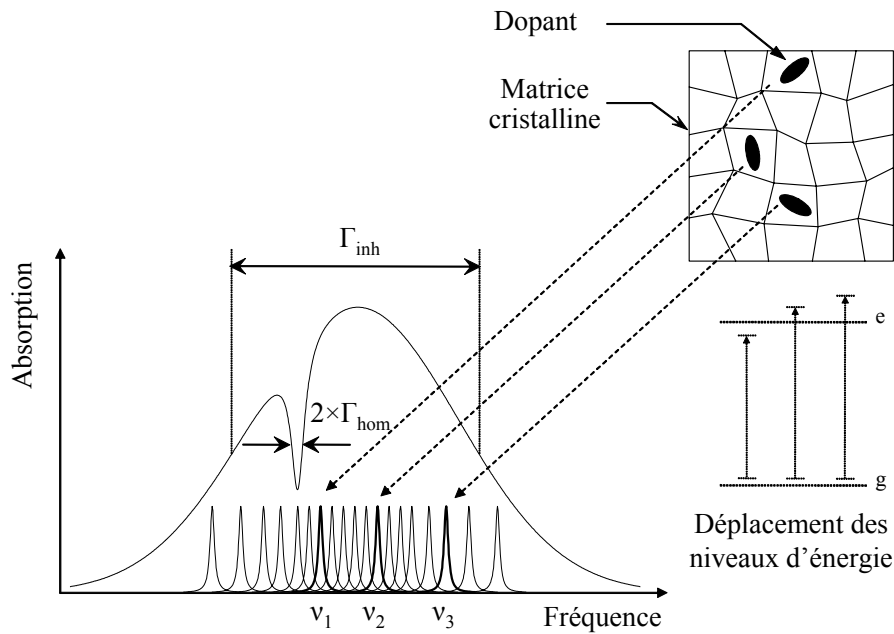


Figure 3.1 – Schéma du creusement spectral sur un atome à deux niveaux d'énergie dans une matrice solide.

Lorsque le matériau est illuminé par un laser monochromatique de fréquence ν_L , seuls les centres actifs en résonance avec la source lumineuse sont excités sur le niveau supérieur de la transition. Cette excitation radiative conduit au façonnage d'un trou de largeur $2 \times \Gamma_{\text{hom}}$ à la fréquence ν_L dans le profil de la bande d'absorption (**Figure 3.1**).

Dans un système simple, tel qu'un système à deux niveaux, les centres actifs excités retournent rapidement dans leur état fondamental initial et le trou spectral creusé est effacé. Dans des systèmes plus complexes, des canaux de phototransformation peuvent s'ouvrir dans le niveau excité des centres absorbants. L'état final de tels systèmes est différent de leur état fondamental initial et le trou creusé peut survivre des heures, voire des jours, à basse température.

Par conséquent, on peut rencontrer des situations variées : des trous d'une durée de vie de l'ordre de la nanoseconde à des trous d'une durée de vie permanente. La profondeur du trou, qui correspond à la proportion de centres actifs résonnants excités, dépend de l'énergie délivrée par le laser monochromatique.

3.1.2 Du trou au réseau

Lorsque deux faisceaux lumineux monochromatiques forment une figure d'interférence sur un matériau sélectif en fréquence (qui possède les propriétés de creusement spectral), la concentration des centres absorbants résonnants diminue dans les zones brillantes. La figure d'interférence grave donc un réseau de Bragg dans la distribution spatiale des centres absorbants résonnants avec l'excitation lumineuse. Le réseau n'existe qu'à la longueur d'onde de la lumière excitatrice. Il ne peut donc diffracter qu'à la longueur d'onde des faisceaux de gravure.

Le réseau, de même que le trou, couvre un intervalle spectral d'une largeur de $2 \times \Gamma_{\text{hom}}$. Comme la largeur spectrale totale disponible est donnée par Γ_{inh} , on peut conclure que $\Gamma_{\text{inh}} / (2 \times \Gamma_{\text{hom}})$ réseaux indépendants peuvent coexister dans le même volume spatial au sein de l'échantillon.

A la différence des hologrammes enregistrés dans un matériau photoréfractif, les réseaux gravés à différentes longueurs d'onde dans un cristal sélectif en fréquence, ne partagent pas l'efficacité de diffraction totale disponible : chacun d'eux est construit à partir de centres actifs qui sont tous résonnants à une et une seule longueur d'onde spécifique. Par conséquent, on n'observe pas le coefficient $1/N^2$ de diminution de l'efficacité de diffraction qui résulte du multiplexage de N réseaux dans un matériau photoréfractif.

3.2 Principe de l'analyseur spectral

Dans les cristaux dopés par des ions de terres rares, à basse température, le "hole burning spectral" présente la résolution spectrale recherchée pour l'analyse de signaux radio fréquence. Par ailleurs, on sait aujourd'hui transférer des signaux RF très large bande sur une porteuse optique à l'aide de composants électro-optiques très rapides, développés pour les télécommunications optiques. Ceci nous conduit à proposer une architecture optique pour l'analyse spectrale de signaux radio fréquence. Un faisceau lumineux, porteur du signal radio fréquence, est diffracté par un ensemble de réseaux monochromatiques, préalablement gravés dans un cristal sélectif en fréquence.

3.2.1 La gravure de réseaux holographiques

Le fonctionnement de l'analyseur spectral comprend deux aspects distincts, la gravure de réseaux monochromatiques et l'analyse du signal. Pendant la phase de gravure, on enregistre successivement une multitude de réseaux holographiques monochromatiques à l'aide d'un laser accordable, en faisant varier simultanément la longueur d'onde du laser et l'angle d'incidence des faisceaux sur le matériau photosensible. A chaque longueur d'onde est associé un angle d'incidence spécifique qui constitue l'adresse angulaire de cette longueur d'onde.

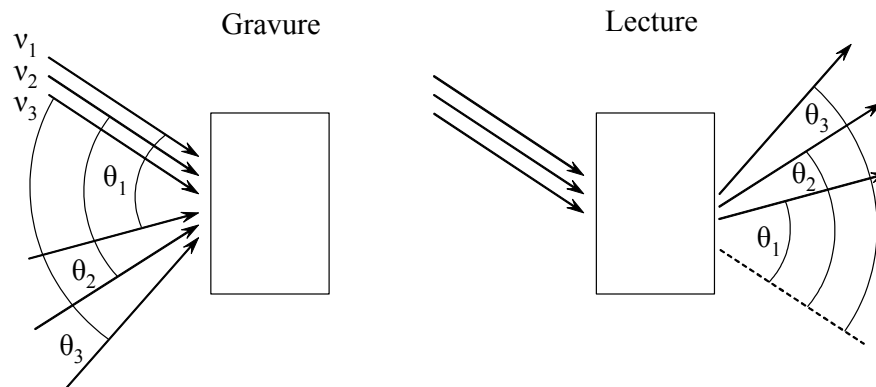


Figure 3.2 – Principe de l'enregistrement et de la lecture de réseaux holographiques dans un matériau sélectif en fréquence.

Chaque réseau, gravé à une longueur d'onde particulière, ne peut diffracter qu'une seule composante spectrale avec une résolution ultime correspondant au double de la largeur homogène du matériau. Un grand nombre de réseaux peuvent coexister au sein de la largeur inhomogène de la bande d'absorption, qui peut atteindre plusieurs dizaines de gigahertz.

La séquence de gravure permet, lorsque la fréquence du laser varie de façon synchrone avec l'angle d'incidence des deux faisceaux de gravure sur le cristal, d'associer à chaque composante spectrale un angle de diffraction spécifique. Par conséquent, lorsqu'un faisceau polychromatique incident, composé d'une porteuse optique modulée par un signal RF à analyser, traverse ce cristal après la séquence de gravure, les différentes composantes spectrales de ce faisceau sont diffractées et

simultanément dirigées dans différentes directions. Ces différentes composantes spectrales sont par conséquent, séparées spatialement.

3.2.2 L'analyse spectrale

L'ensemble des réseaux monochromatiques, que nous venons de présenter, se comporte comme un spectromètre qui permet de traiter des signaux radio fréquences.

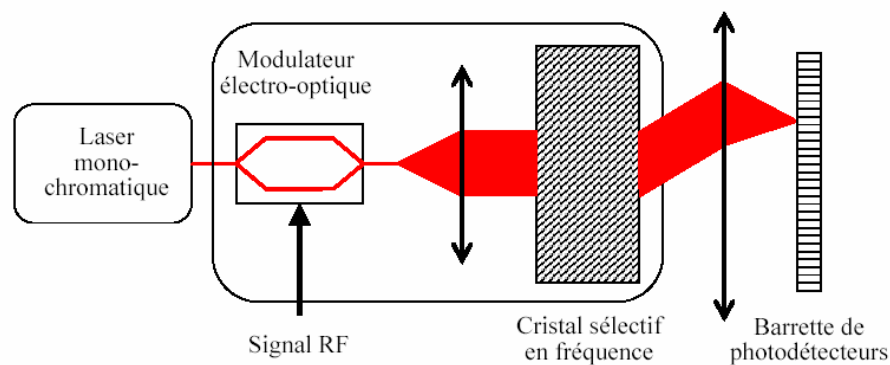


Figure 3.3 – Schéma de l'analyseur spectral de signaux radio fréquence.

Le signal RF à analyser est transféré sur une porteuse optique à l'aide d'un modulateur électro-optique de type Mach-Zehnder (MZ), comme illustré sur la **Figure 3.3**. La porteuse optique est fournie par un laser monochromatique dont la longueur d'onde se situe dans la bande d'absorption du cristal sélectif en fréquence. Le faisceau lumineux, modulé par le signal RF, est ensuite diffracté par les réseaux préalablement gravés dans le cristal. On réalise ainsi la séparation angulaire des différentes composantes spectrales du signal radiofréquence. Ces dernières sont ensuite collectées sur une barrette de photodétecteurs. La position de chaque composante spectrale sur la barrette permet de remonter à la composition du signal d'entrée à analyser.

3.2.3 Configuration des faisceaux

La configuration expérimentale est fortement contrainte par les limitations du matériau. En raison du court temps de vie de la gravure (~ 10 ms), les réseaux doivent être rafraîchis continuellement et doivent diffracter simultanément le faisceau signal. Cette condition est satisfaite dans le cas de la configuration non coplanaire présentée sur la **Figure 3.4**.

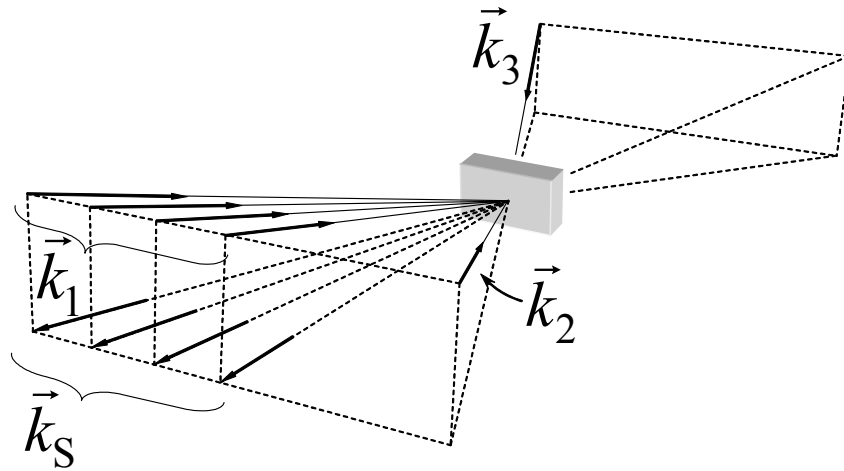


Figure 3.4 – Configuration non coplanaire permettant de graver et de lire simultanément.

Le faisceau sonde, modulé par le signal RF à traiter, se propage le long de \vec{k}_s . Il se trouve en dehors du plan défini par les vecteurs d'onde \vec{k}_1 et \vec{k}_2 des deux faisceaux de gravure. Cette configuration non coplanaire est compatible avec une gravure et une lecture simultanées, puisque la condition d'accord de phase impose au faisceau diffracté la direction \vec{k}_s qui se distingue de tous les vecteurs d'onde incidents :

$$\vec{k}_s = \vec{k}_3 + \vec{k}_2 - \vec{k}_1 \quad (3.1)$$

Les vecteurs d'onde \vec{k}_2 et \vec{k}_3 sont dirigés dans des directions fixes alors que \vec{k}_1 réalise un balayage angulaire en synchronisation avec le balayage en fréquence des faisceaux de gravure. Par conséquent, les différentes composantes spectrales, qui sont portées par le faisceau sonde, sont diffractées suivant différentes directions.

3.2.4 Flexibilité du système

Le principe du spectromètre s'appuie sur la séparation angulaire des différentes composantes spectrales. Le nombre de canaux spectraux est égal à celui des différentes directions angulaires qui peuvent être adressées par le système. Pour une expérience donnée, ce nombre est fixe. Cependant, pendant la séquence de gravure, la fréquence du laser balaye un intervalle spectral, caractérisant la bande passante du spectromètre, qui peut aisément varier. En réduisant l'intervalle spectral tout en gardant fixe le nombre de canaux spectraux, il est possible de réaliser un agrandissement d'une région spectrale spécifique en augmentant la résolution spectrale. Cet effet de zoom est réalisable grâce à la durée de vie finie des réseaux gravés et peut donc être effectué en un temps équivalent à ce temps de vie.

3.2.5 Résolution spectrale – nombre de canaux

Une des caractéristiques importante de l'analyseur spectral est sa résolution spectrale ajustable.

La résolution angulaire que l'on note $\delta\varphi$, est directement proportionnelle à la taille du spot lumineux sur l'échantillon : on suppose que les faisceaux de gravure et le faisceau sonde possèdent le même profil spatial gaussien. Soit w_x , la largeur à mi-hauteur de la tache laser au niveau du spot lumineux dans l'échantillon. Cette largeur correspond à la dimension de la tache suivant la direction horizontale, qui est la direction suivant laquelle le balayage angulaire est réalisé. Dans ce cas, lorsqu'un faisceau sonde monochromatique vient lire un réseau holographique gravé à une fréquence spécifique, le faisceau diffracté possèdera la résolution angulaire limitée par diffraction suivante :

$$\delta\varphi = \frac{\lambda}{w_x} \quad (3.2)$$

Soit $\bar{\varphi}$ l'intervalle angulaire parcouru par le faisceau de gravure défléchi. Le nombre maximum de canaux spectraux N disponibles est donné par :

$$N = \frac{\bar{\varphi}}{\delta\varphi} \quad (3.3)$$

Ce nombre de canaux correspond au nombre de raies scrutées par le faisceau de gravure défléchi pendant le balayage en fréquence $\bar{\nu}$ du laser. La résolution spectrale $\delta\nu$, peut s'écrire de la façon suivante :

$$\delta\nu = \frac{\bar{\nu}}{N} \quad (3.4)$$

D'après les équations (3.2) et (3.3), la résolution angulaire et le nombre de canaux disponibles sont fixes et imposés par la géométrie de l'expérience. Par contre, la résolution spectrale, dépend directement de l'intervalle spectral $\bar{\nu}$, balayé par le laser de gravure. On peut modifier aisément la largeur de cet intervalle. En réduisant considérablement $\bar{\nu}$, on peut atteindre une excellente résolution spectrale. En effet, cette dernière est seulement limitée par les propriétés intrinsèques du matériau. Sa limite est la largeur d'un canal spectral ($2 \times \Gamma_{\text{hom}}$). Si on se place à basse température, autour de 5 K, on peut dans ce cas atteindre une excellente résolution.

3.3 Résolution spectrale d'un réseau conventionnel

Nous avons noté au début du paragraphe 3.2.2 que le dispositif proposé se comporte comme un spectromètre à réseaux. Nous allons examiner plus précisément la résolution spectrale qu'on peut attendre d'un réseau mince ou d'un réseau de Bragg et montrer qu'elle n'est en rien comparable à celle de notre dispositif.

3.3.1 Spectromètre à réseau

Lorsqu'une onde plane éclaire un réseau de diffraction de pas Λ , sous l'incidence θ_i , l'onde est diffractée dans la direction θ_d , définie par la relation :

$$\sin \theta_d = \sin \theta_i + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (3.5)$$

où λ représente la longueur d'onde du faisceau incident et m est l'ordre de diffraction. Dans le cas d'un faisceau de diamètre fini, seuls N traits du réseau sont éclairés. Il s'ensuit que la direction de diffraction est définie avec la résolution $\Delta\theta = 1/N$.

Si le faisceau incident est composé de deux raies spectrales de même intensité, on considère qu'on peut résoudre ces raies si leur distance angulaire est supérieure à leur rayon commun $\Delta\theta$. C'est le critère de Rayleigh. On définit le pouvoir de résolution P. R. d'un réseau de diffraction par :

$$\text{P. R.} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (3.6)$$

où $\Delta\lambda$ est le plus petit écart en longueur d'onde pouvant être résolu. Le critère de Rayleigh conduit à :

$$\text{P. R.} = m \cdot N \quad (3.7)$$

Le pouvoir de résolution est proportionnel à l'ordre m . Cependant, les valeurs choisies pour m sont généralement petites car l'intensité lumineuse est faible quand m est élevé.

Le pouvoir de résolution possède une valeur maximale. En effet :

$$\text{P. R.} = m \cdot N = \frac{L}{\lambda} (\sin \theta_d - \sin \theta_i) \leq \frac{2L}{\lambda} \quad (3.8)$$

où L est la largeur de la région éclairée du réseau.

Pour obtenir une résolution de 10 MHz avec un faisceau incident polychromatique autour de 790 nm, il faudrait utiliser un réseau de diffraction d'une longueur de 20 mètres avec un nombre de 2000 traits par millimètres !

3.3.2 Filtre de Bragg

Un réseau de Bragg est une structure périodique gravée dans l'épaisseur d'un matériau massif. La structure périodique peut prendre la forme d'une modulation de l'indice de réfraction, ou du coefficient d'absorption, avec la période Λ le long d'une direction \vec{K} . Un tel dispositif peut jouer le rôle d'un filtre. La résolution optimale est obtenue lorsque \vec{K} est perpendiculaire à la face d'entrée du composant et lorsque le faisceau incident est dirigé suivant \vec{K} . Le faisceau diffracté est alors dirigé suivant la direction $-\vec{K}$. L'efficacité de diffraction est maximale lorsque $\lambda = 2n\Lambda$ où n est l'indice de réfraction du matériau. Pour un réseau d'épaisseur L , la largeur de la bande passante est donnée par :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{2nL} \quad (3.9)$$

Pour obtenir une résolution de 10 MHz, à une longueur d'onde de 790 nm, dans un matériau d'indice 2.5, il faut une épaisseur d'environ 6 mètres. Ceci semble impraticable dans un matériau massif. On pourrait penser à utiliser une fibre optique. Cependant, il faut réaliser qu'un réseau de Bragg fonctionne comme un filtre et non comme un spectromètre. Il faudrait associer un ensemble de filtres accordés à des longueurs d'onde différentes pour constituer un spectromètre.

3.4 Choix du matériau sélectif en fréquence

3.4.1 Les propriétés requises

La résolution spectrale visée – meilleure que 1 MHz – impose de sélectionner un matériau possédant des raies de transition très fines, c'est-à-dire dotées à la fois d'une faible force de raie et d'un faible élargissement homogène par interaction avec l'environnement. D'autre part, les niveaux d'énergie, reliés par la transition optique mise en œuvre, doivent être dépourvus de structure. En effet, le pompage optique entre sous-niveaux conduirait à la formation de signaux fantômes. On souhaite aussi disposer d'un élargissement inhomogène important, supérieur à 10 GHz, pour que la bande passante du dispositif proposé surpasse de façon significative celle des analyseurs spectraux électroniques. Enfin, la durée de vie des réseaux gravés sera aussi longue que possible. Les ions de terres rares en matrice cristalline, refroidis à basse température, offrent la finesse de raie souhaitée. Nous allons voir que les contraintes imposées laissent peu de liberté dans le choix de l'ion et de la matrice.

3.4.2 Les ions trivalents de terres rares en matrice

La famille des terres rares ou lanthanides désigne les 13 éléments qui suivent le lanthane dans le tableau de classification périodique. Ils correspondent aux étapes du remplissage de la couche 4f. La configuration des ions trivalents de ces éléments chimiques a pour formule générale : $5s^2 5p^6 4f^n$ où n varie de 1 pour le cérium à 13 pour l'ytterbium.

Les transitions dipolaires électriques entre états de même parité sont interdites. Les seules transitions autorisées à l'intérieur de la configuration $4f$ devraient donc être de type dipolaire magnétique. Cependant, si l'ion est situé dans un site sans symétrie d'inversion, la configuration $4f^n$ peut être mélangée avec la configuration de parité opposée $4f^{n-1}5d$, ce qui autorise la transition dipolaire électrique. Comme le processus dipolaire électrique est de 5 ordres de grandeur plus fort que le processus dipolaire magnétique, il peut dominer même dans le cas d'un faible mélange d'états de parités opposées. Ces raies quasi-interdites offrent la faible probabilité de transition recherchée.

Les électrons $4f$ sont écrantés par les électrons $5s$ et $5p$. Ceci constitue une première condition favorable à un faible élargissement homogène. Par ailleurs, en raison de cet écrantage, le déplacement Stark des niveaux de l'ion libre par le champ cristallin est beaucoup plus petit que l'interaction spin-orbite. Il s'ensuit que le moment électronique orbital total L , le spin électronique total S et le moment cinétique électronique total J restent approximativement de bons nombres quantiques. Dans une configuration donnée, le niveau d'énergie de l'ion libre, caractérisé par les nombres quantiques L , S et J , est $(2J+1)$ fois dégénéré. Le champ cristallin lève au moins partiellement cette dégénérescence. Les états propres du hamiltonien de l'ion en matrice se développent sur la base $|LSJM\rangle$ des états propres de J_z . Pour notre application, nous nous intéressons seulement aux transitions entre les niveaux de plus basse énergie des différents multiplets Stark. Les niveaux plus élevés de chaque multiplet relaxent en effet rapidement, avec des temps caractéristiques typiquement inférieurs à la microseconde, vers le niveau de plus basse énergie du multiplet sous l'effet de processus non radiatifs.

3.4.3 Elargissement homogène

L'élargissement homogène résulte du couplage des ions avec les vibrations du réseau cristallin ainsi que des fluctuations de l'interaction ion-ion avec les autres espèces atomiques constituant le réseau.

a. Couplage avec les vibrations du réseau

La contribution des phonons à la largeur homogène intervient à travers deux mécanismes principaux, un processus direct et un processus Raman à deux phonons [5], qui sont illustrés sur la Figure 3.5.

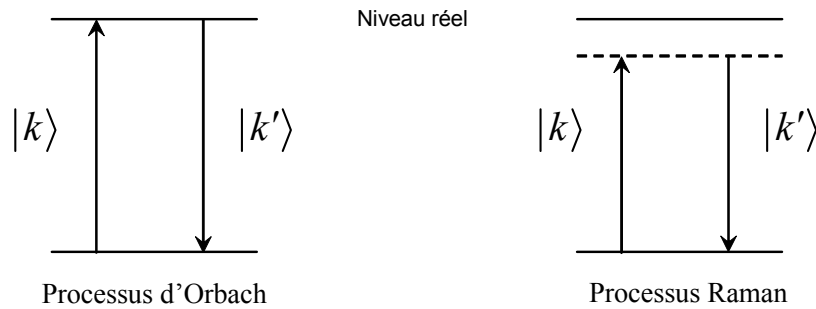


Figure 3.5 – Schémas de deux processus élastiques à deux phonons. k et k' représentent les vecteurs d'onde des phonons incidents et diffusé.

Le processus direct, encore appelé processus d'Orbach, met en jeu le couplage, par émission/absorption résonnante d'un phonon, avec le sous niveau Stark le plus proche, situé à la distance Δ au-dessus du niveau impliqué dans la transition électronique. La contribution à l'élargissement homogène s'écrit :

$$\delta(1/T_2) = (1/T_1) \exp(-\Delta/kT) \quad (3.10)$$

où T_1 est la durée de vie du niveau d'énergie Δ et T représente la température. L'écart Δ dépend non seulement de l'élément considéré mais aussi de la matrice où il est inséré. Ainsi, Δ vaut 27 cm^{-1} et 72 cm^{-1} respectivement dans les états électroniques 3H_6 et 3H_4 de $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$ [6], mais cette distance se réduit à $\sim 6 \text{ cm}^{-1}$ seulement dans l'état 3H_6 de $\text{Tm}^{3+} : \text{Y}_2\text{Si}_2\text{O}_7$ [7]. A 4 K, dans l'état 3H_6 , le facteur exponentiel est 400 fois plus faible dans $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$ que dans $\text{Tm}^{3+} : \text{Y}_2\text{Si}_2\text{O}_7$.

A basse température, le processus Raman varie comme $(T/\Theta_D)^9$, où Θ_D , température de Debye, est liée à la fréquence de coupure des phonons. Avec une température de Debye de plusieurs centaines de kelvins (1000 K environ dans le YAG), le processus Raman contribue peu à l'élargissement homogène pour une température inférieure à 5 K.

b. Interactions ion-ion

A faible concentration des ions de terres rares actifs (0,01 at. %), l'interaction de ces ions entre eux contribue peu à l'élargissement homogène. La largeur de raie est alors surtout affectée par les fluctuations du champ magnétique local qui résulte de la fluctuation d'orientation des spins nucléaires des ions ligands. On a donc intérêt à choisir une matrice riche en ions de faible spin nucléaire. On optera donc plutôt pour des cristaux d'oxydes que pour des matrices fluorées (voir **Tableau 3.1**).

Elément	^{19}F	^{35}Cl	^{37}Cl	^{139}La	^{27}Al	^{89}Y	^{16}O
I	1/2	3/2	3/2	7/2	5/2	1/2	0
μ (μ_N)	2,63	0,82	0,68	2,78	3,64	-0,137	0

Elément	^{141}Pr	^{151}Eu	^{153}Eu	^{159}Tb	^{165}Ho	^{169}Tm
I	5/2	5/2	5/2	3/2	7/2	1/2
μ (μ_N)	4,136	3,4718	1,5331	2,014	4,173	-0,232

Tableau 3.1 – Spin I et moments magnétiques nucléaires μ de quelques éléments intervenant comme ligands ou comme dopants.

L'effet de ces fluctuations peut s'avérer particulièrement important en cas de dégénérescence des niveaux impliqués dans la transition optique, vis-à-vis de l'interaction avec le champ cristallin. Le déphasage peut se produire par basculement entre états dégénérés, sans déplacement des niveaux d'énergie. Les ions à nombre impair d'électrons (Ce, Nd, Sm, Gd, Dy, Er, Yb) présentent une "dégénérescence de Kramers", liée à la symétrie par renversement du temps, que le champ cristallin ne peut pas réduire. Au contraire, le champ cristallin peut lever complètement la dégénérescence des $(2J+1)$ états dans le cas des ions "non-Kramers" à nombre pair d'électrons (Eu, Pr, Tb, Ho, Tm) dans des matrices cristallines dont les sites de substitution présentent une symétrie plus faible que la symétrie axiale. C'est le cas par exemple des sites de l'Yttrium de symétrie D_2 dans la matrice de YAG.

Pour des concentrations plus élevées, comprises entre 0,1 et 1 at. %, les interactions entre ions dopants dans l'état fondamental peuvent intervenir. Ici encore, l'effet sera réduit dans le cas des ions "non-Kramers". Il ne faut pas conclure,

cependant, que les ions de Kramers sont impropres aux applications du “hole burning” spectral. On peut, en effet, bloquer les spins nucléaires en appliquant un champ magnétique statique [8].

3.4.4 Levée de dégénérescence et structure hyperfine

Lorsque la dégénérescence est complètement levée dans un ion à nombre pair d'électrons, la symétrie par renversement du temps conduit au “quenching” du moment angulaire. La discussion qui suit s'appuie sur la réf. [9] §15.4, p.643-645.

En raison du nombre pair d'électrons, la fonction d'onde électronique totale est fonction propre du carré de l'opérateur de renversement du temps θ^2 avec la valeur propre +1. Le moment angulaire total \vec{J} est impair par rapport au renversement du temps :

$$\theta \vec{J} \theta^{-1} = -\vec{J}^\dagger \quad (3.11)$$

Le hamiltonien électronique commute avec l'opérateur de renversement du temps θ . Les états propres non dégénérés sont donc aussi vecteurs propres de θ . Ils coïncident avec leur conjugué temporel à un facteur de phase près. La valeur moyenne de \vec{J} est proportionnelle à $\langle \Psi | \vec{J} | \theta \Psi \rangle$. Les propriétés d'antilinearité et d'antiunitarité de θ conduisent à la relation suivante:

$$\langle \theta \Psi | \theta \Phi \rangle = \langle \Phi | \Psi \rangle \quad (3.12)$$

En faisant agir l'opérateur \vec{J} à droite ou à gauche on obtient:

$$\langle \Psi | \vec{J} | \theta \Psi \rangle = \langle \Psi | \vec{J} \theta \Psi \rangle = \langle \vec{J}^\dagger \Psi | \theta \Psi \rangle \quad (3.13)$$

En appliquant la relation (3.12) à $\langle \Psi | \vec{J} \theta \Psi \rangle$ on obtient :

$$\langle \Psi | \vec{J} | \theta \Psi \rangle = \langle \theta \vec{J} \theta \Psi | \theta \Psi \rangle \quad (3.14)$$

En introduisant θ^{-1} dans le membre de droite on obtient encore, compte tenu de l'équation (3.11) :

$$\begin{aligned} \langle \Psi | \vec{J} | \theta \Psi \rangle &= \langle \theta \vec{J} \theta^{-1} \theta^2 \Psi | \theta \Psi \rangle \\ &= -\langle \vec{J}^\dagger \theta^2 \Psi | \theta \Psi \rangle \end{aligned} \quad (3.15)$$

Comme $\theta^2\Psi = +\Psi$, cette dernière expression s'écrit encore :

$$-\langle \vec{J}^\dagger \theta^2\Psi | \theta\Psi \rangle = -\langle \vec{J}^\dagger \Psi | \theta\Psi \rangle \quad (3.16)$$

En comparant à l'équation (3.13), on obtient finalement :

$$\langle \Psi | \vec{J} | \theta\Psi \rangle = \langle \Psi | \vec{J} | \Psi \rangle = 0 \quad (3.17)$$

Cette propriété est appelée "quenching" du moment angulaire. Elle a pour conséquence l'annulation au premier ordre de tous les termes du hamiltonien proportionnels à \vec{J} .

C'est le cas en particulier du terme d'interaction hyperfine $H_{\text{HF}} = A_J(\vec{I} \cdot \vec{J})$. On peut écrire en effet :

$$\langle \Psi \otimes \chi | H_{\text{HF}} | \Psi \otimes \chi \rangle = A_J \langle \chi | \vec{I} | \chi \rangle \cdot \langle \Psi | \vec{J} | \Psi \rangle = 0 \quad (3.18)$$

où χ représente la fonction d'onde nucléaire.

L'interaction hyperfine apparaît donc seulement au deuxième ordre de perturbation, grâce aux contributions des éléments de matrice non diagonaux. Elle peut alors s'écrire sous la forme du hamiltonien effectif suivant, en l'absence de champ magnétique [10] :

$$H_{\text{HF}}^{(2)} = -A_J^2 \vec{I} \cdot \Lambda \cdot \vec{I} \quad (3.19)$$

où : $\Lambda_{\alpha\beta} = \sum_{n=1}^{2J+1} \langle 0 | J_\alpha | n \rangle \langle n | J_\beta | 0 \rangle / \Delta_n$, Δ_n représentant la distance $E_n - E_0$ de l'état $|0\rangle$

de plus basse énergie à un autre état $|n\rangle$ du multiplet électronique. On peut réécrire $H_{\text{HF}}^{(2)}$ sous la forme suivante :

$$H_{\text{HF}}^{(2)} = D_{pq} \left[I_z^2 - I(I+1)/3 \right] + E_{pq} \left[I_x^2 - I_y^2 \right] \quad (3.20)$$

où :

$$D_{pq} = A_J^2 \left[\frac{1}{2} (\Lambda_{xx} + \Lambda_{yy}) - \Lambda_{zz} \right] \quad (3.21)$$

$$E_{pq} = \frac{1}{2} A_J^2 (\Lambda_{yy} - \Lambda_{xx}) \quad (3.22)$$

Il apparaît, d'après l'équation.(3.20), que l'interaction hyperfine s'annule au second ordre de perturbation lorsque le spin nucléaire est inférieur ou égal à $1/2$.

Comme il est indiqué plus haut, il importe, pour notre application, que les niveaux d'énergie reliés par la transition optique mise en œuvre soient dépourvus de structure. Notre choix se porte sur les ions à nombre pair d'électrons, moins affectés par les

fluctuations d'orientation de spin de leurs voisins. D'après le **Tableau 3.1**, seul parmi ces ions non-Kramers, le thulium, de spin nucléaire $\frac{1}{2}$, est dépourvu de structure hyperfine lorsqu'il est placé dans un site de basse symétrie. La matrice de YAG offre les sites de basse symétrie recherchés. Nous examinons maintenant les propriétés spécifiques du matériau $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$.

3.4.5 Propriétés de $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$

L'ion thulium a 12 électrons dans la couche 4f. Le schéma de niveaux simplifié de $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$ est représenté sur la **Figure 3.6**.

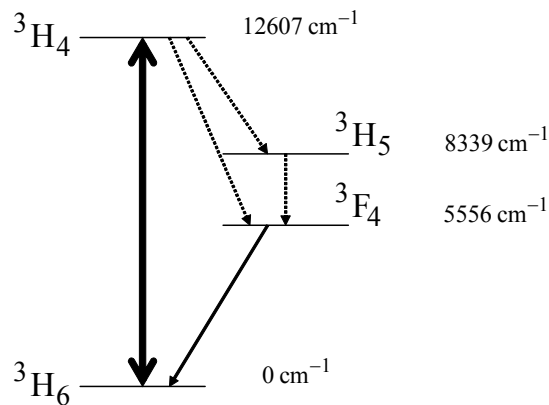


Figure 3.6 – Schéma de niveau de $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$.

Les ions sont excités sur la transition ${}^3\text{H}_6 \rightarrow {}^3\text{H}_4$ à 793 nm, longueur d'onde bien adaptée aux lasers semi-conducteurs disponibles sur le marché. Le niveau excité, d'une durée de vie de $\sim 500 \mu\text{s}$, se dépeuple préférentiellement de façon non radiative, par émission multiphonons, vers le niveau ${}^3\text{F}_4$, en passant par le niveau ${}^3\text{H}_5$ de courte durée de vie [11]. Le processus dominant étant l'émission spontanée de phonons, le taux de relaxation varie peu avec la température jusque vers 80 K. Le niveau ${}^3\text{F}_4$ relaxe ensuite essentiellement par fluorescence vers le fondamental. Sa grande durée de vie ($\sim 12 \text{ ms}$) permet d'améliorer la longévité des réseaux gravés dans le matériau.

Dans la matrice de YAG, le thulium se substitue à des ions d'yttrium. Dans ces sites de substitution, l'ion est placé au centre d'un cube déformé, dont huit atomes

d'oxygène, de spin nucléaire nul, forment les sommets. Les ions d'aluminium, porteurs d'un spin nucléaire, sont moins nombreux et plus éloignés [12].

Comme on l'a déjà noté, les niveaux de plus basse énergie du multiplet Stark sont situés assez loin des autres composantes du multiplet dans les deux états électroniques reliés par la transition optique. Il s'ensuit que le couplage électron-phonon affecte peu la largeur homogène à la température de travail de 5 K. L'élargissement homogène est essentiellement dû aux interactions ion-ion. A la concentration de 0,5 at. %, nous avons mesuré dans notre échantillon une largeur homogène de ~ 150 kHz à 5 K. Cependant, à plus faible concentration (0,1 at. %), plus basse température (1,5 K) et en présence d'un faible champ magnétique (450 G), une largeur homogène de ~ 3 kHz a été mesurée [13].

La largeur inhomogène du profil d'absorption est supérieure à 20 GHz. Dans $\text{Tm}^{3+} : \text{Y}_2\text{Si}_2\text{O}_7$, la largeur inhomogène atteint 100 GHz mais la plus grande proximité du plus proche niveau du multiplet du fondamental augmente l'élargissement homogène par le processus d'Orbach. La contribution à l'élargissement homogène de ce seul processus, calculée à l'aide de l'équation (3.10) et des paramètres mesurés dans la réf. [7], dépasse 1 MHz à 5 K.

Bibliographie

- [1] N. Bloembergen, E. M. Purcell et R. V. Pound, “Relaxation Effects in Nuclear Magnetic Resonance Absorption”, *Phys. Rev.* **73**, 679-712 (1948).
- [2] R. A. McFarlane, W. R. Bennett et W. E. Lamb, “Single Mode Tuning Dip in the Power Output of an He-Ne Maser”, *Appl. Phys. Lett.* **2**, 189-190 (1963).
- [3] A. Szabo, “Observation of hole burning and cross relaxation effects in ruby”, *Phys. Rev. B* **11**, 4512-4517 (1975).
- [4] W. E. Moerner, “Persistent Spectral Hole-Burning : Science and Applications”, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (1988).
- [5] R. Orbach, *Proc. R. Soc. London Ser. A* **264**, 458 (1961); D. E. McCumber et M. D. Sturge, “Linewidth and Temperature Shift of the *R* Lines in Ruby”, *J. Appl. Phys.* **34**, 1682 (1963).
- [6] J. B. Gruber, M. E. Hills, R. M. MacFarlane, C. A. Morrison, G. A. Turner, G. J. Quarles, G. J. Kintz, et L. Esterowitz, “Spectra and energy levels of Tm^{3+} : $Y_3Al_5O_{12}$ ”, *Phys. Rev. B* **40**, 9464-9478 (1989).
- [7] G. M. Wang, R. W. Equall, R. L. Cone, M. J. M. Leask, K. W. Godfrey, and F. R. Wondre, “Optical dephasing mechanisms in Tm^{3+} : $Y_2Si_2O_7$ ”, *Opt. Lett.* **21**, 818-820 (1996).
- [8] Y. Sun, C. W. Thiel, R. L. Cone, R. W. Equall et R. L. Hutcheson, “Recent progress in developing new rare earth materials for hole burning and coherent transient applications”, *J. Lumin.* **98**, 281-287 (2002).
- [9] A. Abragam et B. Bleaney, “Résonance paramagnétique électronique des ions de transition”, Presses Universitaires de France, Paris (1971).
- [10] A. A. Kaplyanskii et R. M. Macfarlane, “Spectroscopy of solids containing rare earth ions”, Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, 86-89 (1987).
- [11] T. T. Basiev, Y. V. Orlovskii, K. K. Pukhov, V. B. Sigachev, M. E. Doroshenko et I. N. Vorob'ev, “Multiphonon relaxation rates measurements and theoretical calculations in the frame of non-linear and non-Coulomb model of a rare-earth ion-ligand interaction”, *J. Lumin.* **68**, 241-253 (1996).

- [12] Y.-N. Xu et W. Y. Ching, "Electronic structure of yttrium aluminum garnet ($\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$)", *Phys. Rev. B* **59**, 10530-10535 (1999).
- [13] R. M. Macfarlane, "Photon-echo measurements on the trivalent thulium ion", *Opt. Lett.* **18**, 1958-1960 (1993).

CHAPITRE 4

THÉORIE DU DÉMONSTRATEUR

LARGE BANDE

Dans ce chapitre, nous établissons l'expression théorique de la résolution de l'analyseur spectral.

Pour y parvenir, nous nous appuyons sur les équations de Bloch pour décrire la gravure des réseaux de diffraction et la densité de polarisation macroscopique engendrée par le faisceau sonde qui porte le signal RF à analyser.

Ces calculs sont effectués à l'ordre le plus bas de perturbation. La modification de la distribution atomique par les faisceaux de gravure est alors proportionnelle au spectre de puissance de la somme des deux champs mis en jeu. La densité de polarisation apparaît comme la réponse linéaire du diélectrique au faisceau sonde.

Nous résolvons ensuite l'équation d'onde dont le terme source s'exprime en fonction de la densité de polarisation.

Nous mettons en évidence le lien entre la résolution spectrale et la dimension de la zone active. L'expression finale est obtenue dans l'hypothèse de trois faisceaux gaussiens de même diamètre.

4.1 Phase de gravure

4.1.1 Rappel sur l'excitation d'un système à deux niveaux par une onde lumineuse

Nous calculons au deuxième ordre de perturbation la modification de la différence de population entre l'état fondamental et l'état excité produite par une impulsion lumineuse.

On suppose que le temps de vie des populations est bien plus long que la durée de la phase d'excitation. On peut alors négliger la relaxation du niveau supérieur. On prend seulement en compte la relaxation de la cohérence entre les deux états couplés par l'excitation optique. Cette relaxation est caractérisée par le taux Γ , qui n'est rien d'autre que la largeur homogène de la transition. La transition ${}^3H_6 \leftrightarrow {}^3H_4$ est excitée par le champ électrique $\frac{1}{2}\mathcal{E}(t)\exp(2i\pi\nu_L t - i\vec{k}_1 \cdot \vec{\rho})$. Le couplage du système atomique avec le champ est caractérisé par la fréquence de Rabi complexe, définie par :

$$\Omega = \frac{\mu_{12}\mathcal{E}(t)}{2\hbar} \quad (4.1)$$

où μ_{12} représente le moment dipolaire électrique de la transition.

Dans l'approximation des ondes tournantes, l'évolution des atomes de fréquence de transition ν est alors décrite par l'équation de Bloch :

$$\begin{cases} \dot{\tilde{\rho}}_{12} = 2i\pi(\nu - \nu_L)\tilde{\rho}_{12} - \Gamma\tilde{\rho}_{12} - i\Omega(n_1 - n_2) \\ \dot{n}_1 = -i(\Omega^*\tilde{\rho}_{12} - \Omega\tilde{\rho}_{21}) \\ \dot{n}_2 = -\dot{n}_1 \end{cases} \quad (4.2)$$

où n_i représente la population du niveau i et $\tilde{\rho}_{12}$ est lié à l'élément non diagonal ρ_{12} de la matrice densité atomique par :

$$\tilde{\rho}_{12} = \rho_{12} e^{-2i\pi\nu_L t + i\vec{k}_1 \cdot \vec{\rho}} \quad (4.3)$$

Cette équation est écrite dans l'approximation scalaire. On ne tient pas compte de l'orientation relative du champ et des dipôles atomiques. On sait cependant que dans un cristal de $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$, les dipôles de transitions sont orientés dans six directions bien définies.

L'objectif du calcul est de résoudre l'équation (4.2) à l'ordre le plus bas de perturbation produisant une modification de $n_1 - n_2$. Au premier ordre, dans l'hypothèse où ρ_{12} est nul dans l'état initial, il n'y a pas de modification de $n_1 - n_2$. C'est pourquoi la résolution au premier ordre concerne uniquement l'équation d'évolution de ρ_{12} . La modification de $n_1 - n_2$ apparaît seulement au deuxième ordre.

L'équation d'évolution de la cohérence s'écrit :

$$\dot{\tilde{\rho}}_{12} = 2i\pi(\nu - \nu_L)\tilde{\rho}_{12} - \Gamma\tilde{\rho}_{12} - i\Omega(n_1 - n_2) \quad (4.4)$$

Pour la résoudre par la méthode de la "variation de la constante", on cherche dans un premier temps la solution de l'équation homogène suivante :

$$\dot{\tilde{\rho}}_{12} = (2i\pi(\nu - \nu_L) - \Gamma)\tilde{\rho}_{12} \quad (4.5)$$

Après intégration par rapport au temps, on obtient :

$$\tilde{\rho}_{12} = A e^{(2i\pi(\nu - \nu_L) - \Gamma)t} \quad (4.6)$$

Après dérivation par rapport au temps, il vient :

$$\dot{\tilde{\rho}}_{12} = \dot{A} e^{(2i\pi(\nu - \nu_L) - \Gamma)t} + (2i\pi(\nu - \nu_L) - \Gamma)\tilde{\rho}_{12} \quad (4.7)$$

En identifiant les équations (4.4) et (4.7), on trouve :

$$\dot{A} = -i\Omega(n_1 - n_2) e^{-(2i\pi(\nu - \nu_L) - \Gamma)t} \quad (4.8)$$

d'où :

$$A = -i \int_{-\infty}^t \Omega(t') (n_1 - n_2) e^{-(2i\pi(\nu - \nu_L) - \Gamma)t'} dt' \quad (4.9)$$

Le système étant observé à l'instant t , la sommation porte sur tous les événements antérieurs à cet instant. Comme à l'échelle du temps caractéristique de l'excitation, l'évolution des populations est très lente, cela nous permet de remplacer les populations n_1 et n_2 par les populations avant excitation notées $n_1^{(-)}$ et $n_2^{(-)}$.

L'équation (4.9) étant substituée dans l'équation (4.6), la solution de l'équation différentielle (4.4) s'exprime de la façon suivante :

$$\tilde{\rho}_{12} = -i \int_{-\infty}^t \Omega(t') \left(n_1^{(-)} - n_2^{(-)} \right) e^{(2i\pi(\nu - \nu_L) - \Gamma)(t-t')} dt' \quad (4.10)$$

Comme on l'a noté plus haut, la borne supérieure t d'intégration sur le temps exprime la causalité.

L'expression de la cohérence sert de condition initiale pour la résolution de l'équation d'évolution de la population dans le système (4.2) ; soit :

$$\dot{n}_1 = -i \left(\Omega^* \tilde{\rho}_{12} - \Omega \tilde{\rho}_{21} \right) \quad (4.11)$$

En intégrant formellement sur t , on obtient :

$$n_1(t) - n_1(-\infty) = -i \int_{-\infty}^t dt' \left(\Omega^*(t') \tilde{\rho}_{12}(t') - \Omega(t') \tilde{\rho}_{21}(t') \right) \quad (4.12)$$

En remplaçant le terme désignant la cohérence par son expression déterminée dans l'équation (4.10), il vient :

$$n_1(t) - n_1(-\infty) = -i \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{t'} dt'' f(t', t'') \left(n_1^{(-)} - n_2^{(-)} \right) \quad (4.13)$$

avec

$$f(t', t'') = \Omega^*(t') \Omega(t'') e^{2i\pi(\nu - \nu_L)(t' - t'') - \Gamma|t' - t''|} + \text{c.c.} \quad (4.14)$$

Du fait de la symétrie de la fonction f , pour l'échange des deux variables t' et t'' (c'est-à-dire $f(t', t'') = f(t'', t')$), l'égalité suivante est vérifiée :

$$\int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{t''} dt'' f(t', t'') = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{t'} dt'' f(t', t'') \quad (4.15)$$

L'observation du système étant réalisée à un instant t bien plus grand que la durée de l'excitation, on peut étendre la borne supérieure des deux intégrales à $+\infty$. D'où :

$$n_1^{(+)} - n_1^{(-)} = -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dt' \int_{-\infty}^{+\infty} dt'' \left(\Omega(t'') \Omega^*(t') e^{2i\pi(\nu - \nu_L)(t' - t'') + \text{c.c.}} \right) e^{-\Gamma|t' - t''|} \left(n_1^{(-)} - n_2^{(-)} \right) \quad (4.16)$$

où $n_1^{(+)}$ représente la population du niveau 1 après la fin de l'excitation. On pose :

$$e^{-\Gamma|t'-t''|} = \int_{-\infty}^{+\infty} dv' e^{2i\pi v'(t'-t'')} \mathcal{L}(v') \quad (4.17)$$

où $\mathcal{L}(v)$ représente le profil de la raie homogène lorentzienne.

L'insertion de l'intégrale précédente dans l'équation (4.16), fait apparaître un produit de convolution entre le profil lorentzien de la raie homogène et la densité spectrale du champ exciteur à la fréquence $v - v_L$:

$$n_1^{(+)} - n_1^{(-)} = - \left[\left| \tilde{\Omega}(v - v_L) \right|^2 \otimes \mathcal{L}(v - v_L) \right] \left(n_1^{(-)} - n_2^{(-)} \right) \quad (4.18)$$

La solution de l'équation (1) s'écrit enfin de la façon suivante :

$$\begin{cases} n_1^{(+)} - n_1^{(-)} = -\frac{R}{2} \left(n_1^{(-)} - n_2^{(-)} \right) \\ n_2^{(+)} - n_2^{(-)} = +\frac{R}{2} \left(n_1^{(-)} - n_2^{(-)} \right) \end{cases} \quad (4.19)$$

avec R le taux de transfert, qui s'écrit :

$$R = 2 \left[\left| \tilde{\Omega}(v - v_L) \right|^2 \otimes \mathcal{L}(v - v_L) \right] \quad (4.20)$$

Ce taux de transfert R peut varier de 0 à 2, cette dernière valeur correspondant à une inversion de population totale. Cependant, l'approximation de faible intensité n'est plus valide si la valeur de R dépasse $\sim 0,5$. On peut réarranger le système d'équation (4.19) pour exprimer la différence de population $n_1 - n_2$ après excitation lumineuse en fonction de sa valeur juste avant l'excitation. En soustrayant une équation à l'autre, on obtient :

$$n_1^{(+)} - n_2^{(+)} = (1 - R) \left(n_1^{(-)} - n_2^{(-)} \right) \quad (4.21)$$

En conclusion, on a montré que la modification des populations atomiques sous l'effet d'une excitation lumineuse est proportionnelle à la densité spectrale du champ exciteur convoluée par le profil lorentzien de la transition atomique.

4.1.2 Régime d'accumulation

Après une brève excitation du système atomique, la population du niveau supérieur relaxe essentiellement vers l'état métastable 3F_4 , qui se désexcite lui-même vers l'état fondamental avec un temps caractéristique de l'ordre de 10 ms (voir **Figure 4.1**).

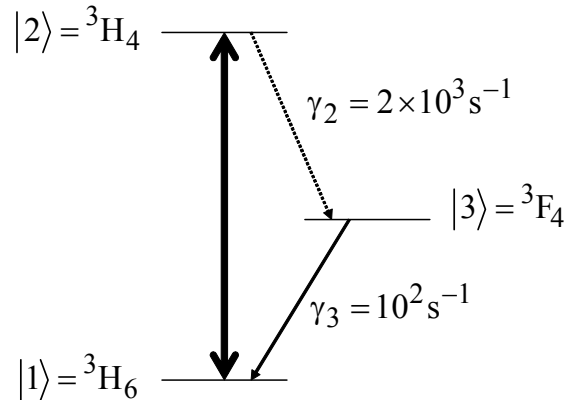


Figure 4.1 – Schéma des niveaux mis en jeu dans le Tm^{3+} : YAG.

Pour l'application visée, il est important que les structures diffractives gravées dans le cristal ne changent pas au cours du temps. Il est donc nécessaire de rafraîchir constamment la structure enregistrée. Ce rafraîchissement doit se faire avec un taux de répétition très supérieur au taux de relaxation γ_3 du niveau métastable. Dans ce régime, très peu d'atomes se trouvent dans le niveau supérieur 3H_4 . La population atomique est partagée entre le fondamental et le métastable.

Entre deux impulsions successives, séparées par un intervalle de temps τ , la population du niveau métastable subit une réduction :

$$\delta n_3 = \gamma_3 \tau n_3 \quad (4.22)$$

En régime stationnaire, cette réduction est compensée par la population δn_2 qui est portée dans le niveau supérieur par excitation lumineuse et qui relaxe ensuite vers le métastable. On s'arrange pour que τ soit très supérieur à la durée de vie de ρ_{12} . De cette façon, le système n'est pas sensible aux fluctuations de phase éventuelles de ρ_{12} qui affecteraient les conditions initiales du processus d'excitation et seraient sources de

bruit, d'instabilité dans le mécanisme d'excitation. Ces fluctuations de phase peuvent résulter en particulier des instabilités de fréquence du laser

Dans ces conditions, la variation de la population du niveau supérieur lors d'une impulsion excitatrice s'écrit, suivant l'équation (4.19) :

$$\delta n_2 = \frac{R}{2} (n_1^{(-)} - n_2^{(-)}) \quad (4.23)$$

Compte tenu de la faible population du niveau supérieur et de la stabilité de la population du niveau fondamental, cette variation peut s'écrire :

$$\delta n_2 = \frac{R}{2} n_1 \quad (4.24)$$

Par ailleurs, la population étant répartie entre le niveau fondamental et le métastable, on a $n_1 + n_3 = 1$. Finalement, la population du fondamental s'écrit :

$$n_1 = \frac{1}{1 + \frac{R}{2\gamma_3\tau}} \quad (4.25)$$

On constate que même en régime de champ faible ($R \ll 1$), on peut dépeupler complètement le niveau fondamental si $R \gg 2\gamma_3\tau$. Cependant, dans la suite de l'analyse théorique, nous supposons pour simplifier le traitement que $R \ll 2\gamma_3\tau$. L'expression de n_1 se développe alors au premier ordre sous la forme :

$$n_1 = 1 - \frac{R}{2\gamma_3\tau} \quad (4.26)$$

4.1.3 Application à la gravure de réseaux de diffraction

Dans notre expérience, deux champs de gravure sont nécessaires à l'inscription de réseaux holographiques dans le profil d'absorption du cristal sélectif en fréquence. Nous supposons que le champ incident est peu modifié par la traversée du cristal. La distribution de l'éclairement est indépendante de l'épaisseur du matériau traversé. C'est l'hypothèse de faible épaisseur optique. D'après les équations (4.20) et (4.21), on déduit aisément que sous illumination par deux champs de gravure, la distribution de

population atomique subit une modification proportionnelle au spectre en puissance de la **somme des deux champs excitateurs**, convolué au profil homogène $\mathcal{L}(v)$:

$$n_{12} = 1 - \frac{1}{\gamma_3 \tau} \left[\left| \tilde{\Omega}_1(v - v_L) + \tilde{\Omega}_2(v - v_L) \right|^2 \otimes \mathcal{L}(v - v_L) \right] \quad (4.27)$$

où $n_{12} = n_1 - n_2$ et où $\tilde{\Omega}_1(v)$ et $\tilde{\Omega}_2(v)$ représentent les fréquences de Rabi associées aux deux champs de gravure E_1 et E_2 au niveau de l'échantillon.

La configuration géométrique des faisceaux est illustrée sur la **Figure 4.2**. Soit \vec{k}_1 , le vecteur d'onde du faisceau #1 au temps $t = 0$. Au cours de la gravure réalisée par les faisceaux #1 et #2, représentés respectivement par les champs électriques E_1 et E_2 , le vecteur d'onde \vec{k}_2 reste fixe. On fait tourner \vec{k}_1 autour de l'axe Oy, de telle sorte que Oy reste perpendiculaire au vecteur $\vec{k}_1 - \vec{k}_2$. Le balayage angulaire est réalisé par une paire de défecteurs acousto-optiques qui affecte la direction du vecteur d'onde \vec{k}_1 sans faire varier la fréquence optique du faisceau #1.

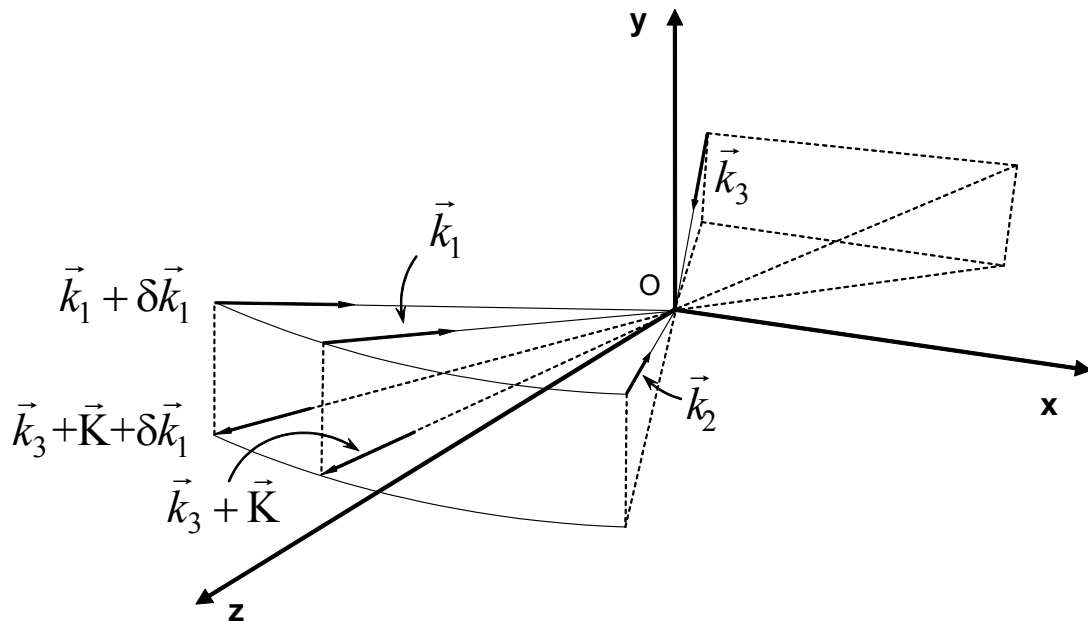


Figure 4.2 – Configuration géométrique des deux faisceaux de gravure et du faisceau d'analyse de vecteurs d'onde respectivement \vec{k}_1 , \vec{k}_2 et \vec{k}_3 . Les trois faisceaux se croisent au point O, situé dans le cristal. Le faisceau d'analyse est diffracté dans la direction $\vec{k}_3 + \vec{K}$ où $\vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$. Lorsque le défecteur acousto-optique ajoute une composante $\delta \vec{k}_1$ au vecteur d'onde \vec{k}_1 , le faisceau d'analyse est diffracté dans la direction $\vec{k}_3 + \vec{K} + \delta \vec{k}_1$.

L'assemblage expérimental des deux déflecteurs acousto-optiques est représenté sur la **Figure 4.3** suivante :

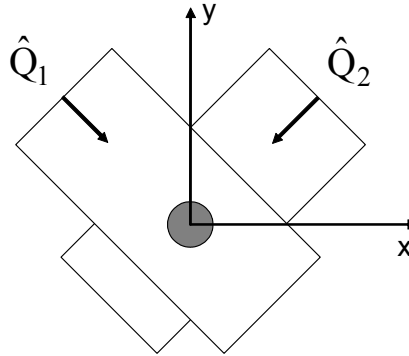


Figure 4.3 – Vue selon l'axe optique, de l'assemblage des modulateurs acousto-optiques. \hat{Q}_1 et \hat{Q}_2 sont les deux vecteurs d'onde unitaires des ondes acoustiques de pilotage des modulateurs acousto-optiques.

Considérons la modulation spatiale de l'amplitude du champ E_1 au niveau des déflecteurs. La variation de phase induite par l'onde acoustique qui se propage dans le modulateur acousto-optique D_j s'écrit :

$$\Phi_j(\rho, t_j) = 2\pi f_j(t_j) t_j \quad (4.28)$$

$$f_j(t) = f_j^0 + \frac{1}{2} r_A \cdot t \quad (4.29)$$

avec

ρ : position au niveau des déflecteurs,

f_j : fréquence qui dérive linéairement

f_j^0 : fréquence centrale de l'onde acoustique

r_A : taux de chirp (vitesse de la dérive de fréquence)

t_j : temps d'arrivée au point ρ de l'onde acoustique émise à l'instant t , à l'entrée du déflecteur D_j . Cette quantité s'écrit :

$$t_j = t - \frac{\hat{Q}_j \cdot \vec{\rho}}{v} \quad (4.30)$$

\hat{Q}_j : vecteur d'onde unitaire de l'onde acoustique

v : vitesse de propagation de l'onde acoustique

La variation de phase transmise à l'onde optique #1 à la sortie des deux déflecteurs acousto-optiques s'écrit :

$$\begin{aligned} \Phi(\rho, t) &= \Phi_1(\rho, t) - \Phi_2(\rho, t) \\ &= 2\pi \left[-\frac{x}{v\sqrt{2}}(f_1^0 + f_2^0) + \frac{y}{v\sqrt{2}}(f_1^0 - f_2^0) + (f_1^0 - f_2^0)t - \frac{\sqrt{2}}{v}r_A xt - \frac{r_A}{v^2}xy \right] \end{aligned} \quad (4.31)$$

Les deux premiers termes représentent respectivement la déflexion horizontale et verticale du faisceau au temps $t = 0$. Le troisième terme représente un décalage de la fréquence optique transmis par la paire de déflecteurs acousto-optiques. Cela permet de nous placer en régime d'écho de photons. Ainsi, le décalage relatif en fréquence $\nu_1 - \nu_2$ des deux faisceaux de gravure est constant et donné par :

$$\nu_1 - \nu_2 = f_1^0 - f_2^0$$

Le quatrième terme correspond à la déflexion angulaire qui dépend du temps. Le dernier terme, indépendant du temps, est un terme de phase quadratique purement spatial. En d'autres mots, un déflecteur acousto-optique à dérive de fréquence, se comporte comme une lentille dont la distance focale dépend de la vitesse de dérive de fréquence. Dans notre cas, comme on opère un balayage selon une seule direction, les déflecteurs acousto-optiques devraient se comporter comme une lentille cylindrique. Nous décrirons plus tard cet effet de lentille et verront que ce facteur de phase quadratique modifie les conditions d'imagerie et dégrade la résolution spectrale. Les deux premiers termes dans l'expression (4.31) de la variation de la phase sont regroupés dans le vecteur d'onde \vec{k}_1 à l'instant $t = 0$. La fréquence du laser est balayée linéairement avec une vitesse r_L de façon synchrone avec le balayage angulaire. Le faisceau qui traverse les deux déflecteurs acousto-optiques possède un profil cylindrique gaussien dont le rayon en $1/e^2$ est représenté par w_{AO} .

On forme l'image des déflecteurs sur le cristal avec des grandissements horizontal et vertical respectivement désignés par g_x et g_y . En fonction des coordonnées sur le cristal, les fréquences de Rabi des deux champs de gravure E_1 et E_2 s'écrivent :

$$\begin{aligned} \Omega_1(\vec{r}, t) &= \Omega_0(X, Y) e^{-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r} + i\pi r_L t^2 - 2i\pi\sqrt{2}\frac{r_A}{g_x v}Xt - 2i\pi\frac{r_A}{g_x g_y v^2}XY} \\ \Omega_2(\vec{r}, t) &= \Omega_0(X, Y) e^{-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r} + i\pi r_L t^2 - 2i\pi(\nu_1 - \nu_2)t} \end{aligned} \quad (4.32)$$

où la distribution spatiale de la fréquence de Rabi des champs gaussiens s'exprime en fonction de w_{AO} , sous la forme :

$$\Omega_0(X, Y) = \Omega_0(0) \exp \left[- \left(\frac{X}{g_X w_{AO}} \right)^2 - \left(\frac{Y}{g_Y w_{AO}} \right)^2 \right] \quad (4.33)$$

Comme l'indique l'expression (4.27), la structure gravée s'exprime à l'aide de la densité spectrale de la lumière incidente. En prenant la convention suivante pour la transformée de Fourier

$$\tilde{f}(v) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) e^{-2i\pi vt} dt \quad (4.34)$$

on déduit des deux équations de (4.32) l'expression de l'amplitude spectrale des deux fréquences de Rabi :

$$\begin{aligned} \tilde{\Omega}_1(\vec{r}, v) &= \sqrt{\frac{i}{r_L}} \Omega_0(X, Y) e^{-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r} - i\frac{\pi}{r_L} v^2 - 2i\pi v \frac{X}{g_X v} \frac{r_A \sqrt{2}}{r_L} - 2i\pi \frac{r_A}{g_X g_Y v^2} XY - 2i\pi \frac{r_A^2}{r_L g_X^2 v^2} X^2} \\ \tilde{\Omega}_2(\vec{r}, v) &= \sqrt{\frac{i}{r_L}} \Omega_0(X, Y) e^{-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r} - i\frac{\pi}{r_L} (v_2 - v_1 - v)^2} \end{aligned} \quad (4.35)$$

Le terme croisé qui représente la contribution des réseaux de diffraction dans le profil d'absorption du cristal, s'écrit alors :

$$\tilde{\Omega}_1^*(\vec{r}, v - v_1) \tilde{\Omega}_2(\vec{r}, v - v_1) + \text{c.c.} = \frac{1}{r_L} [\Omega_0(X, Y)]^2 e^{-i\vec{K} \cdot \vec{r} + i\Psi} + \text{c.c.} \quad (4.36)$$

avec

$$\begin{aligned} \Psi &= 2\pi(\bar{v} - v) t_{12} + 2\pi(v - v_1) \frac{X}{g_X v} \frac{r_A \sqrt{2}}{r_L} + 2\pi \frac{r_A}{g_X g_Y v^2} XY + 2\pi \frac{r_A^2}{r_L g_X^2 v^2} X^2 \\ \bar{v} &= \frac{v_1 + v_2}{2} ; \quad t_{12} = \frac{v_1 - v_2}{r_L} ; \quad \vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1 \end{aligned} \quad (4.37)$$

où t_{12} représente le retard temporel entre les deux faisceaux de gravure, vu par une classe spécifique d'atomes. Le dernier terme du membre de droite dans l'expression de la phase Ψ sera supposé négligeable dans la suite des calculs. En accord avec les

conditions expérimentales, on s'assure que ce terme de phase quadratique satisfait l'hypothèse suivante :

$$\frac{r_A^2}{r_L v^2} w_{AO}^2 \ll 1 \quad (4.38)$$

On peut d'ores et déjà, grâce au résultat déterminé par l'équation (4.36), simplifier l'expression (4.27) donnant la modification de la distribution de la population atomique après la phase d'excitation. On peut écrire :

$$n_{12}(v) = n_{12}^{(0)}(v) + n_{12}^{(+1)}(v) e^{-i\vec{k} \cdot \vec{r}} + n_{12}^{(-1)}(v) e^{+i\vec{k} \cdot \vec{r}} \quad (4.39)$$

où :

$$n_{12}^{(0)}(v) = 1 - 2 \frac{1}{\gamma_3 \tau r_L} [\Omega_0(X, Y)]^2 \quad (4.40)$$

$$n_{12}^{(\pm 1)}(v) = \frac{1}{2\gamma_3 \tau r_L} [\Omega_0(X, Y)]^2 e^{\pm i\Psi} \otimes \mathcal{L}(v - v_L) \quad (4.41)$$

Cette réécriture de l'équation (4.27) nous sera utile dans la prochaine partie lors de la détermination du signal diffracté en résolvant l'équation d'onde.

4.2 Calcul du signal diffracté

4.2.1 Détermination de la réponse linéaire diélectrique

Nous allons déterminer la réponse diélectrique de l'assemblée d'atomes, lorsqu'elle est soumise à l'onde électromagnétique de lecture couplant le niveau fondamental au niveau supérieur de la transition ${}^3H_6 \leftrightarrow {}^3H_4$. Ce faisceau de lecture est supposé gaussien monochromatique de fréquence v_L se propageant selon le vecteur d'onde \vec{k}_3 vers l'échantillon. La densité de polarisation P s'écrit :

$$P = \text{Tr}(\bar{\mu}\rho) = P_+ + P_- \quad (4.42)$$

où

$$P_+ = P_-^* = 2\pi\mu_{12} \int dv \rho_{12} \quad (4.43)$$

La sommation porte sur tous les sites occupés par les atomes, caractérisés par des déplacements de fréquences différents. Les cohérences ρ_{12} et ρ_{21} sont ici créées à partir de la différence de population après la phase d'excitation, donnée par l'expression (4.27) et de la fréquence de Rabi associée à l'onde de lecture. En résolvant l'équation d'évolution de la matrice densité au premier ordre de perturbation, on obtient (cf. équation (4.10)) :

$$\tilde{\rho}_{12} = -i \int_{-\infty}^t \Omega(t') n_{12}(\nu) e^{(2i\pi(\nu-\nu_L)-\Gamma)(t-t')} dt' \quad (4.44)$$

où $n_{12}(\nu)$ a été définie par l'équation (4.27). Cette expression de $\tilde{\rho}_{12}$ nous conduit à celle de ρ_{12} qui s'écrit :

$$\rho_{12} = -i \int_{-\infty}^t \Omega(t') e^{i(2\pi\nu_L t' - \vec{k}_3 \cdot \vec{\rho})} n_{12}(\nu) e^{(2i\pi\nu - \Gamma)(t-t')} dt' \quad (4.45)$$

En remplaçant la fréquence de Rabi par son expression définie à l'équation (4.1), on obtient :

$$\rho_{12} = -i \int_{-\infty}^t \frac{\mu_{12}}{\hbar} E_+(t') n_{12}(\nu) e^{(2i\pi\nu - \Gamma)(t-t')} dt' \quad (4.46)$$

où $E_+(t)$ représente la composante de fréquence positive du champ de lecture. En insérant cette expression dans l'équation (4.43), on obtient :

$$P_+ = -2i\pi \frac{\mu_{12}^2}{\hbar} \int_{-\infty}^t E_+(t') n_{12}(\nu) e^{(2i\pi\nu - \Gamma)(t-t')} dt' \quad (4.47)$$

Il est possible de relier cette expression à celle de la susceptibilité électrique. L'adjonction de la composante négative du champ à la composante positive dans l'équation (4.47) ne modifie pas cette expression. En effet, le facteur de phase $e^{-i(2\pi\nu_L t' - \vec{k}_3 \cdot \vec{r})}$ associé à la composante négative du champ se combine avec le facteur de phase $e^{-2i\pi\nu t'}$, conduisant à un terme rapidement oscillant de contribution nulle. Il vient :

$$P_+ = -2i\pi \frac{\mu_{12}^2}{\hbar} \int_{-\infty}^t E(t') n_{12}(\nu) e^{(2i\pi\nu - \Gamma)(t-t')} dt' \quad (4.48)$$

L'expression de P devient donc :

$$P = \varepsilon_0 \int dt' E(t') \chi(t-t') \quad (4.49)$$

où :

$$\chi(t) = 2\pi \frac{\mu_{12}^2}{\hbar \varepsilon_0} Y(t) e^{-\Gamma t} \int dv n_{12}(v) \sin(2\pi vt) \quad (4.50)$$

On reconnaît l'expression habituelle de la polarisation macroscopique en fonction de la susceptibilité $\chi(t)$. Cette dernière, proportionnelle à l'échelon de Heaviside $Y(t-t')$, s'annule pour $t \leq 0$ comme l'exige la causalité.

4.2.2 Solution de l'équation d'onde

Nous allons maintenant déterminer l'expression du signal diffracté en résolvant l'équation d'onde où la densité de polarisation macroscopique joue le rôle de terme source. Dans le domaine spectral, l'équation d'onde s'écrit :

$$\Delta \tilde{E}(\vec{r}, \nu) + k^2 \tilde{E}(\vec{r}, \nu) = \mu_0 \omega^2 \tilde{P}(\vec{r}, \nu) \quad (4.51)$$

avec $k = \frac{\omega}{c}$. Cette équation est vérifiée séparément par les composantes positives et négatives. On va résoudre l'équation des composantes positives :

$$\Delta \tilde{E}_+(\vec{r}, \nu) + k^2 \tilde{E}_+(\vec{r}, \nu) = \mu_0 \omega^2 \tilde{P}_+(\vec{r}, \nu) \quad (4.52)$$

Dans l'hypothèse de faible épaisseur optique, la densité de polarisation s'exprime uniquement en fonction de l'onde de lecture $\tilde{\mathcal{E}}^{(0)}(\vec{r}, \nu)$ et l'équation d'onde permet de calculer le champ $\tilde{\mathcal{E}}^{(1)}(\vec{r}, \nu)$ engendré par cette densité de polarisation. L'analyseur spectral permet de séparer angulairement les composantes spectrales. Nous allons effectivement calculer l'amplitude du champ émis à la distance angulaire (φ, θ) de la direction $\vec{k}_3 + \vec{K}$. L'émission du signal pourrait se produire autour des directions $\vec{k}_3 + \vec{K}$ et $\vec{k}_3 - \vec{K}$. La condition d'accord de phase élimine l'émission dans la direction $\vec{k}_3 - \vec{K}$.

Exprimons tout d'abord la densité de polarisation macroscopique dans le domaine spectral. Pour cela, on part de l'expression de P_+ exprimée par l'équation (4.47) dans le domaine temporel. Après calcul, la transformée de Fourier de $P_+(\vec{r}, t)$ dans l'espace des fréquences s'écrit, en effectuant le changement de variable $\tau = t - t'$:

$$\tilde{P}_+(\vec{r}, \nu) = -2i\pi \frac{\mu_{12}^2}{\hbar} \tilde{E}_+(\vec{r}, \nu) \int dv' \int d\tau Y(\tau) n_{12}(v') e^{[2i\pi(v'-\nu)-\Gamma]\tau} \quad (4.53)$$

On cherche une solution de l'équation d'onde de la forme :

$$\tilde{E}_+^{(1)}(\vec{r}, \nu) = \tilde{\mathcal{E}}^{(1)}(z, \nu) e^{-i\frac{\omega}{c}z} \quad (4.54)$$

où le champ signal est émis en phase avec les dipôles oscillants. L'axe des z est défini suivant la direction $\vec{k}_3 + \vec{K}$. Par linéarisation de l'équation d'onde, on obtient :

$$-2i\frac{\omega}{c}\frac{\partial\tilde{\mathcal{E}}^{(1)}(z, \nu)}{\partial z} = \mu_0\omega^2\tilde{\mathcal{E}}^{(0)}(\vec{r}, \nu)e^{i\left(\frac{\omega}{c}-|\vec{k}_3+\vec{K}|\right)z}\int d\nu'\int d\tau Y(\tau)n_{12}^{(+)}(\nu')e^{[2i\pi(\nu'-\nu)-\Gamma]\tau} \quad (4.55)$$

où $n_{12}^{(+)}(\nu')$ est définie par l'équation (4.41). Nous avons supposé que l'échantillon est optiquement mince. La polarisation macroscopique est identique en tout point de l'échantillon. Ainsi, ni le faisceau sonde ni le faisceau signal ne sont atténués lors de leur propagation dans le cristal.

Nous supposons dans la suite que la condition d'accord de phase $\frac{\omega}{c}-|\vec{k}_3+\vec{K}|=0$ est satisfaite. Ceci est vrai en particulier lorsque $\vec{k}_2 - \vec{k}_1$ est perpendiculaire à $\vec{k}_3 - \vec{k}_2$.

4.2.3 Expression du champ diffracté à la sortie de l'échantillon

Le champ signal étant nul à l'entrée de l'échantillon, on a directement, après une intégration sur toute l'épaisseur L de l'échantillon :

$$\tilde{\mathcal{E}}^{(1)}(L, \nu) = -\frac{\mu_0\omega cL}{2i}\tilde{\mathcal{E}}^{(0)}(\vec{r}, \nu)\int d\nu'\int d\tau Y(\tau)n_{12}^{(+)}(\nu')e^{[2i\pi(\nu'-\nu)-\Gamma]\tau} \quad (4.56)$$

En utilisant la formule de Huygens-Fresnel avec l'approximation de Fraunhofer, déterminons maintenant l'amplitude du signal diffracté qui est observé à une distance bien plus grande que la taille de l'échantillon. On suppose que le faisceau sonde possède la même distribution spatiale $\Omega_0(X, Y)$ que les deux faisceaux de gravure :

$$\tilde{\mathcal{E}}^{(0)}(\vec{r}, \nu) = \tilde{\mathcal{E}}^{(0)}(\nu)\Omega_0(X, Y) \quad (4.57)$$

L'expression du champ émis à une distance angulaire (φ, θ) par rapport à la direction $\vec{k}_3 + \vec{K}$, respectivement le long des axes de direction O_x et O_y , est obtenue en calculant la transformée de Fourier suivant les coordonnées radiales suivante :

$$\tilde{\mathcal{E}}_d(\varphi, \theta, \nu) = \int dX \int dY \tilde{\mathcal{E}}^{(1)}(d, \nu) e^{\frac{2i\pi}{\lambda}(\varphi X + \theta Y)} \quad (4.58)$$

Après le calcul de la convolution par le profil lorentzien de la transition et l'intégration suivant les coordonnées spatiales, on trouve :

$$\tilde{\mathcal{E}}_d(\varphi, \theta, \nu) \propto \tilde{\mathcal{E}}^{(0)}(\nu) \int d\nu' \int_0^{+\infty} d\tau e^{2i\pi(\nu' - \nu)(\tau - t_{12}) - 2\Gamma\tau} g\left(\varphi + (\nu' - \nu_1) \frac{\Delta\varphi}{\Delta\nu}, \theta\right) \quad (4.59)$$

où

$$g(\varphi, \theta) = e^{-2\ln 2 \left[(\varphi/\delta\varphi)^2 + (\theta/\delta\theta)^2 \right]} \quad (4.60)$$

$$\delta\varphi = \frac{\sqrt{6\ln 2}}{\pi} \frac{\lambda}{g_x w_{AO}} \sqrt{1 + \alpha^2}, \quad \delta\theta = \frac{\sqrt{6\ln 2}}{\pi} \frac{\lambda}{g_y w_{AO}} \sqrt{1 + \alpha^2} \quad (4.61)$$

$$\alpha = \frac{\pi r_A w_{AO}^2}{3 v^2}, \quad \frac{\Delta\varphi}{\Delta\nu} = \frac{\lambda r_A \sqrt{2}}{g_x v} \frac{1}{r_L} \quad (4.62)$$

où $\Delta\nu$ représente l'intervalle spectral balayé pendant que φ varie sur un intervalle angulaire $\Delta\varphi$.

Le régime d'écho de photon

L'intégration de l'amplitude spectrale du signal diffracté sur ν' nous amène à l'expression suivante :

$$\tilde{\mathcal{E}}_d(\varphi, \theta, \nu) \propto \tilde{\mathcal{E}}^{(0)}(\nu) \int_0^{+\infty} d\tau e^{2i\pi\left(\nu_1 - \nu - \frac{\Delta\nu}{\Delta\varphi}\varphi\right)(\tau - t_{12})} e^{-2\Gamma\tau} e^{-\frac{\pi^2}{2\ln 2} \delta\varphi^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\varphi}\right)^2 (\tau - t_{12})^2} \quad (4.63)$$

où le dernier terme de droite joue le rôle d'une fenêtre dans l'espace des τ . On observe donc, si la condition suivante est vérifiée :

$$\Delta\nu t_{12} \gg \frac{\sqrt{2\ln 2}}{\pi} \frac{\Delta\varphi}{\delta\varphi} \quad (4.64)$$

que l'intégrand n'est différent de zéro que dans la région des τ positifs. Dans ce cas, la borne inférieure de l'intégrale sur τ peut être étendue à $-\infty$. Lorsque la condition (4.64) est satisfaite, l'émission du signal diffracté débute après l'extinction du faisceau de lecture. C'est la situation d'écho de photon qui assure une résolution spectrale optimale en éliminant la partie dispersive du signal diffracté. L'intégration de l'équation (4.59) conduit alors à l'expression suivante de l'intensité spectrale du signal émis :

$$S(\varphi, \theta, \nu) = |\tilde{\mathcal{E}}_d(\varphi, \theta, \nu)|^2 \propto |\tilde{\mathcal{E}}^{(0)}(\nu)|^2 e^{-4\Gamma t_{12}} |g(\varphi, \theta, \nu - \nu_1)|^2 \quad (4.65)$$

Résolution spectrale et nombre de canaux spectraux

D'après l'équation (4.65), la composante spectrale ν_1 est diffractée dans la direction $(\varphi = 0, \theta = 0)$. La largeur angulaire à mi-hauteur de ce signal diffracté est donnée par $(\delta\varphi, \delta\theta)$. La composante spectrale ν est diffractée dans la direction $(\varphi_\nu = (\nu - \nu_1) \frac{\Delta\varphi}{\Delta\nu}, \theta = 0)$ avec le même étalement angulaire que la composante ν_1 . L'étalement angulaire de chaque composante spectrale limite la résolution spectrale de l'analyseur à :

$$\delta\nu = \Delta\nu \frac{\delta\varphi}{\Delta\varphi} = \frac{\sqrt{6 \ln 2}}{\pi} \frac{\nu}{\Delta f \cdot w_{AO}} \sqrt{1 + \alpha^2} \quad (4.66)$$

où Δf représente l'intervalle spectral balayé par la fréquence acoustique de la paire des défecteurs acousto-optiques. Notons que cette résolution spectrale est indépendante du facteur de grandissement dû au système optique imageur qui relie l'ensemble des défecteurs acousto-optiques au cristal sélectif en fréquence. Elle dépend uniquement de l'intervalle spectral balayé par le laser et du nombre de directions qui peuvent être adressées par la paire des défecteurs acousto-optique. On définit ainsi le nombre de canaux spectraux N de l'analyseur spectral par :

$$N = \frac{\delta\nu}{\Delta\nu} = \frac{\delta\varphi}{\Delta\varphi} \quad (4.67)$$

Le paramètre α défini en (4.62), caractérise l'effet de lentille dû aux défecteurs acousto-optiques. Cet effet de lentille vient du terme de phase quadratique dans l'expression (4.31) de la variation de phase $\Phi(\rho, t)$, à la sortie des deux défecteurs

acousto-optiques. Du fait du chirp de la fréquence de pilotage des déflecteurs acousto-optiques, les deux extrémités de la tache laser subissent une déflexion d'angles différents dans les déflecteurs. Cette différence angulaire $\delta\theta_A$ peut être exprimée en fonction du taux de chirp r_A et du temps de transit $\tau_A = w_{AO} / v$ de l'onde acoustique à travers le faisceau lumineux. Cette différence angulaire s'écrit :

$$\delta\theta_A = \frac{\lambda r_A w_{AO}}{v^2} \quad (4.68)$$

Cet angle doit être comparé à la divergence du faisceau laser $\delta\theta_L = \lambda / w_{AO}$. Le paramètre α représente le rapport de ces deux quantités. Pour une différence angulaire $\delta\theta_A$ très petite par rapport à la divergence du faisceau $\delta\theta_L$, c'est-à-dire $\delta \ll 1$, l'effet de lentille est négligeable. Nous verrons dans le chapitre V que ce cas est loin d'être le notre. Cependant, l'élargissement causé par l'effet de lentille de la paire de déflecteurs acousto-optiques n'est pas une limite fondamentale. La distorsion du front d'onde du faisceau #1 défléchi, qui devrait détériorer la résolution angulaire et spectrale du système, n'impose pas une altération irréversible du signal. En effet, le facteur de phase quadratique peut être évité par une correction symétrique non axiale du front d'onde sur l'un des trois champs exigés pour la formation du signal.

CHAPITRE 5

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Le dispositif expérimental, décrit dans cette section, correspond au dernier montage réalisé. Il a été conçu pour démontrer une résolution de 100 canaux spectraux. Pour atteindre cet objectif, nous avons utilisé une paire de défecteurs acousto-optiques de grande ouverture.

Après avoir rappelé le principe du laser accordable utilisé, nous décrivons le fonctionnement des défecteurs acousto-optiques appariés, qui réalisent le balayage angulaire d'un des faisceaux de gravure. Nous expliquons le choix des optiques. Nous détaillons l'équipement électronique et le chronogramme de commande du laser, des défecteurs et des obturateurs.

Nous décrivons par ailleurs le protocole de réglage du montage. Se pose en effet le problème pratique de la superposition de trois faisceaux non colinéaires, de petit diamètre, dont un mobile, sur l'échantillon enfermé dans le cryostat.

Enfin, nous évaluons la résolution spectrale attendue.

5.1 Vue d'ensemble

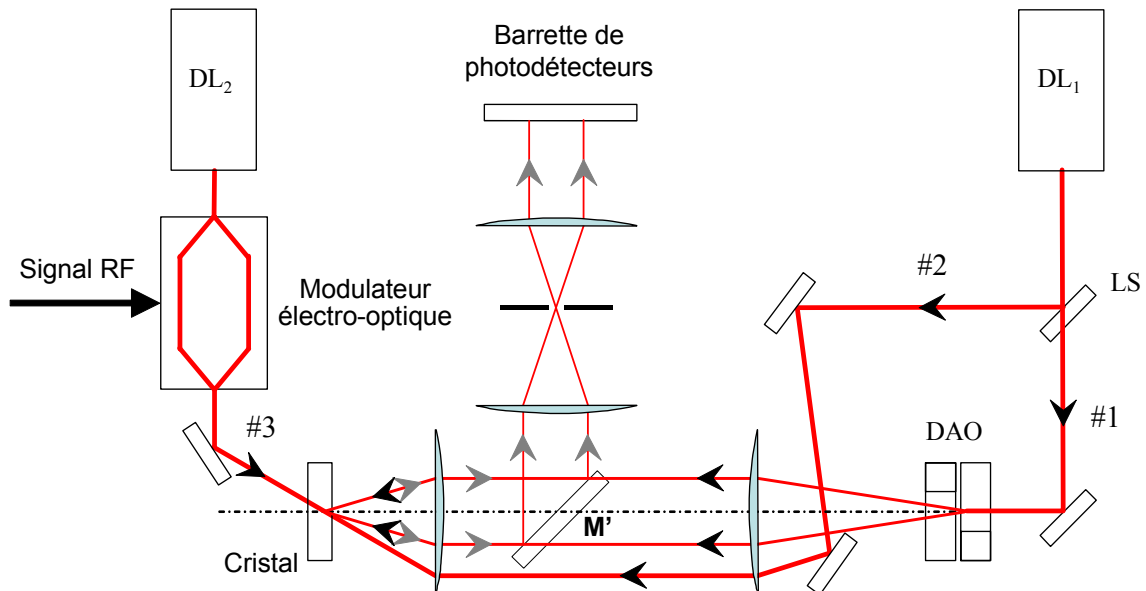


Figure 5. 1 – Vue d'ensemble d'un dispositif complet.

Sur la **Figure 5. 1**, on a représenté le dispositif complet d'analyse spectrale d'un signal RF. Il comprend :

- les faisceaux de gravure #1 et #2 issus du laser DL_1 . La fréquence du laser et l'angle d'incidence du faisceau #1 sur le cristal sont balayés de façon synchrone. L'angle d'incidence sur le cristal est contrôlé par la paire de déflecteurs (DAO)
- un faisceau de lecture #3 issu du laser DL_2 de fréquence fixe. Le modulateur électro-optique transpose le signal RF sur ce faisceau
- un ensemble de détection. Les différentes composantes spectrales du signal RF sont diffractées dans différentes directions. Elles sont recueillies par le miroir M' et renvoyées vers la barrette de photodétecteurs.

Notre montage de démonstration ne comprend pas tous ces éléments. L'arrangement optique que nous avons mis en œuvre est décrit sur la **Figure 5.2**. Les deux faisceaux de gravure sont issus de la même source laser (DL). Une lentille L_1 fait l'image de la diode laser dans le plan focal objet du télescope O_1 dont le rôle est d'augmenter la taille de la tache laser sur le système de déflexion. Les deux faisceaux de gravure sont ensuite séparés par une lame semi réfléchissante (LS). Le balayage angulaire, qui ne concerne qu'un seul faisceau de gravure, est réalisé par une paire de déflecteurs acousto-optiques (notée D sur la **Figure 5.2**), placée dans le plan focal image du télescope O_1 . A la sortie du système de déflexion, les deux faisceaux de gravure se rejoignent et traversent deux systèmes imageurs, notés O_2 et O_3 avant d'atteindre le cristal sélectif en fréquence.

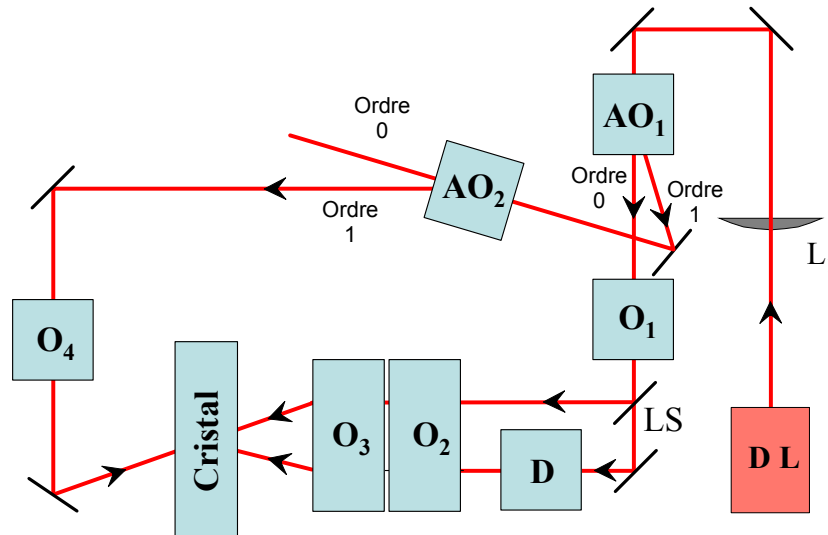


Figure 5.2 – Disposition des faisceaux de gravure et de lecture.

Le faisceau sonde est issu de la même source laser que les faisceaux de gravure. Il est prélevé et façonné par les modulateurs acousto-optiques AO_1 et AO_2 , puis transporté vers l'échantillon en configuration contre propagative à travers le système imageur O_4 . On peut noter l'absence du modulateur électro-optique sur la voie de lecture. Dans la plupart de nos expériences, nous avons simulé un signal radio fréquence par des décalages successifs de la fréquence du laser. Nous avons cependant réalisé l'analyse d'un signal radio fréquence réel transposé sur la porteuse optique par un modulateur électro-optique (voir Annexe 2). Nous allons maintenant examiner en détail les composants du montage.

5.2 La source laser

Dans notre système d'analyse spectrale large bande, la fréquence laser parcourt de façon répétitive toute la bande passante d'analyse. Le balayage doit être répété avec une précision meilleure que la résolution attendue de l'analyseur spectral. De plus, la couverture spectrale de l'analyseur est elle-même définie par le plus grand intervalle spectral balayé sans saut de mode par le laser. De ce fait, la source laser est une pièce cruciale du dispositif d'analyse spectrale et doit présenter, outre des caractéristiques poussées en terme de compacité, de faible consommation énergétique, de puissance optique, de finesse spectrale, des performances intéressantes telles qu'un balayage continu en fréquence sur un large intervalle spectral et une bonne reproductibilité de ce balayage. Ces exigences ont conduit, avant mon arrivée au laboratoire, au développement d'une diode laser en cavité étendue dont l'agilité en fréquence est contrôlée par un cristal électro-optique [1].

5.2.1 Les diodes laser

Les diodes laser sont particulièrement appropriées pour la recherche en laboratoire car elles procurent une alternative simple et peu coûteuse par rapport aux sources traditionnelles telles que les lasers à colorants ou les lasers Titane Saphir. Cependant, l'inconvénient majeur d'utiliser une diode laser en fonctionnement libre (dont la cavité laser n'est formée que par ses deux faces clivées) est sa grande largeur spectrale typiquement comprise entre 20 et 50 MHz [2]. Cette largeur spectrale conséquente est due principalement, sans compter les instabilités de température et de courant, à la petitesse de la cavité, qui induit une largeur de Schawlow-Townes importante [3]. Cette limite fondamentale de la largeur de raie de la diode laser découle du caractère aléatoire de l'émission spontanée et est décrite par la formule de Schawlow-Townes modifiée suivante [4] :

$$\Delta\nu_L = \frac{\pi h n_{sp} \nu_q (\Delta\nu_q)^2}{P_q} (1 + \alpha_H^2) \quad (5.1)$$

où P_q est la puissance de sortie du laser pour un mode (longitudinal) q donné, n_{sp} est le nombre de photons émis spontanément dans ce mode. La fréquence de résonance du mode considéré de la cavité est ν_q et l'intervalle spectral libre entre deux modes longitudinaux est $\Delta\nu_q$ avec $\Delta\nu_q = \frac{c}{2n_{eff}L_d}$, où n_{eff} est l'indice de réfraction effectif de la couche active de la diode et L_d la longueur de la cavité. On en déduit que la largeur spectrale $\Delta\nu_L$ décrite par l'équation (5.1) est inversement proportionnelle au carré de la longueur optique de la cavité ($L_o = n_{eff}L_d$). Le terme $(1 + \alpha_H^2)$ est un terme correctif caractéristique des lasers à semi-conducteur [4]. Il traduit la modulation de l'indice de réfraction du milieu amplificateur due aux fluctuations de l'inversion de densité électronique que crée l'émission spontanée. Le coefficient α_H est égal au rapport des déviations, dans les parties réelles et imaginaires de l'indice de réfraction, dues à la modification de la densité électronique. L'utilisation des diodes laser en fonctionnement libre a malgré tout trouvé son essor dans les années 70 dans le pompage optique et la spectroscopie basse résolution [5].

5.2.2 Les diodes laser en cavité étendue

Parmi les méthodes utilisées pour réduire la largeur spectrale des diodes laser, la plus répandue consiste à allonger la cavité laser en accord avec l'équation (5.1). On parle alors d'une diode laser en cavité externe ou étendue. La cavité externe peut être refermée par un élément réfléchissant tel qu'un miroir [6], une cavité Fabry-Perot [7] [8], une fibre optique [9] ou un réseau de diffraction [10].

Les cavités externes à réseaux sont habituellement du type Littman [11] ou Littrow [12]. Nous nous intéressons ici seulement à la configuration de type Littrow (**Figure 5.3**). A la sortie de la diode, le faisceau laser, collimaté par une lentille de faible focale, est dirigé vers le réseau de diffraction. Le faisceau diffracté d'ordre m est renvoyé dans la couche active de la diode laser avec la condition donnée par l'expression :

$$2a \sin \theta = m\lambda_L \quad (5.2)$$

où a représente la période du réseau de diffraction. La longueur d'onde λ_L qui correspond à la condition exacte d'autocollimation est, dans cette équation, reliée à l'angle θ entre la direction de propagation du faisceau issu de la diode après la lentille de collimation et la normale au réseau de diffraction. En général, on opère dans l'ordre 1. On choisit le pas du réseau de façon à minimiser le nombre d'ordres de diffraction susceptibles d'intervenir dans la configuration Littrow. On limite ainsi les pertes vers les ordres supérieurs. Le faisceau issu de l'ordre zéro (faisceau non diffracté), réfléchi par le réseau, est utilisé comme faisceau de sortie.

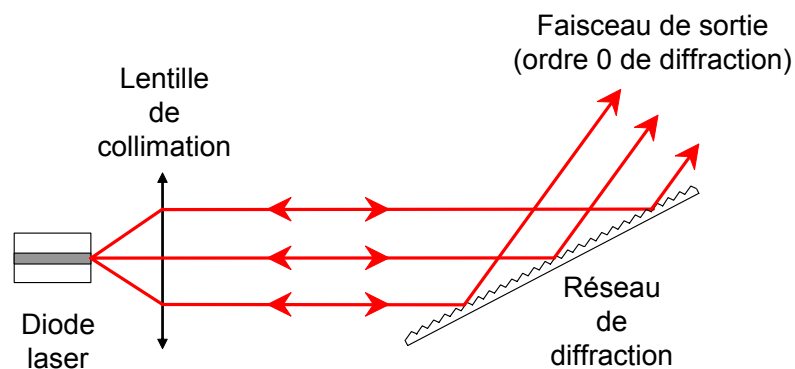


Figure 5.3 – Schéma d'une diode laser en cavité étendue. Le réseau de diffraction est positionné en configuration Littrow.

Pour balayer le laser sans saut de mode, il faut maintenir le mode de la cavité laser au centre de la fenêtre de transmission du réseau. Pour cela, tout en changeant la longueur de la cavité pour déplacer la fréquence du laser, il faut simultanément agir sur l'orientation du réseau. Il existe dans le commerce des systèmes capables de synchroniser ces deux opérations sur des balayages sans saut de mode de plusieurs nanomètres. Ils sont souvent utilisés dans le domaine de la spectroscopie haute résolution. Le contrôle simultané de la cavité et du réseau est alors assuré par un dispositif mécanique, ce qui limite la vitesse de balayage. On peut aussi accorder la fréquence du laser sur un domaine de quelques dizaines de gigahertz à l'aide de montures piézo-électriques. On peut alors atteindre un taux de répétition de quelques centaines de hertz en régime sinusoïdal. Les balayages, aussi bien mécaniques que piézo-électriques, manquent de reproductibilité et souffrent d'hystérésis.

Dans notre expérience d'analyse spectrale, on doit pouvoir balayer la fréquence laser de façon continue sur un large intervalle spectral avec une excellente

reproductibilité. Les dispositifs mécaniques et piézo-électriques ne conviennent pas à notre application. L'utilisation d'un cristal électro-optique intracavité permet de surmonter cette difficulté.

5.2.3 Balayage électro-optique intracavité du laser à cavité étendue

En appliquant une tension électrique entre deux faces opposées du cristal électro-optique intracavité, on fait varier son indice de réfraction ce qui induit une variation de la longueur optique de la cavité. On déplace ainsi le peigne de modes. Cependant, comme nous l'avons vu plus haut, ceci ne suffit pas pour balayer le laser sans saut de mode. Il faut simultanément déplacer la fenêtre de transmission du réseau. Un cristal prismatique peut réaliser cette opération, la variation d'indice entraînant la déflexion du faisceau à la sortie du cristal. Il est possible de synchroniser ainsi le déplacement du mode laser avec une variation adéquate de l'angle d'incidence sur le réseau. Différentes tailles prismatiques sont possibles. Deux d'entre elles [1] [13], sont illustrées sur la **Figure 5.4** suivante :

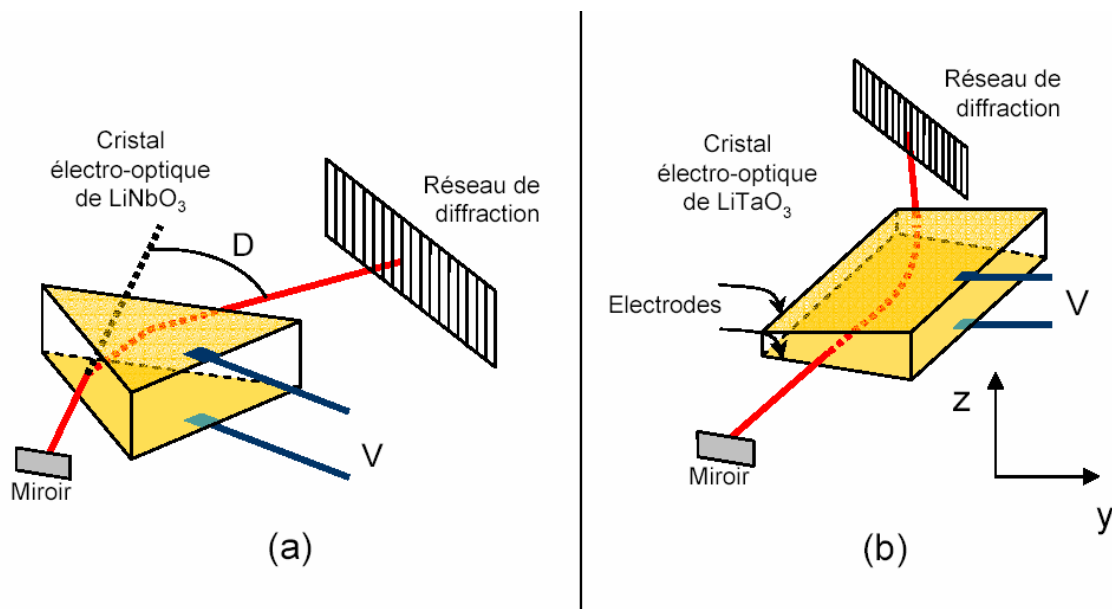


Figure 5.4 – Schémas de deux cavités laser en configuration Littrow. Chaque cavité est composée d'une diode laser, non représentée sur la figure, d'un cristal électro-optique de forme prismatique et d'un réseau de diffraction. Chaque miroir représente la face arrière de la diode laser.

Dans la configuration (a), l'arête du prisme est parallèle aux traits du réseau. La variation d'indice produit la variation de l'angle de déviation D du prisme. Dans le montage (b), l'arête du prisme est perpendiculaire aux traits du réseau. L'épaisseur du cristal varie le long de la direction y . L'application d'une tension sur les faces inférieures et supérieures du cristal induit une variation de l'indice de réfraction avec un gradient linéaire dans la direction y qui courbe le faisceau émergent. Cette dernière configuration réalise le balayage électro-optique intracavité du laser utilisé pour notre application.

Les principales caractéristiques et les composants du laser que nous utilisons, sont résumés dans le **Tableau 5.1** suivant :

Paramètres ou composants	Valeur
Intervalle de balayage sans saut de mode	50 GHz
Stabilité en fréquence	
10 μ s	200 kHz
100 μ s	300 kHz
1 ms	1 MHz
5 ms	3MHz
10ms	5MHz
Sensibilité	13 MHz/V
Puissance de sortie	60mW
Diode laser	SDL-5311 traitée antireflets par New Focus
Lentille	Geltech 350330-B $f = 3.1$ mm
Cristal	Casix ; LiTaO ₃ R < 0.1 %
Dimensions du cristal	40 mm \times 15 mm \times (1 – 1,51) mm $r_{33} = 30,4 \times 10^{-12}$ m/V $n_e = 2,16$
Lame $\lambda/2$	Casix WPF1215 pour 800 nm R < 0,2 %
Réseau de diffraction	Spectrogon L2400 2400 traits/mm traitement antireflet en or

Tableau 5.1 – Caractéristiques et composants du laser

5.3 Les défecteurs acousto-optiques

Au cours de la phase de gravure, le balayage angulaire est réalisé par des défecteurs acousto-optiques. Dans ce paragraphe, nous allons examiner les propriétés et les performances de ces défecteurs ainsi que leur mode de fonctionnement.

5.3.1 Fonctionnement et propriétés

Un défecteur acousto-optique est composé d'un cristal fixé à un transducteur piézoélectrique. Le transducteur, connecté à un générateur RF, donne naissance à une onde acoustique qui se propage à la vitesse v_t dans le cristal. Il en résulte une perturbation périodique de l'indice de réfraction dans le cristal qui se comporte comme un réseau de phase fonctionnant en condition de Bragg.

L'orientation du cristal est ajustée pour qu'un faisceau lumineux incident soit diffracté par le réseau d'indice, dans un seul des ordres +1 ou -1. L'angle de déflexion, directement proportionnel à la fréquence f de l'onde acoustique de pilotage, est donné par :

$$\theta = \frac{\lambda}{v_t} f \quad (5.3)$$

et on peut donc le faire varier en changeant f .

Les défecteurs acousto-optiques sont principalement caractérisés par deux paramètres : le domaine angulaire de la déflexion $\Delta\theta$ et le nombre de canaux adressables. Le domaine angulaire $\Delta\theta$ est lié à la largeur Δf de variation de la fréquence acoustique par :

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{v_t} \Delta f \quad (5.4)$$

Si a désigne l'ouverture du défecteur, l'ouverture angulaire du faisceau défléchi est limitée par diffraction ; elle est environ égale à :

$$\delta\theta = \frac{\lambda}{a} \quad (5.5)$$

Le nombre de canaux adressables est donc donné par :

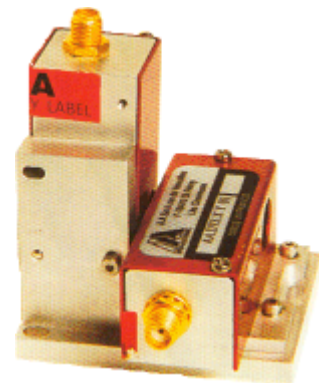
$$\frac{\Delta\theta}{\delta\theta} = \frac{a}{v_t} \Delta f \quad (5.6)$$

Cette quantité apparaît aussi comme le produit $\Delta f \times T$ de la bande passante Δf par le temps de transit T de l'onde acoustique dans le faisceau lumineux. Pour adresser un grand nombre de canaux, on a donc intérêt à augmenter l'ouverture du déflecteur et l'intervalle de variation de la fréquence acoustique et à diminuer la vitesse de propagation.

Dans notre montage, le matériau acousto-optique est de l'oxyde de tellure (TeO_2) où l'onde acoustique se propage en mode de cisaillement à la vitesse $v_t = 650 \text{ m.s}^{-1}$. Dans ce cristal, le mode longitudinal se propage à 4200 m.s^{-1} . La fréquence centrale f_0 de fonctionnement et la bande passante Δf sont respectivement $f_0 = 105 \text{ MHz}$ et $\Delta f = 40 \text{ MHz}$. Le diamètre maximum à $1/e^2$ est de 4 mm .

5.3.2 Montage compensé en décalage de fréquence

Un déflecteur acousto-optique piloté à la fréquence f , décale de $+f$ (respectivement $-f$) la fréquence optique d'un faisceau qu'il diffracte dans l'ordre $+1$ (respectivement -1). Afin de compenser ce décalage de fréquence, on apparie deux déflecteurs qu'on oriente de façon à ce qu'ils diffractent la lumière, l'un dans l'ordre $+1$, l'autre dans l'ordre -1 . Lorsqu'un faisceau lumineux les traverse successivement, les décalages de fréquence se soustraient. Pour que la déflexion produite par le premier ne détériore pas l'accord de phase dans le second, il est nécessaire d'orienter les déflecteurs selon deux directions perpendiculaires. On incline les déflecteurs à 45° par rapport à l'horizontale. Quand les deux déflecteurs sont pilotés de façon synchrone avec un décalage de fréquence fixe, le faisceau émergent est alors balayé horizontalement (voir l'encadré de la **Figure 5.5**).



Les déflecteurs utilisés tirent profit de la biréfringence du cristal de TeO_2 . Dans ce composant, la polarisation incidente doit être parallèle au vecteur d'onde acoustique. On

utilise des lames demi-onde pour orienter convenablement la polarisation (**Figure 5.5**). La polarisation émergente est perpendiculaire à la polarisation incidente, ce qui est compatible avec l'orientation relative des défecteurs.

Par rapport à un montage à un seul défecteur, cet appariement permet de multiplier le nombre de canaux accessibles par un facteur $\sqrt{2}$.

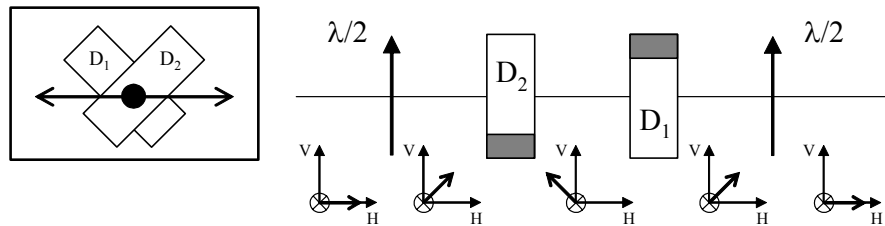


Figure 5.5 – Appariement des défecteurs, montrant la modification d'une polarisation rectiligne le long du chemin optique, par les lames demi-onde et les défecteurs. Une coupe verticale de l'appariement est donnée dans l'encadré, représentant l'orientation du système formé par les deux défecteurs acousto-optiques.

5.3.3 Utilisation particulière dans notre montage

Dans la partie théorique (section 4.2.3), nous avons montré que la résolution spectrale de notre analyseur est liée à la largeur angulaire des canaux. Les défecteurs acousto-optiques imposent donc le nombre de canaux spectraux.

Par ailleurs, nous avons vu aussi que la résolution spectrale est améliorée quand les deux faisceaux de gravure sont décalés en fréquence. Cette propriété est liée à la causalité. Soit $\delta\nu$, la résolution spectrale imposée par le nombre de canaux angulaires accessibles. Le décalage spectral entre les deux faisceaux de gravure doit alors être supérieur à $r_{AO}/\delta\nu$, où r_{AO} désigne le taux de chirp de l'onde acoustique. Pour réaliser ce décalage spectral, constant entre les deux faisceaux de gravure, il suffit d'appliquer aux deux défecteurs acousto-optiques deux ondes radio fréquence de différence constante.

Nous verrons dans le paragraphe suivant comment nous pouvons tirer le meilleur parti des performances de ces défecteurs.

5.4 Dispositifs imageurs sur les faisceaux de gravure

Les faisceaux de gravure sont construits à partir d'une seule tache de focalisation du laser, formée par la lentille L_1 dans le plan P_1 . On forme successivement l'image de cette tache en différents points du montage, à travers des télescopes fonctionnant en doubles transformateurs de Fourier. De cette façon, toutes ces taches conservent la même distribution non seulement en intensité, mais aussi en phase et en amplitude, à un facteur de grandissement près. Nous allons passer en revue ces différents télescopes et leur fonction.

5.4.1 Télescope O1

Ce télescope a pour fonction d'augmenter la taille de la tache laser sur le système de déflexion. Il est constitué d'une lentille divergente L_2 et d'une lentille convergente L_3 de rapport de grandissement égal à 5 (**Figure 5.6**).

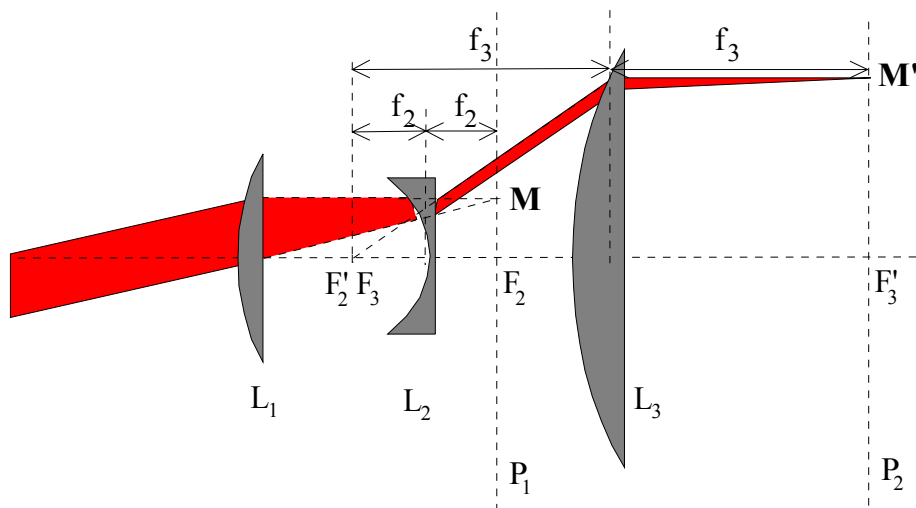


Figure 5.6 – La lentille L_1 focalise le faisceau incident provenant de la gauche dans le plan P_1 . Le télescope O_1 formé par les lentilles L_2 et L_3 déplace le plan focal image sur P_2 , avec un rapport de grandissement $-f_3/f_2$, où $f_2 = -50\text{mm}$, $f_3 = 250\text{mm}$. Au lieu de se focaliser en M , le faisceau se focalise en M' .

5.4.2 Télescopes O₂ et O₃

Ces télescopes doivent obéir à un certain nombre de contraintes. Les deux faisceaux de gravure doivent éclairer des zones identiques et superposées. Il est donc impératif, lorsque que l'on fait varier l'angle de déflexion, que la zone éclairée ne se déplace pas au niveau de l'échantillon. Seul l'angle d'incidence du faisceau défléchi doit varier. On doit donc faire l'image des déflecteurs sur l'échantillon.

En régime linéaire, pour chacun des champs mis en jeu, le signal de mélange à quatre ondes est proportionnel au produit des intensités des trois champs par le carré de la surface de la zone éclairée. A puissance laser donnée, ce signal varie donc comme l'inverse de la surface. On a donc intérêt à réduire la surface de la zone éclairée jusqu'à la limite de saturation par les faisceaux de gravure. Cependant, le produit ouverture angulaire \times largeur de la tache se conserve à travers les différents télescopes. Or, les aberrations géométriques augmentent avec la largeur du domaine angulaire couvert par le faisceau mobile (cf. 5.4.3). De plus, l'ouverture angulaire du cryostat est limitée à 25°, ce qui représente l'angle maximum entre les deux faisceaux de gravure. On doit donc trouver un compromis entre la surface de la tache et l'ouverture angulaire au niveau de l'échantillon. Partant d'un faisceau de profil circulaire sur les déflecteurs, nous sommes conduits à réduire la dimension verticale de la tache davantage que sa dimension horizontale au niveau de l'échantillon.

Nous devons aussi prendre en considération le fait que les deux déflecteurs ne sont pas confondus dans un seul plan objet. L'action de la paire de déflecteurs acousto-optiques peut être analysée en terme de déplacement horizontal et vertical du faisceau incident (**Figure 5.7**). La déflexion horizontale est effectuée autour d'un point fixe et c'est ce point qui doit être imagé sur l'échantillon ; en d'autres termes, les taches lumineuses des deux faisceaux de gravure sont immobiles alors qu'un des faisceaux de gravure est défléchi. Le déplacement vertical se réduit à une translation sans rotation.

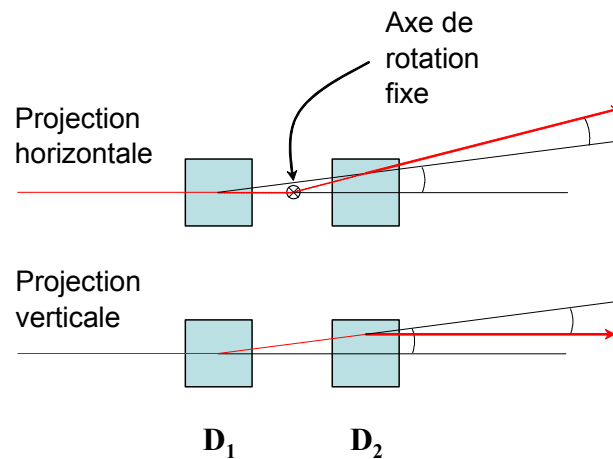


Figure 5.7 – Action des deux déflecteurs acousto-optiques.

L'intervalle angulaire réalisé par chaque déflecteur acousto-optique est ~ 30 mrad. Comme ils sont orientés à 45° , la projection sur l'axe vertical est $\sim 30/\sqrt{2}$ mrad. Avec une distance de 25 mm entre les deux déflecteurs, le déplacement vertical couvre un intervalle de $\pm 270 \mu\text{m}$, qui est comparé avec la taille de la tache laser sur le déflecteur. C'est tolérable, étant donné le diamètre conséquent (3 mm) de la tache lumineuse au niveau des déflecteurs.

Cet ensemble de conditions est pris en compte dans la conception des systèmes imageurs O_2 et O_3 . Chaque système, composé de deux lentilles, transporte la distribution du champ cohérent du système de déflexion à l'échantillon. Les optiques sont composées de deux relais. Le premier, illustré sur la **Figure 5.8**, est composé de deux paires de lentilles cylindriques, opérant respectivement le long des directions verticales et horizontales. Cet arrangement anamorphoseur donne à la tache la forme d'une ligne horizontale. Notons que les deux télescopes qui se chevauchent, possèdent le même plan focal objet et image. Cependant, le plan focal image est réel pour l'un des télescopes et virtuel pour l'autre, à cause de la lentille concave utilisée pour focaliser la tache verticalement. Un deuxième télescope (**Figure 5.9**) est nécessaire pour convertir l'image virtuelle en image réelle.

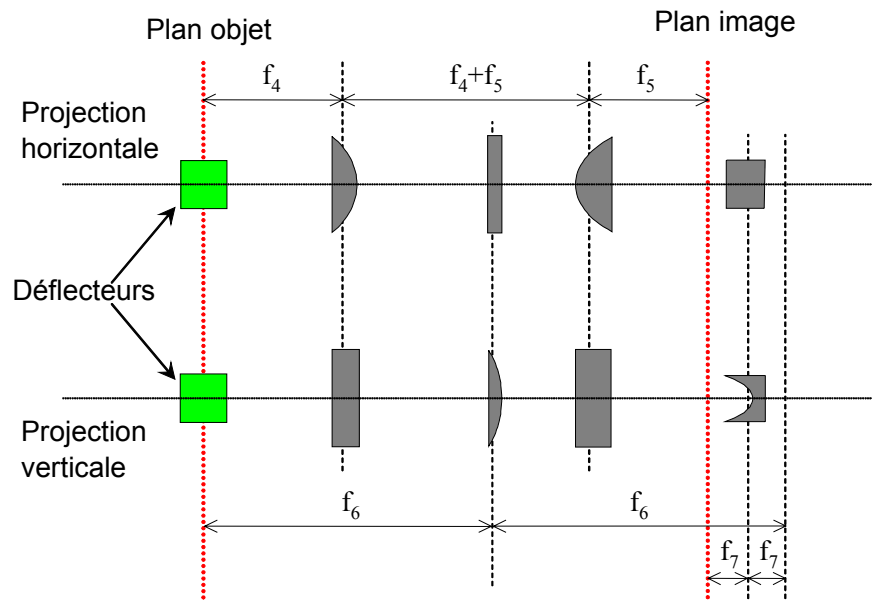


Figure 5.8 – Projection horizontale et verticale du télescope O₂ décrivant l'arrangement des lentilles cylindriques. Les différentes distances focales sont : $f_4 = 80\text{mm}$, $f_5 = 60\text{mm}$, $f_6 = 165\text{mm}$, $f_7 = -25\text{mm}$.

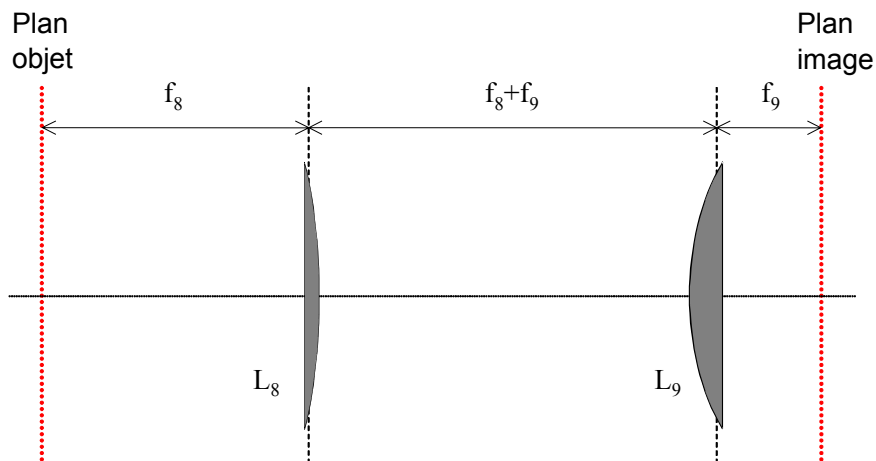


Figure 5.9 – Télescope O₃. Le plan focal objet est positionné dans le plan focal image de O₂. Le cristal sélectif en fréquence est placé dans le plan focal image de O₃. Les valeurs des distances focales des lentilles L₈ et L₉ sont respectivement : $f_8 = 600\text{mm}$, $f_9 = 200\text{mm}$.

Le grandissement de l'ensemble des télescopes O₂ et O₃ est de 0,25 suivant la direction horizontale ; ce qui conduit à une largeur de 0,75 mm dans la direction horizontale sur l'échantillon, le diamètre du faisceau étant de 3 mm à $1/e^2$ au niveau des déflecteurs. Suivant la direction verticale, on s'attend à une largeur de $\sim 100\ \mu\text{m}$.

5.4.3 Aberrations sphériques

Le domaine de variation angulaire du déflecteur XY est de 68 mrad, qui est totalement couvert quand la fréquence de pilotage est balayée sur un intervalle de 40 MHz. Les optiques d'imagerie augmentent ce domaine angulaire à $\sim 4 \times 68 = 272$ mrad au niveau du cristal sélectif en fréquence. La taille du dernier miroir de renvoi, avant l'arrivée des faisceaux de gravure sur l'échantillon, limite ce domaine à ~ 205 mrad, qui correspond à un balayage de la fréquence de pilotage de 30 MHz. Néanmoins, cette ouverture est suffisamment large pour produire des effets d'aberration sphérique.

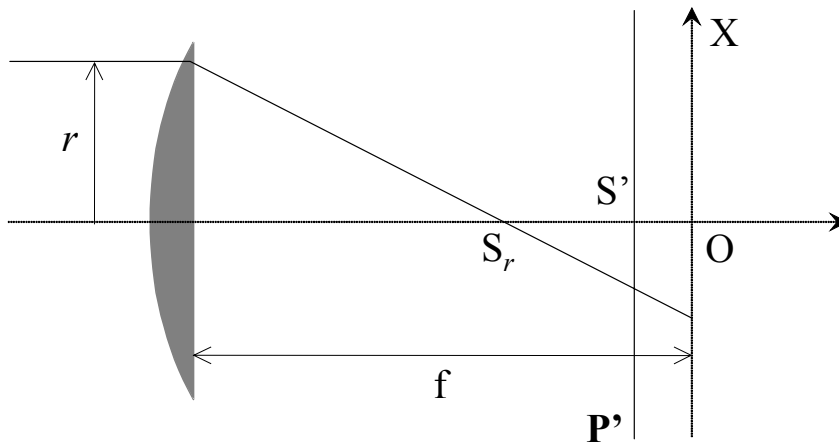


Figure 5.10 – Aberrations sphériques. Le plan focal de la lentille sphérique convergente se situe à la position O. A cause des aberrations sphériques, un faisceau collimaté qui se propage à une distance r par rapport à l'axe optique, ne converge pas en O. A la place, il coupe l'axe optique à la position S_r .

Comme illustré sur la **Figure 5.10**, un faisceau collimaté qui traverse une lentille sphérique convergente à une distance r par rapport à l'axe optique ne converge pas au point focal de la lentille. En effet, ce faisceau croise l'axe optique à la position S_r . L'expression de l'aberration sphérique au troisième ordre s'écrit :

$$S_r = C_{AS} f \left(\frac{r}{f} \right) \quad (5.7)$$

où f représente la distance focale et C_{AS} représente le coefficient d'aberration sphérique. Nous considérons une lentille mince plan-convexe dont le dioptré plan est à l'opposé du faisceau collimaté, comme indiqué sur la **Figure 5.10**. Pour un indice de

réfraction égal à 1,5, le coefficient d'aberration sphérique est $C_{AS} = -7/6$. Lorsque le dioptre plan est du côté du faisceau collimaté, on a $C_{AS} = -27/6$. Soit P', un plan d'observation placé à la position S'. Le faisceau convergent croise P' à la position :

$$x' = \frac{r}{f}(S_r - S') = C_{AS} \left(\frac{r}{f} \right)^3 - S' \frac{r}{f} \quad (5.8)$$

Dans notre expérience, l'angle r/f varie de $-102,5$ mrad à $+102,5$ mrad quand la fréquence de pilotage évolue de -15 MHz à $+15$ MHz autour de la fréquence centrale. La variation de x' est observée expérimentalement à l'aide d'une caméra SPIRICON SP980M. La position x' , étudiée en fonction de la fréquence de pilotage, est représentée par des points sur la **Figure 5.11**.

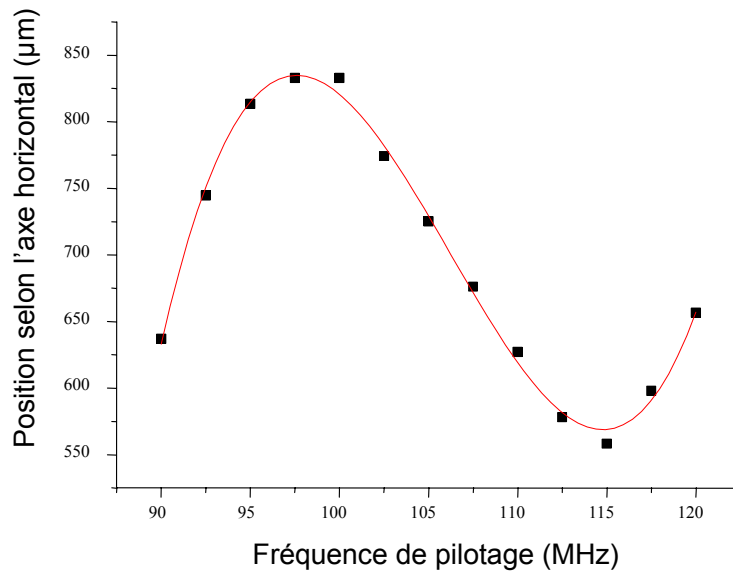


Figure 5.11 – Tracé expérimental et ajustement des aberrations sphériques. Un faisceau collimaté est focalisé par une lentille convergente de distance focale $f = 200$ mm. La position selon l'axe horizontal représente la distance du rayon incident par rapport à cet axe. Cette position s'exprime en fonction de la fréquence de pilotage des défecteurs acousto-optiques. La courbe en trait plein représente l'ajustement calculé à partir de l'équation (5.8) où le coefficient d'aberration sphérique est considéré comme une variable. La caméra est positionnée dans le plan P' qui se trouve à une distance $S' = -1,85$ mm du plan focal de la lentille.

La courbe en trait plein représente le meilleur ajustement lorsque C_{AS} est considéré comme variable.

Grâce à cet ajustement, on obtient :

- $S' = -3,03$ mm. Cette valeur représente la position du plan de meilleure focalisation pour cette taille d'ouverture
- $C_{AS} = -1,66$. Cette valeur expérimentale apparaît comme un peu plus grande que la valeur théorique au troisième ordre pour une lentille mince $(-7/6)$.

Dans ce cas, lorsque l'angle d'incidence est balayé, l'oscillation de la tache lumineuse dans ce plan est bien plus petite que la dimension de la tache. En effet, la tache est façonnée pour avoir un col de 0,375 mm. Cependant, dans un démonstrateur opérationnel, il sera nécessaire d'utiliser des lentilles telles que des doublets achromatiques pour compenser ces aberrations sphériques. Dans le montage actuel, pour minimiser l'aberration sphérique, il est impératif de faire coïncider l'axe optique de la lentille d'entrée L_9 avec l'axe de symétrie du domaine angulaire balayé par le faisceau de gravure #1.

Le façonnage des faisceaux de gravure au niveau du cristal sélectif en fréquence est représenté sur la **Figure 5.12**. La largeur horizontale est très proche de la valeur attendue. La largeur verticale est quand à elle une fois et demie plus large que prévu. Cela réduit l'intensité et devrait réduire l'efficacité de diffraction.

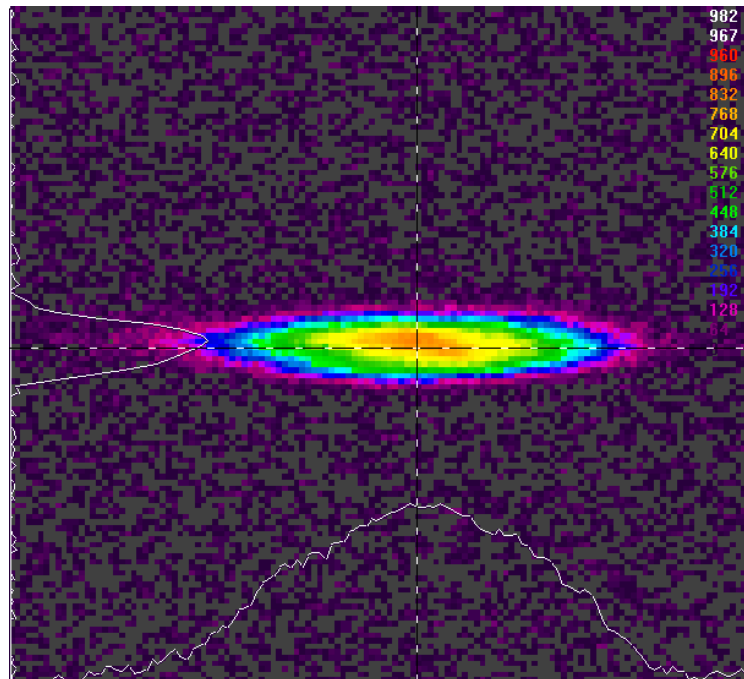


Figure 5.12 – Profil du faisceau de gravure au niveau du cristal. La largeur horizontale et verticale en $1/e^2$ est respectivement $800\mu\text{m}$ et $160\mu\text{m}$.

5.4.4 Protocole de réglage des faisceaux de gravure

L'objectif est de superposer les deux faisceaux de gravure sur l'échantillon et ceci indépendamment de l'angle de déflexion.

La première opération consiste à trouver la position du plan de meilleure focalisation. Pour cela, on cherche le plan tel que la tache formée dans ce plan par le faisceau qui traverse le déflecteur reste immobile quand on fait varier l'angle de déflexion. On effectue ce réglage à l'extérieur du cryostat. Pour cela, on dévie les faisceaux de gravure vers la caméra SPIRICON SP980M à l'aide d'un miroir interposé à l'entrée du cryostat. La position du plan de meilleure focalisation étant déterminée, on superpose dans ce plan le faisceau de gravure fixe sur le faisceau à angle d'incidence variable.

Ce réglage étant figé, on retire le miroir de renvoi. On ajuste ensuite le tirage de la lentille L_9 de façon à ce que les deux faisceaux se superposent au niveau de l'échantillon. Pour cela, on réalise une expérience de saturation. L'un des faisceaux blanchit l'échantillon pendant qu'on mesure la transmission de l'autre sur un photodétecteur à avalanche amplifié HAMAMATSU C5460 de bande passante 10 MHz. La fréquence du laser est maintenue fixe. A faible taux de répétition (50 Hz), on illumine l'échantillon par des impulsions non atténuées d'une durée de 10 μ s. Pour que le faisceau détecté ne participe pas au blanchiment on l'atténue fortement avant l'échantillon. On place une densité sur le chemin du faisceau qu'on détecte. La transmission du faisceau détecté est maximum lorsque les deux faisceaux seront superposés dans l'échantillon.

5.5 Géométrie et concentration du cristal de Tm^{3+} : YAG

Nous avons vu au paragraphe 5.4.2, qu'on a intérêt à réduire l'aire de la surface active éclairée pour optimiser le signal diffracté, à puissance laser fixée. L'étendue optique, couverte par le faisceau soumis au balayage angulaire, est imposée par les propriétés des déflecteurs acousto-optiques. La conservation de l'étendue à travers les

optiques d'imagerie, combinée avec l'acceptance angulaire du cryostat, fixe la dimension horizontale minimum d_{\min} de la région éclairée sur l'échantillon. Par ailleurs, il faut maintenir une bonne superposition des faisceaux de gravure dans l'échantillon, sur tout l'intervalle angulaire balayé. On montre aisément que la superposition est maintenue dans l'épaisseur L de l'échantillon à condition que $L < d_{\min} / \Phi$ où Φ représente la distance angulaire maximale des deux faisceaux. Cette distance est d'environ 250 mrad. Avec une dimension horizontale de la tache égale à 0,75 mm, nous sommes conduits à une épaisseur maximum de 3 mm. Nous avons utilisé un échantillon de 2,5 mm d'épaisseur. Enfin, on peut montrer que l'efficacité de diffraction est optimale pour une densité optique ~ 1 . Pour une épaisseur de 2,5 mm, cela correspond à un taux de substitution des ions d'yttrium par le thulium de $\sim 0,5\%$. Il s'agit d'une concentration relativement élevée, qui peut affecter non seulement l'élargissement homogène mais aussi le transfert d'excitation entre ions thulium. Pour ce qui concerne l'élargissement homogène, nous avons pu vérifier que la résolution ultime reste malgré tout bien meilleure que 1 MHz. L'effet des transferts d'excitation n'a pas encore été mené à son terme. Il est seulement esquissé en section 6.3.

5.6 Agencement du troisième faisceau

Le troisième faisceau porte le signal radio fréquence à analyser. Pour que la résolution spectrale d'analyse soit optimale, ce faisceau sonde doit couvrir la totalité du réseau gravé dans l'échantillon. Par ailleurs, pour que ce faisceau produise le moins possible de lumière diffusée sur les différentes surfaces, il importe que ses dimensions n'excèdent pas celles du réseau. Plutôt que de réaliser directement la superposition des trois faisceaux dans l'échantillon, il est plus commode d'effectuer cette superposition à l'extérieur du cryostat sur une image de l'échantillon.

On forme l'image de l'échantillon sur le miroir M à l'aide du télescope de grandissement unité constitué par les lentilles L_{10} et L_{11} (voir **Figure 5.13**). On fait coïncider l'axe optique des lentilles L_{10} et L_{11} avec la direction de propagation du faisceau de gravure fixe. Afin de régler ce télescope, on fait l'image du miroir M sur une caméra CCD KOWA 21V munie d'un tube allonge qui place l'objectif en position

2f. On récolte en fait sur la caméra la lumière diffusée sur le miroir M (voir **Figure 5.13**). Le tirage de la lentille L_{11} est correct lorsque les deux faisceaux de gravure sont superposés sur M. Il ne reste plus alors qu'à faire coïncider le troisième faisceau avec les deux premiers. Cette superposition sur le miroir M entraîne automatiquement leur superposition sur l'échantillon. Par ailleurs, on peut ajuster librement l'angle d'incidence du faisceau sonde sur l'échantillon, en orientant le miroir M. Ce réglage n'affecte en rien la superposition des trois faisceaux.

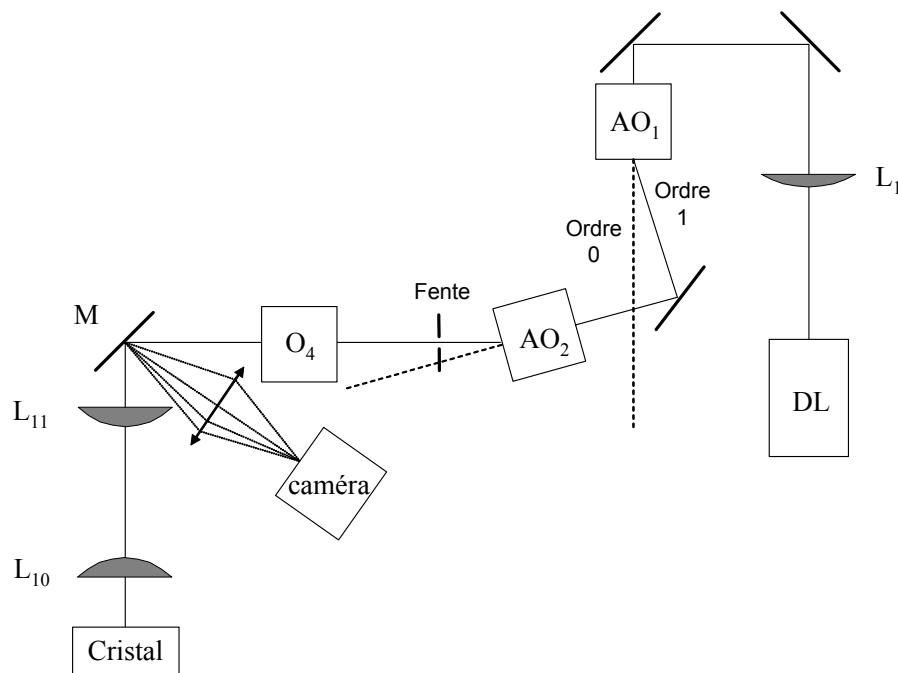


Figure 5.13 – Parcours du troisième faisceau.

Le faisceau sonde est issu de la même source laser que les faisceaux de gravure. Il est prélevé par le modulateur acousto-optique AO_1 qui le diffracte dans l'ordre +1. Cela permet de réserver l'ordre non diffracté (ordre 0), de meilleure qualité spatiale, pour les deux faisceaux de gravure. Il traverse ensuite le deuxième modulateur AO_2 qui réalise deux fonctions. D'une part il compense le déplacement de fréquence produit par AO_1 , d'autre part il nous donne une liberté supplémentaire sur la durée du signal RF à analyser.

Le faisceau sonde est construit à partir de la même tache de focalisation, formée par la lentille L_1 dans le plan P_1 , que les faisceaux de gravure (voir paragraphe 5.4). A cette position sur le trajet du faisceau sonde, est placée une fente horizontale réglable

dont on forme l'image à l'aide du télescope O_4 , sur le miroir M et donc sur l'échantillon. Cette fente nous permet d'ajuster précisément le profil du faisceau sonde à la forme du réseau gravé. Le télescope O_4 est constitué par les lentilles L_{12} et L_{13} de distance focale respectivement $f_{12} = 300$ mm et $f_{13} = 400$ mm .

5.7 Détection et résolution spectrale attendue

5.7.1 Collection du signal

Le signal est collecté à travers la lentille L_9 . Les faisceaux diffractés se propagent dans le sens opposé aux deux faisceaux de gravure, passant sous la nappe de lumière formée par le faisceau #1 (voir **Figure 5.14**).

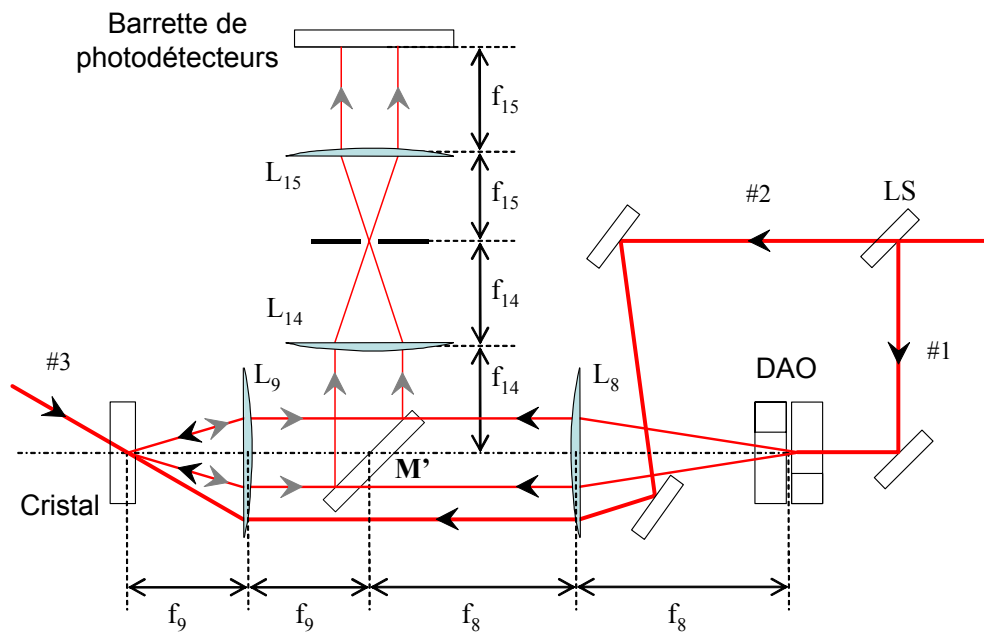


Figure 5.14 – Architecture de la détection du signal diffracté. Les lentilles L_{14} et L_{15} de distances focales respectives $f_{14}=400$ mm et $f_{15}=150$ mm forment l'image de M' sur la barrette de photodétecteurs. Le télescope constitué par L_9 et L_{14} forme l'image du cristal sur le trou de filtrage avec un grandissement $f_{14}/f_9=2$.

Le miroir M' , placé sous cette nappe en position de conjugaison de Fourier par rapport au cristal à travers L_9 , collecte le signal. C'est cette position qui offre la meilleure séparation spatiale entre les différents faisceaux. Une caméra Princeton Instrument RY-1024 constituée d'une barrette de photodétecteurs RETICON série S est placée en

position d'imagerie par rapport à M' à travers le télescope formé par les lentilles L_{14} et L_{15} . Cette barrette de photodétecteurs est composée de 1024 pixels. La taille de chaque pixel est de 25 mm de hauteur et de 25 μm de largeur. L'information est séquentiellement extraite toutes les 10 ms. Lorsque le détecteur est en fonctionnement continu, cet intervalle représente alors le temps d'intégration du système.

Le trou de filtrage, placé en position d'imagerie par rapport au cristal élimine une grande partie de la lumière parasite. Un signal, distribué sur une ouverture $\Delta\varphi$ à la sortie du cristal, couvre un intervalle spatial $\Delta x = \Delta\varphi \times f_{15} \times f_9 / f_{14}$ sur le détecteur. Par exemple, pour $\Delta\varphi = 205 \text{ mrad}$, $\Delta x = 15,375 \text{ mm}$.

5.7.2 Résolution et nombre de canaux angulaires attendus

Comme nous l'avons expliqué dans la section 4.2.3, les défecteurs acousto-optiques pilotés par une fréquence acoustique chirpée, contribuent à un effet de lentille. Le paramètre α (cf. équations 4.61, 4.62), qui décrit cet effet de lentille, dépend du taux de chirp de la fréquence de pilotage. Dans ce montage expérimental, les deux champs de gravure traversent les mêmes systèmes optiques imageurs, excepté l'effet de lentille des défecteurs acousto-optiques qui affecte seulement le faisceau de gravure défléchi. Cette disparité du front d'onde devrait détériorer la résolution angulaire et spectrale de l'analyseur de spectres. La résolution angulaire, donnée par l'équation (4.61), s'écrit :

$$\delta\varphi = \frac{\sqrt{6\ln 2}}{\pi} \frac{\lambda}{g_x w_{AO}} \sqrt{1 + \alpha^2}$$

avec

$$\alpha = \frac{\pi r_A w_{AO}^2}{3 v^2}$$

Au niveau des défecteurs, le rayon w_{AO} de la tache laser, défini par le télescope O_1 , est $w_{AO} = 1,5 \text{ mm}$. La vitesse v de l'onde acoustique dans les défecteurs est $v = 650 \text{ m.s}^{-1}$. Pour une phase de gravure d'une durée de 250 μs et un balayage de la fréquence de pilotage des défecteurs sur un intervalle de 30 MHz, le taux de chirp r_A de la fréquence de pilotage est $r_A = 1,2 \times 10^{11} \text{ Hz.s}^{-1}$. Dans ce cas, le paramètre α , qui

caractérise l'effet de lentille dû aux déflecteurs acousto-optiques, est $\alpha \approx 0,67$. Cet effet ne peut être négligé.

Les télescopes O_2 et O_3 imposent un grandissement $g_x = 0,25$ de la tache laser, selon l'axe horizontal, entre la paire de déflecteurs et l'échantillon. Compte tenu des conditions expérimentales, la résolution angulaire prévue de l'analyseur de spectres est $\delta\varphi = 1,65$ mrad. Combinée à un domaine angulaire de balayage de 205 mrad, cette résolution offre une capacité de 124 canaux adressables. Le domaine du balayage angulaire est actuellement limité à 205 mrad à cause de la taille du dernier miroir de renvoi, avant l'arrivée des faisceaux de gravure sur l'échantillon (voir section 5.4.3). Indépendamment de ce problème technique, le déflecteur acousto-optique XY peut offrir actuellement plus de 270 mrad de balayage angulaire, ce qui correspond à 163 canaux.

5.8 Séquence de gravure et d'analyse

5.8.1 Chronogramme de l'expérience

Le diagramme temporel du balayage en fréquence est donné sur la **Figure 5.15**. Pour faire varier l'angle d'incidence du faisceau de gravure mobile sur l'échantillon, on applique aux déflecteurs acousto-optiques des ondes RF de fréquence variable. Un balayage angulaire linéaire est obtenu par un balayage linéaire des fréquences de commande. Les deux rampes de fréquence appliquées aux déflecteurs D_1 et D_2 sont représentées en (a) et (b). Elles sont séparées par un décalage fixe δ dont on déterminera ci-dessous la valeur. Les déflecteurs déplacent la fréquence du faisceau lumineux qui les traverse. Les deux déplacements sont de signes opposés comme illustré en (c) et (d). Le déplacement spectral combiné, réduit au décalage fixe δ , est représenté en (e). On peut noter le retard de $8 \mu\text{s}$ résultant de la propagation de l'onde acoustique dans les cristaux acousto-optiques.

En même temps, une rampe de tension V_{EO} , représentée en (f) est appliquée au cristal électro-optique placé dans la cavité étendue du laser. A titre d'exemple, on a

représenté une amplitude de variation de 10 V . Il en résulte une variation linéaire de la fréquence laser de 125 MHz représentée en (g). La fréquence finale des deux faisceaux de gravure est illustrée en (h). On note que le décalage δ donne naissance au retard instantané constant δ/r_L entre les faisceaux #1 et #2.

Afin de détecter en continu le signal radio fréquence à analyser, sans temps mort, on doit effectuer l'analyse spectrale en même temps qu'on rafraîchit la gravure des réseaux. Un seul laser ne suffit pas à cette tâche. Deux lasers sont nécessaires puisque la fréquence des faisceaux de gravure doit être balayée en permanence alors que le signal radio fréquence à analyser doit être transféré sur une porteuse de fréquence fixe. Cependant, ne disposant que d'un seul laser, nous sommes contraints d'alterner la gravure des réseaux et l'analyse du signal. Cela apparaît sur la **Figure 5.15**, où la gravure prend place pendant la première moitié d'une séquence, tandis que la fréquence laser reste fixe pour l'analyse durant la seconde moitié de la séquence. La durée totale d'une séquence est de 500 μs , également partagée entre la phase d'écriture pendant laquelle les modulateurs AO_1 et AO_2 ne sont pas alimentés, et la phase d'analyse pendant laquelle le faisceau laser est dirigé vers la voie sonde par AO_1 et mis en forme par AO_2 . Le taux de répétition est de 2000 s^{-1} . Comme le temps de vie de l'état métastable est $\sim 10 \text{ ms}$, la gravure est accumulée pendant ~ 20 séquences.

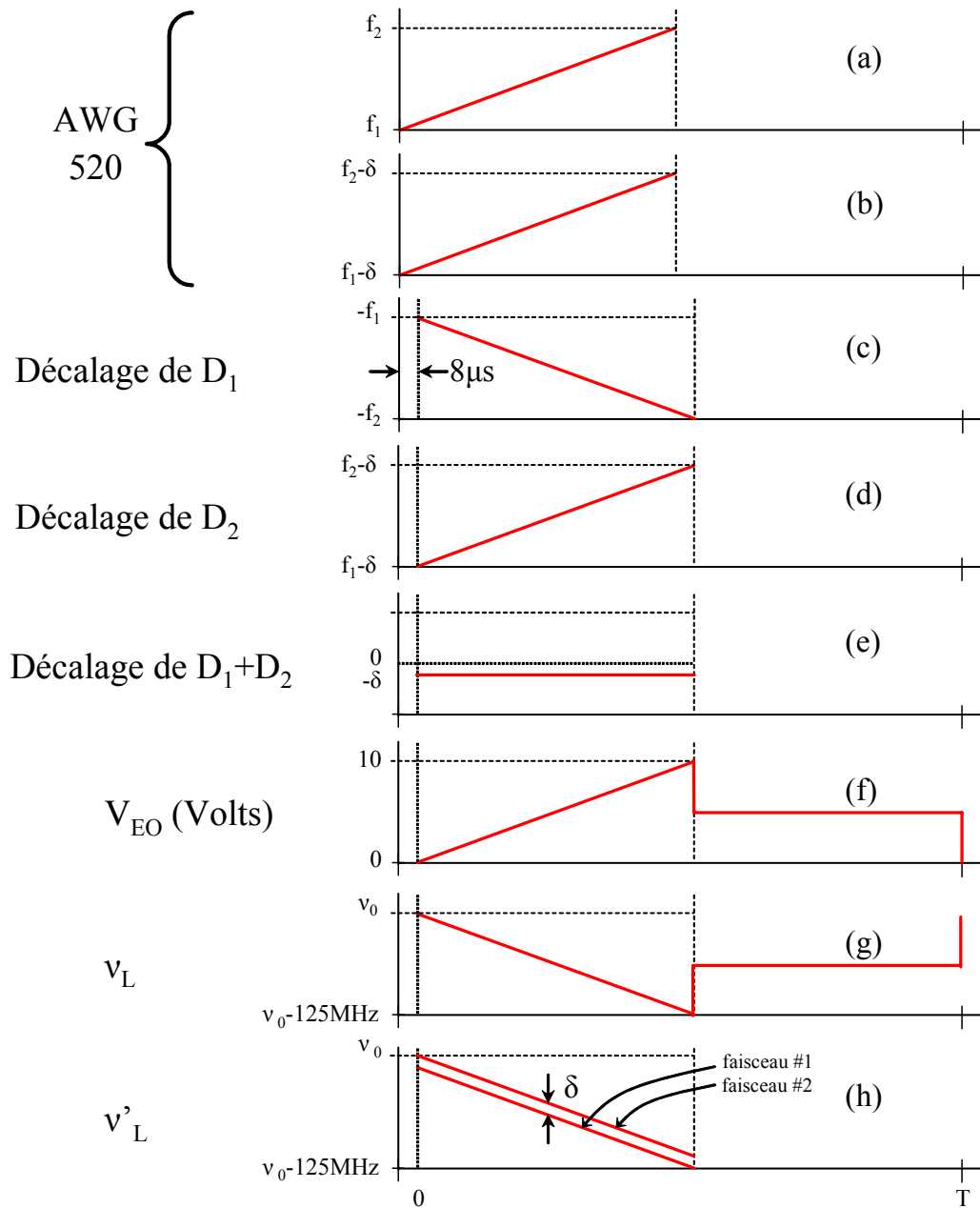


Figure 5.15 – Chronogramme du balayage angulaire et spectral. Le générateur AWG520 produit les rampes de fréquence (a) et (b) qui, appliquées aux déflecteurs D_1 et D_2 , déplacent la fréquence du faisceau lumineux #1 suivant (c) et (d). Il en résulte un déplacement de fréquence total δ montré en (e). On applique simultanément au cristal électro-optique intracavité la rampe de tension (f) qui produit le balayage spectral (g). Au total, les faisceaux de gravure #1 et #2 sont balayés de façon synchrone, comme illustré en (h), en conservant un décalage de fréquence constant δ .

En accord avec la description théorique de la section 4.2.3, la résolution spectrale optimale est obtenue quand $v_2 - v_1 = \delta \gg Tr_A \sqrt{2}$, produit du temps de transit de l'onde acoustique dans le faisceau laser et du taux de chirp de l'onde acoustique. Le facteur $\sqrt{2}$ vient de l'appariement des deux déflecteurs.

Pour un taux de la dérive de la fréquence acoustique de 30 MHz en 250 μ s, la condition s'écrit :

$$\delta \gg \sqrt{\frac{2}{3}} r^A \frac{w_{AO}}{v} \frac{1}{\sqrt{1+\alpha^2}} \quad (5.9)$$

C'est la condition de causalité qui garantit que l'émission du signal diffracté commence après l'extinction du faisceau sonde. Les valeurs numériques nous conduisent à :

$$\delta \gg 150 \text{ kHz}$$

Il faut noter que cette condition ne dépend pas du taux de glissement de fréquence du laser.

Pour optimiser la qualité optique des faisceaux de gravure, on les sélectionne dans l'ordre 0 du modulateur acousto-optique AO₁. Dans la phase d'analyse, le faisceau est basculé dans l'ordre 1. Cependant, une fuite non négligeable de l'ordre de 10% subsiste dans l'ordre 0. Cette fuite est arrêtée par les déflecteurs acousto-optiques sur le faisceau de gravure mobile. Elle persiste pourtant sur le faisceau de gravure fixe. Si on maintient fixe la fréquence du laser lors de la phase d'analyse, cette fuite sur la gravure tend à effacer les réseaux de diffraction à cette même fréquence. Nous verrons dans le chapitre 6 comment nous nous accommodons de cet inconvénient dans la pratique.

5.8.2 Electronique de commande

Un générateur de formes arbitraires (AWG 520 Tektronix) contrôle les deux déflecteurs. Cet appareil délivre deux formes synchrones à une nanoseconde près, qu'il construit avec un taux d'échantillonnage de 1 gigaéchantillons par seconde. Il offre une dynamique de 8 bits et une bande passante de 250 MHz. Les deux voies étant parfaitement synchronisées, le décalage δ entre les deux rampes de commande est maintenu sans dérive de phase.

La tension de contrôle du cristal électro-optique intracavité est délivrée par un générateur de formes arbitraires (HP 33120A Hewlett Packard), qui offre une dynamique de ± 10 Volts, une précision de 12 bits (signe inclus), et un taux d'échantillonnage de 40 mégaéchantillons par seconde. En fonction de la tension

appliquée, la fréquence du laser varie avec un taux de 12,5 MHz / Volt . Compte tenu de la dynamique du générateur HP 33120A, on peut balayer directement la fréquence du laser sur un intervalle de 250 MHz . Pour aller au-delà il faut insérer un amplificateur faible bruit à la sortie du générateur.

Le diagramme de contrôle électronique est schématisé sur la **Figure 5.16**. Tous les systèmes sont référencés à partir de l'horloge du générateur digital de retards et d'impulsions DG535 Stanford Research System (noté DG 535 N° 1). Plus précisément, cette horloge déclenche le générateur de formes arbitraires (AWG520) et un second générateur DG535 (DG 535 N° 2). Avec l'aide de ces deux générateurs DG535, on contrôle l'ouverture des modulateurs AO₁ et AO₂ ainsi que le déclenchement du générateur de formes HP 33120A qui fournit la rampe de tension appliquée au laser.

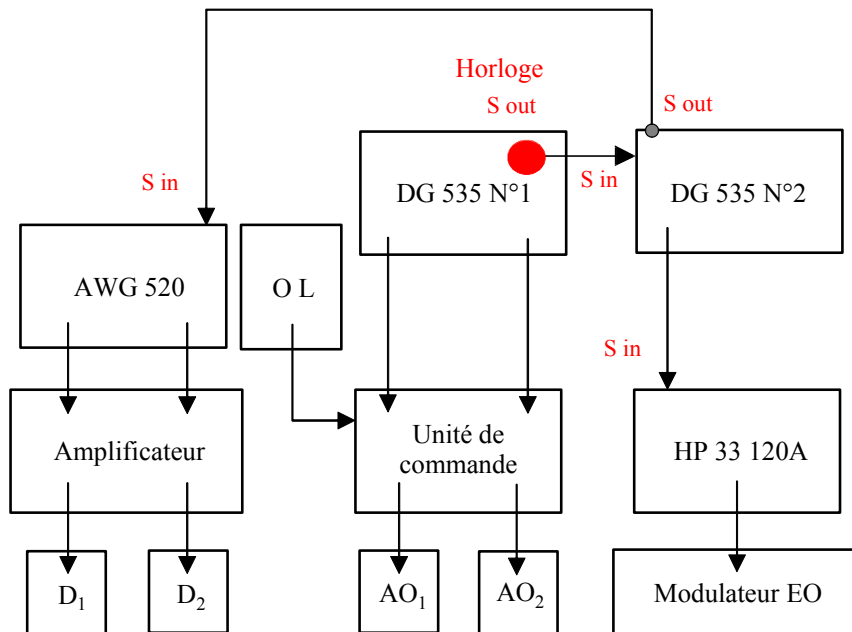


Figure 5.16 – Diagramme de commande électronique.

Bibliographie

- [1] L. Ménager, L. Cabaret, I. Lorgeré et J.-L. Le Gouët, “Diode laser extended cavity for broad-range fast ramping”, *Opt. Lett.* **25**, 1246-1248 (2000).
- [2] C. E. Wieman et L. Hollberg, “Using diode lasers for atomic physics”, *Rev. Sci. Instrum.* **62**, 1-20 (1991).
- [3] A. L. Schawlow et C. H. Townes, “Infrared and Optical Masers”, *Phys. Rev.* **112**, 1940-1949 (1958).
- [4] C. H. Henry, “Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers”, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18**, 259-264 (1982).
- [5] J. C. Camparo, “The diode laser in atomic physics”, *Contemp. Phys.* **26**, 443-447 (1985).
- [6] N. Chinone, K. Aiki et R. Ito, “Stabilization of semiconductor laser outputs by a mirror close to a laser facet”, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 990-992 (1978).
- [7] B. Dahmani, L. Hollberg et R. Drullinger, “Frequency stabilization of semiconductor lasers by resonant optical feedback”, *Opt. Lett.* **12**, 876-878 (1987).
- [8] A. Hemmerich, D. H. McIntyre, D. Schropp, Jr. D. Meschede et T. W. Hänsch, “Optically stabilized narrow linewidth semiconductor laser for high resolution spectroscopy”, *Optics Comm.* **75**, 118-122 (1990).
- [9] L. Figueroa, K. Y. Lau, H. W. Yen et A. Yariv, “Studies of (GaAl)As injection lasers operating with an optical fiber resonator”, *J. Appl. Phys.* **51**, 3062-3071 (1980).
- [10] M. de Labacherie et P. Cerez, “An 850 nm semiconductor laser tunable over a 300 Å range”, *Optics Comm.* **55**, 174-178 (1985).
- [11] M. G. Littman et H. J. Metcalf, “Spectrally narrow pulsed dye laser without beam expander”, *Appl. Opt.* **17**, 2224-2227 (1978).
- [12] M. W. Fleming et A. Mooradian, “Spectral Characteristics of External-Cavity Controlled Semiconductor Lasers”, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-17**, 44-58 (1981).
- [13] L. Levin, “Mode-hop-free electro-optically tuned diode laser”, *Opt. Lett.* **27**, 237-239 (2002).

CHAPITRE 6

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

La plupart de nos résultats expérimentaux sont présentés dans les articles joints en annexe. La mesure de la dynamique, la démonstration de l'effet de zoom spectral sont décrits dans l'annexe 1. L'analyse d'un vrai signal radio fréquence, transposé sur une porteuse optique à l'aide d'un modulateur électro-optique, est décrite dans l'annexe 2. Enfin, l'évolution des performances au cours des montages successifs, réalisés pendant ma thèse, est présenté dans l'annexe 3.

Dans ce chapitre, nous détaillons certains aspects qui n'ont pas été publiés. Après avoir précisé les performances du système en terme de résolution spectrale, nombre de canaux et bande passante, nous discutons de la stabilité de pointé du montage. Nous abordons ensuite le problème posé par l'excitation massive d'un grand nombre d'ions de thulium. Nous avançons l'hypothèse de la migration d'énergie assistée par phonon pour expliquer l'évolution de l'efficacité de diffraction en fonction du nombre d'ions excités.

6.1 Nombre de canaux, résolution ultime et bande passante

6.1.1 Analyse d'un signal mono fréquence

La première expérience consiste à analyser un faisceau sonde monochromatique suivant le protocole décrit dans la section 5.5. Pendant la séquence de gravure, la fréquence du laser est balayée sur un intervalle spectral de 1 GHz, avec un taux de chirp $r = 4 \times 10^{12} \text{ Hz} \cdot \text{s}^{-1}$. Comme nous l'avons vu au chapitre V (section 5.7.1), le faisceau de gravure fixe n'est pas interrompu pendant la phase d'analyse. Si on maintenait fixe la fréquence du laser pendant cette phase, les réseaux de diffraction à la fréquence correspondante seraient détruits. Pour surmonter cette difficulté, nous balayons en permanence le laser aussi bien pendant la phase d'écriture que pendant celle d'analyse. Pour simuler un signal RF monofréquence de 10 μs nous ménagesons un palier de cette durée dans le balayage spectral (voir **Figure 6.1**). Nous ouvrons le modulateur acousto-optique placé sur le faisceau sonde pendant cette fenêtre temporelle.

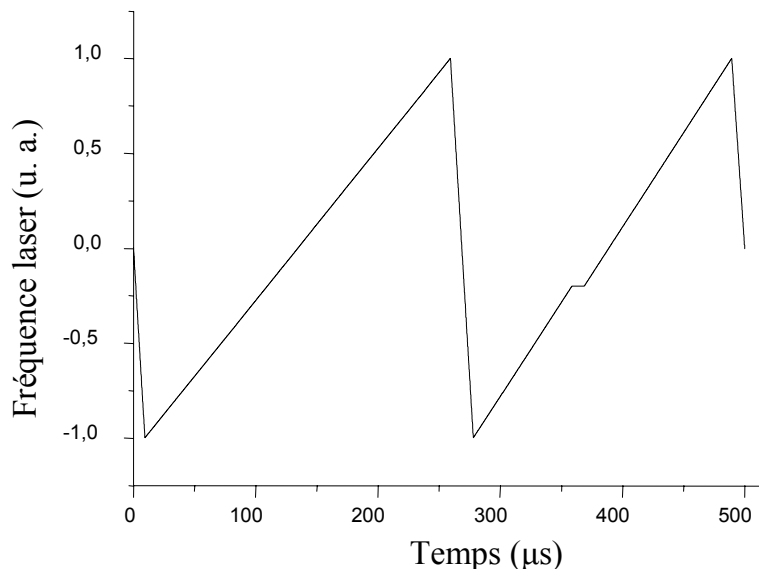


Figure 6.1 – Balayage de la fréquence laser au cours de la phase de gravure (les premières 250 μs) et de la phase d'analyse (deuxième moitié du cycle). Lors de la phase d'analyse, un palier à fréquence fixe d'une durée de 10 μs , permet de simuler un signal RF monofréquence à analyser.

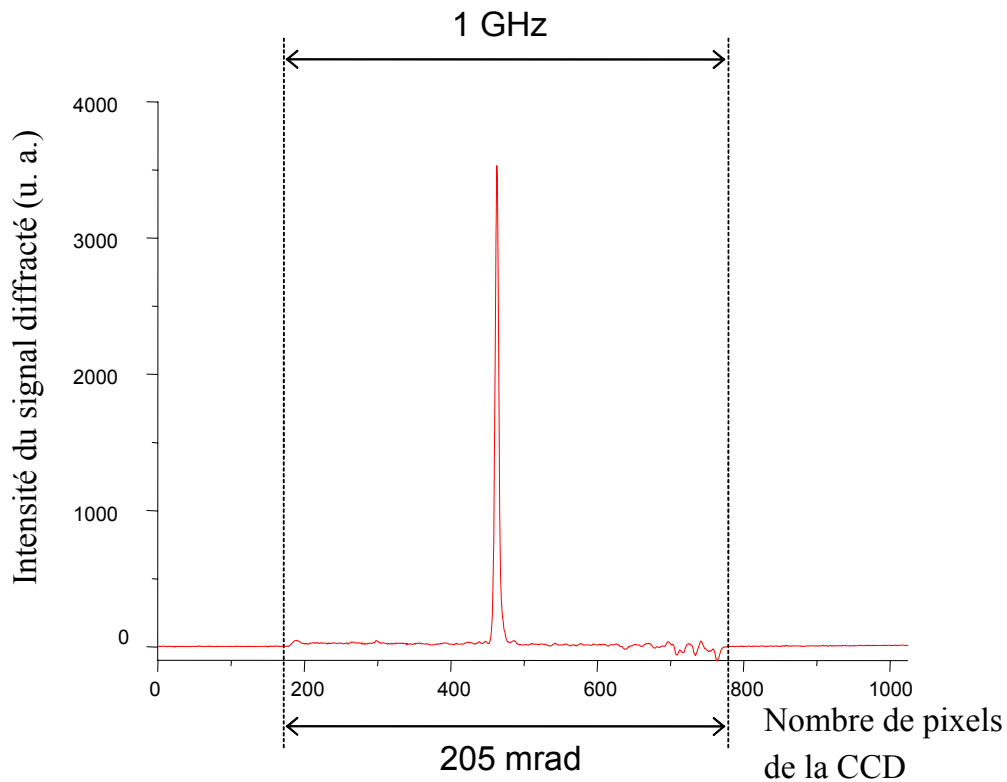


Figure 6.2 – Signal RF diffracté détecté par la barrette de photodétecteurs.

Le signal diffracté détecté par la barrette de photodétecteurs est illustré sur la **Figure 6.2**. Le balayage angulaire de 205 mrad couvre un intervalle de 615 pixels sur la barrette de photodétecteurs. La largeur à mi-hauteur du signal diffracté est de 6 pixels, ce qui correspond à une largeur angulaire de 2,0 mrad. Cette largeur est un peu plus élevée que la largeur angulaire de 1,65 mrad prévue par la théorie dans la section 5.6.2, qui correspond exactement à 5 pixels. Combinée à un domaine angulaire de balayage de 205 mrad, la résolution angulaire mesurée de 2,0 mrad offre une capacité de 102 canaux. Comme on l'a déjà noté au paragraphe 5.4.3, le domaine du balayage angulaire est actuellement limité à 205 mrad. Cependant, le déflecteur acousto-optique XY peut offrir plus de 270 mrad de balayage angulaire, ce qui correspondrait à 135 canaux.

La distribution angulaire d'un signal monofréquence nous permet d'évaluer la qualité du montage optique. Elle nous donne aussi des informations sur la synchronisation des balayages angulaires et spectraux lors de la gravure. Comme la séquence de gravure est répétée toutes les 500 μ s et que la durée de vie des atomes est

de 10 ms, toute fluctuation dans la synchronisation du balayage angulaire et spectral lors de la séquence de gravure accumulée, cause un élargissement angulaire du signal diffracté. Une telle fluctuation peut venir des instabilités laser ou bien de tout défaut dans la synchronisation du balayage laser avec le pilotage des déflecteurs. En l'absence de fluctuations, la largeur à mi-hauteur du faisceau diffracté devrait être égale à la largeur théorique donnée par l'équation (4.62).

6.1.2 Résolution ultime

En supposant que la largeur spectrale du laser est infiniment petite et que la durée de vie des dipôles est infinie, la largeur spectrale $\delta\nu$ du signal détecté sur la barrette de photodétecteurs, est une fonction linéaire de l'intervalle spectral $\Delta\nu$ couvert par les faisceaux de gravure. Cette largeur spectrale est donnée par : $\delta\nu = \delta\varphi \cdot \Delta\nu / \Delta\varphi$, où $\delta\varphi$ et $\Delta\varphi$ représentent respectivement la largeur angulaire à mi-hauteur d'un seul pic diffracté et le domaine angulaire balayé par les faisceaux de gravure. En gardant constante la durée de la séquence de gravure et le domaine angulaire balayé, on fait varier $\Delta\nu$ en changeant l'amplitude de la rampe de tension appliquée au cristal électro-optique intracavité. Pour ne pas rajouter de bruit sur la largeur spectrale $\delta\nu$ du signal lorsque l'intervalle spectral $\Delta\nu$ est petit, nous n'utilisons pas l'amplificateur haute tension dans cette expérience. L'intervalle spectral $\Delta\nu$ maximal couvert par les faisceaux de gravure est donc de 250 MHz. Nous avons mesuré $\delta\varphi$ et tracé $\delta\nu$ en fonction de $\Delta\nu$ (voir **Figure 6.3**). Les données expérimentales s'écartent du comportement linéaire attendu pour un intervalle spectral balayé inférieur à 50 MHz. L'élargissement observé peut être attribué à la largeur finie du laser et de la transition atomique. Nous observons une largeur ultime de l'ordre de 500 kHz.

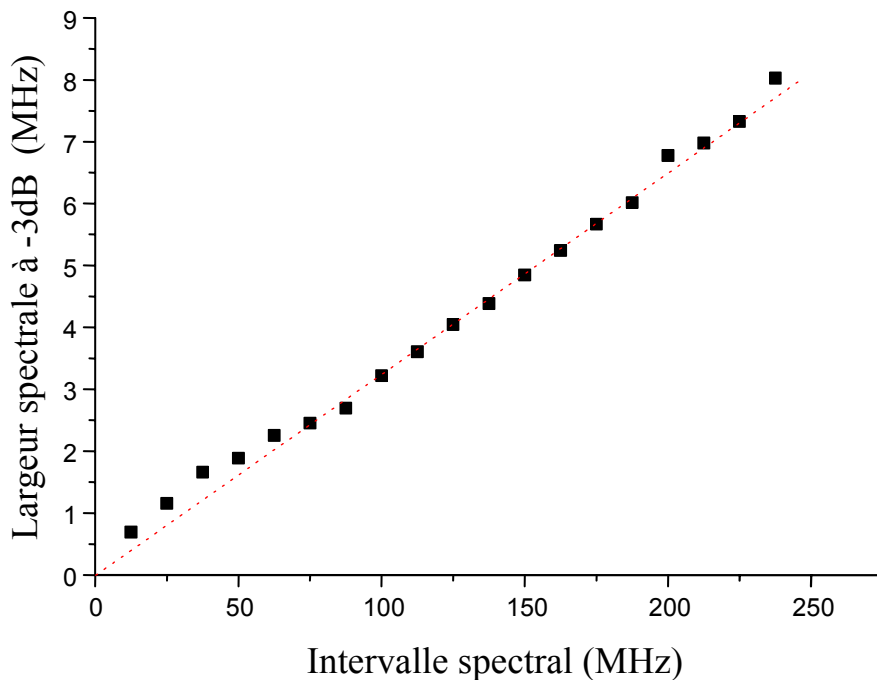


Figure 6.3 – Largeur spectrale en fonction de l’intervalle couvert par les faisceaux de gravure. La durée du signal est de $4\mu\text{s}$. La puissance des faisceaux #1, #2 et #3, est mesurée et s’élève à 2,3mW, 3,35mW et 0,9mW respectivement.

6.1.3 Analyse d’un signal multi raies

Dans cette deuxième expérience, de la même manière que dans l’expérience précédemment décrite, un signal multi raies est simulé par le laser lors de la phase de lecture. Pour cela, on fait parcourir à la fréquence laser une série de marches sur la totalité du domaine spectral, comme représentées sur la **Figure 6.4**. La fréquence laser stationne sur chaque palier pendant une durée de $10\mu\text{s}$. Lors de la séquence de gravure, les deux faisceaux de gravure sont balayés sur un intervalle spectral de 3,3 GHz. Pour couvrir cet intervalle spectral, on amplifie la rampe de tension qui alimente le cristal électro-optique intracavité à l’aide d’un amplificateur faible bruit.

Au-delà de 3,3 GHz des sauts de mode apparaissent. La diode laser en cavité externe présente de nombreux modes longitudinaux dans sa bande de gain. La sélectivité du réseau n’est, en général, pas suffisante pour garder tous les modes sauf un sous le seuil. Cependant, la saturation du gain provoque la réjection des modes adjacents et devrait imposer au laser un fonctionnement monomode. Le laser peut tout de même présenter un spectre multimode si une trop grande quantité de lumière est

renvoyée dans le milieu amplificateur. Nous avons vérifié que la face avant de la diode laser joue le rôle d'un troisième miroir qui rend la source multimode. En insérant un obstacle dans la cavité, nous avons introduit des pertes entre le réseau et le cristal électro-optique et diminué ainsi la quantité de lumière renvoyée dans la diode. L'analyse du laser au Fabry-Perot montre que le laser peut être désormais balayé sans saut de mode sur plus de 10 GHz . Cependant, ces pertes intracavité réduisent fortement la puissance du laser qui devient insuffisante pour notre application.

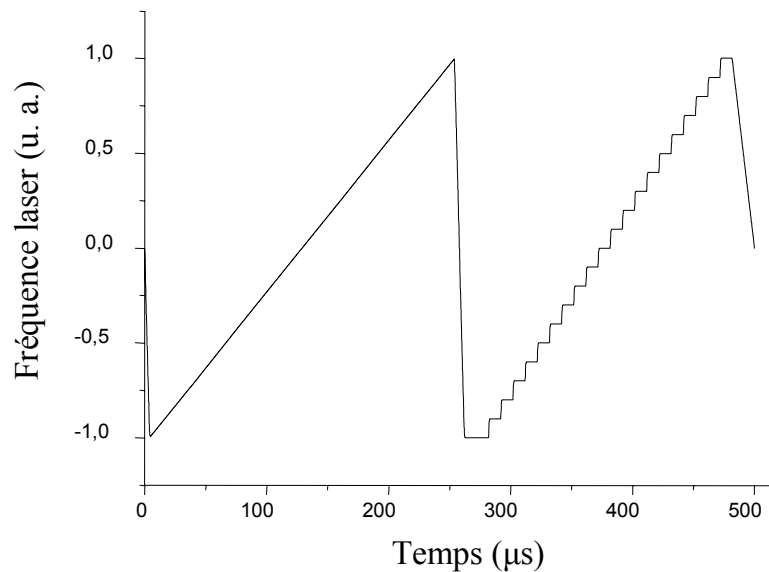


Figure 6.4 – Diagramme temporel du balayage de la fréquence laser. Pendant les premières 250 microsecondes, la fréquence du laser est continûment balayée sur un intervalle spectral déterminé. Pendant la deuxième moitié de la séquence totale, un signal RF multi raies est simulé en faisant parcourir à la fréquence laser une série de marches. La durée de chaque palier est de 10µs.

Le signal diffracté détecté par la barrette de photodétecteurs est illustré sur la **Figure 6.5**. La largeur à mi-hauteur mesurée est de 7 pixels, ce qui correspond à 2,3 mrad . La largeur mesurée de chaque canal est un peu plus grande que celle observée lors de l'expérience précédente où le domaine spectral balayé était de 1 GHz . Nous avons vérifié le bruit à la sortie de l'amplificateur haute tension. Il n'excède pas 50 mV , ce qui correspond à un décalage de la fréquence laser de 0,6 MHz . Cette valeur est bien plus petite que la résolution spectrale atteinte dans cette expérience où la fréquence du laser est balayée sur un intervalle de 3,3 GHz .

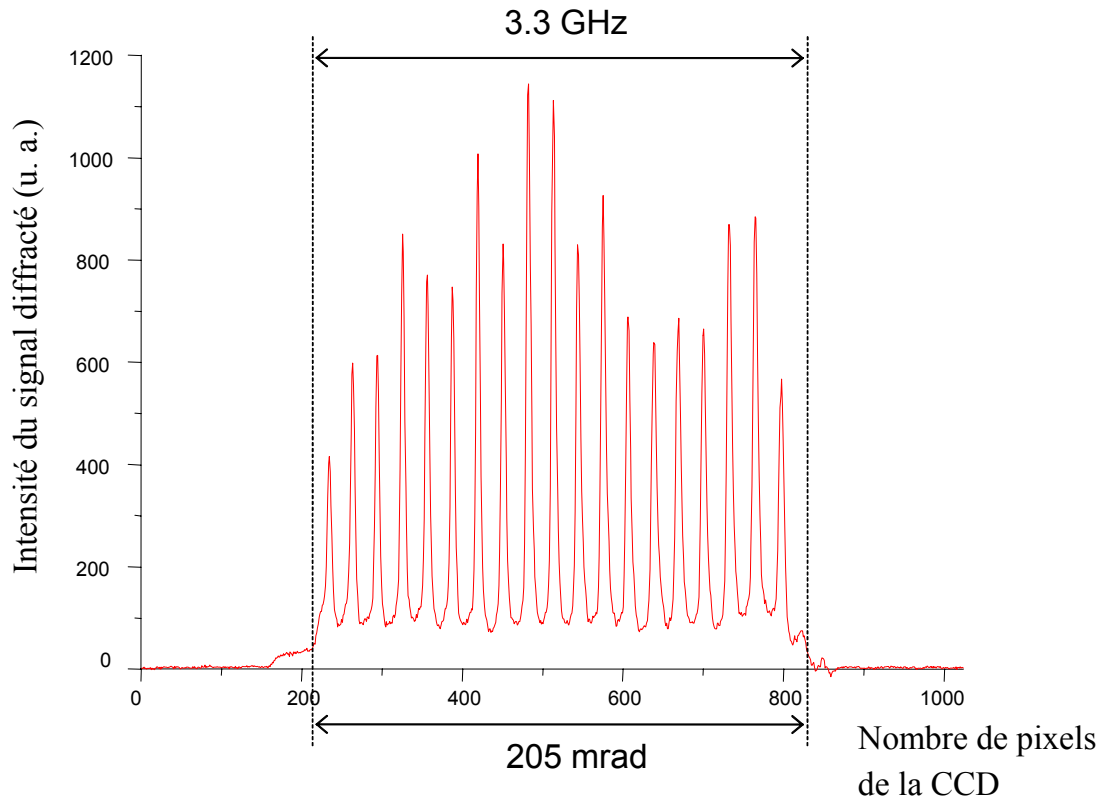


Figure 6.5 – Acquisition par la barrette de photodétecteurs du signal RF multi raies diffracté. L'intervalle spectral parcouru par la fréquence laser est de 3,3GHz. La déflexion angulaire réalisée par le déflecteur acousto-optique XY est de 205mrad.

Plusieurs facteurs contribuent à la non uniformité du spectre diffracté. Tout d'abord, l'efficacité de diffraction des déflecteurs acousto-optiques n'est pas constante sur l'intervalle de 30 MHz balayé par la fréquence de pilotage. D'autre part, l'effet de l'aberration sphérique n'est pas totalement éliminé. En ce qui concerne la pixellisation du détecteur, elle joue un rôle mineur. Une variation de hauteur de 2% est attendue suivant que le sommet d'une raie est situé au centre ou sur le bord d'un pixel. Cependant, la non uniformité est stable dans le temps. Pour l'éliminer, il suffirait d'étalonner le système, puis, grâce à un programme informatique, de normaliser l'intensité des différents pics diffractés.

6.2 Stabilité de pointé

Ces études ont été menées avec un montage antérieur à celui détaillé dans le chapitre V. Contrairement au montage décrit où les deux faisceaux de gravure traversent

les mêmes éléments optiques, mis à part la déflexion qui ne concerne que le faisceau #1, ce montage antérieur présentait trois voies distinctes. Cela permettait d'ajuster aisément et indépendamment les trois faisceaux vers le cryostat. De plus, sur chaque voie, était placé un modulateur acousto-optique, qui faisait office de porte optique. Le balayage angulaire entre les deux faisceaux de gravure, au niveau de l'échantillon, n'était que de 86 mrad. La tache laser était circulaire au niveau de l'échantillon et son diamètre à $1/e^2$ de l'intensité maximum était de 300 μm . La largeur angulaire prédite, limitée par diffraction, calculée à partir des valeurs données ci-dessus, était $\Delta\varphi = 3,5$ mrad. Une vingtaine de canaux spectraux était attendue pour un tel montage.

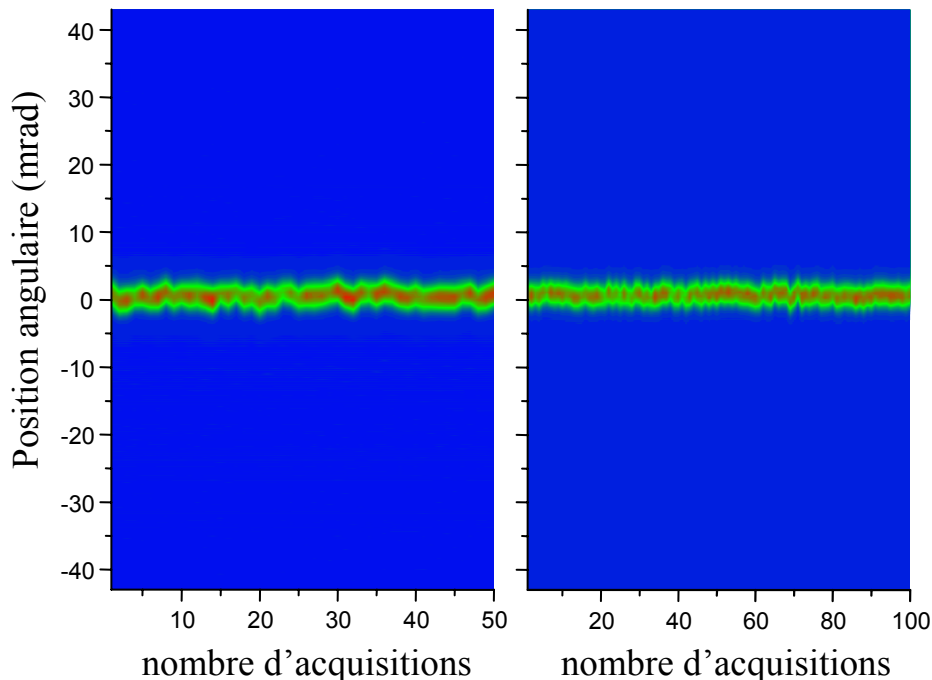


Figure 6.6 – Représentation de l'évolution du contour du profil angulaire, le domaine de balayage est de 1GHz (à gauche) et de 1,5GHz (à droite). Chaque acquisition a une durée de 10ms. L'axe des abscisses représente le temps, l'échelle étant 100=1s.

La largeur angulaire d'un signal monofréquence donne des informations sur la stabilité du système à l'échelle de temps de la durée de vie de 10 ms du réseau gravé. La barrette de photodétecteurs a un temps de réponse de 10 ms, qui est cohérent avec l'échelle de temps des caractéristiques examinées. Cependant, en comparant des mesures successives séparées de 10 ms, nous avons observé que la direction moyenne de diffraction fluctue, comme illustré sur la **Figure 6.6** qui représente le contour du

profil angulaire d'un signal monochromatique. On note que la largeur spectrale du signal varie peu ; seule fluctue la direction de diffraction.

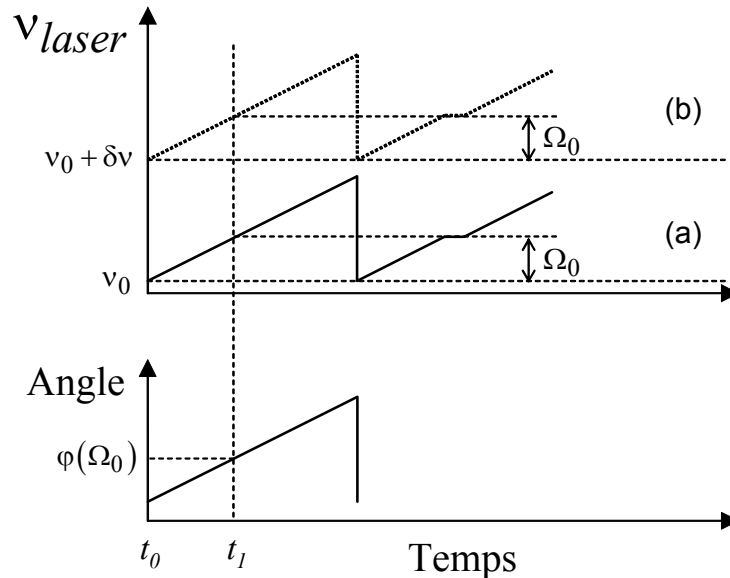


Figure 6.7 – Schéma du comportement attendu de l'analyseur spectral dans le cas d'une dérive de la fréquence du laser.

La **Figure 6.7** illustre le comportement attendu de l'analyseur spectral. Au cours de la gravure, la fréquence du laser et l'angle d'incidence sur l'échantillon sont synchronisés. Le processus de gravure se reproduit à une cadence très supérieure au taux de relaxation de la gravure. L'analyse d'un signal monofréquence est effectuée entre deux étapes de gravure. Le signal est produit avec un décalage Ω_0 fixe par rapport à la fréquence ν_0 du laser en début de balayage en t_0 . A l'instant t_1 est gravé un réseau qui diffracte dans la direction $\varphi(\Omega_0)$. Si ν_0 fluctue au cours du processus d'accumulation, cela doit se traduire par un élargissement de la raie diffractée. En revanche, si le laser dérive avec un temps caractéristique supérieur à la durée de vie de la gravure, on ne doit observer ni élargissement, ni déplacement angulaire du signal diffracté, pourvu que Ω_0 reste constant. Une telle dérive se traduirait en effet par la translation de (a) vers (b) de l'excursion de fréquence du laser.

Pour expliquer le déplacement angulaire observé (**Figure 6.6**), on peut invoquer des fluctuations de l'angle d'incidence φ à l'instant t_1 . L'échantillon de $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$ est refroidi à $\sim 5 \text{ K}$ par un flux de gaz d'hélium évaporé à partir d'une réserve d'hélium

liquide. Les turbulences du flux, qui altèrent aussi bien la direction de propagation des faisceaux de gravure, que celles du faisceau sonde et du faisceau diffracté, peuvent être à l'origine des fluctuations observées. Pour clarifier ce point, nous avons immergé l'échantillon dans un bain d'hélium superfluide, qui est dépourvu de variation de l'indice de réfraction. Comme prévu, les fluctuations ont été réduites et l'amplitude de leur variation est bien moindre que la largeur angulaire du signal. Les faisceaux se propagent à travers plusieurs centimètres dans le gaz d'hélium, ce qui augmente leur sensibilité aux instabilités de l'indice de réfraction. En réduisant la longueur du parcours dans l'hélium, il devrait être aisé de venir à bout de telles fluctuations.

6.3 Effet d'excitation massive de l'échantillon

L'analyseur spectral doit disposer d'une bande passante très large. Or, plus on élargit la fenêtre d'analyse, plus on doit faire participer un nombre important d'atomes de thulium à l'opération. Les atomes de thulium associés à différentes positions spectrales sont en principe indépendants. L'existence d'un réseau de diffraction à une certaine fréquence ne devrait pas perturber le fonctionnement d'un réseau gravé à une autre fréquence. Cependant, pour construire les réseaux, on apporte une énergie de l'ordre de l'électron volt à chaque atome mis en jeu. L'énergie emmagasinée sous cette forme est proportionnelle à la bande passante d'analyse. Plus celle-ci est grande, plus le système s'éloigne de l'équilibre thermodynamique. Nous redoutons que l'écart grandissant à l'équilibre dégrade le fonctionnement de l'analyseur. Pour aborder ce problème, nous étudions l'efficacité de diffraction des réseaux gravés en fonction de la largeur spectrale d'analyse.

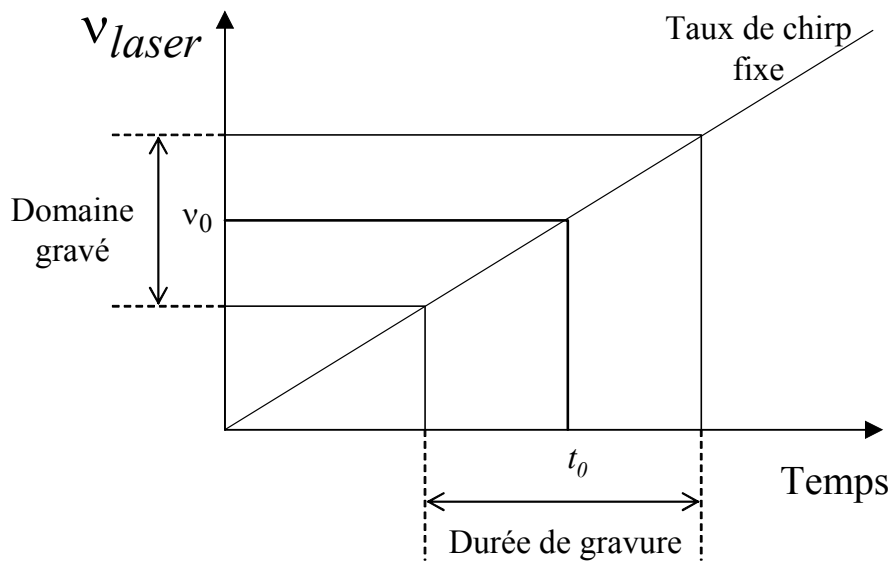


Figure 6.8 – Schéma de l'évolution de la fréquence du laser en fonction du temps.

Nous fixons le taux de chirp des champs de gravure et leur intensité et nous sondons toujours au centre ν_0 de l'intervalle spectral balayé (voir **Figure 6.8**). De la sorte, en modifiant la durée de la gravure, nous faisons varier la largeur du domaine gravé et donc la bande passante d'analyse sans modifier pour autant ni les conditions de gravure ni la détection du signal sonde en ν_0 .

Nous contrôlons la durée d'exposition à l'aide de portes acousto-optiques placées sur les voies #1 et #2 de gravure. L'intervalle spectral exposé est proportionnel à la largeur temporelle, délimitée par les portes acousto-optiques. Le centre de l'intervalle balayé reste fixe. Le faisceau sonde est lui-même positionné au milieu de cet intervalle. Dans ce cas, les ions qui diffractent le signal RF (composé d'une seule raie) porté par le faisceau sonde, sont identiquement excités indépendamment de la durée de l'ouverture de la porte. Bien entendu, il faut que l'intervalle spectral associé soit bien plus grand que la largeur spectrale du signal diffracté. Si les ions sont indépendants, l'intensité diffractée ainsi que la largeur angulaire du signal, ne devraient pas dépendre de la durée d'ouverture de la porte.

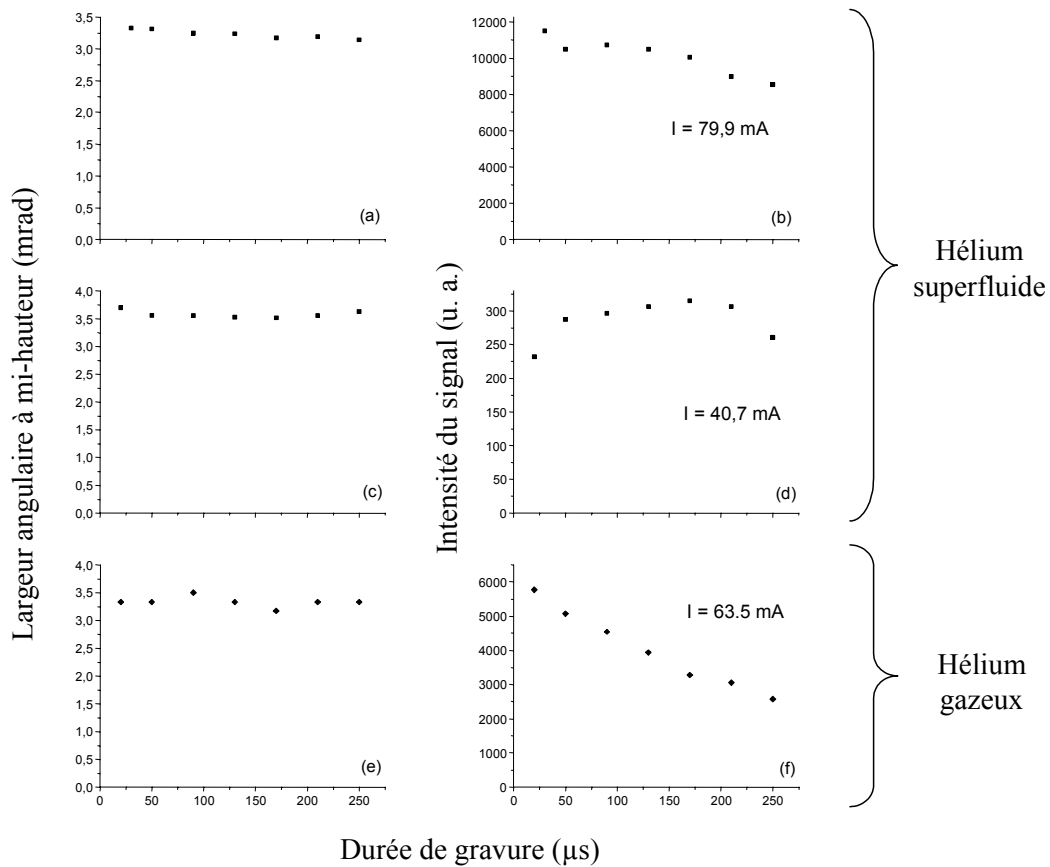


Figure 6.9 – Variation de la largeur angulaire (a, c, e) et de l’intensité du signal (b, d, f) en fonction de la durée de gravure. Pour (a, d) l’échantillon est immergé dans l’hélium superfluide. Pour (e, f) l’échantillon est dans le gaz d’hélium.

Sur la **Figure 6.9** sont exposés les résultats obtenus avec un taux de chirp $r = 6 \times 10^{12} \text{ Hz} \cdot \text{s}^{-1}$, correspondant à un intervalle spectral balayé de 1,5 GHz en 250 μs. Les résultats illustrés aux figures (e) et (f) ont été obtenus dans un flux de gaz d’hélium. La largeur angulaire ne varie pas de façon significative en fonction de la durée de la gravure. Par contre, l’intensité du signal décroît significativement lorsque la durée de gravure augmente. Puisque la largeur angulaire n’est pas affectée, cela signifie que l’énergie diffractée chute en fonction du nombre d’atomes de thulium excités. Les mêmes expériences ont été réalisées à une température plus basse, en immergeant l’échantillon dans un bain d’hélium superfluide. Les résultats sont représentés sur les figures (a) et (b), et correspondent à une intensité de $\sim 3,4 \text{ mW}$ et $\sim 5,0 \text{ mW}$ pour les faisceaux #1 et #2 respectivement. Les résultats des figures (c) et (d) ont été obtenus avec une intensité laser environ deux fois plus faible que précédemment. Les variations

de l'intensité du signal en fonction de l'intervalle spectral gravé, sont réduites par rapport aux variations de l'intensité observées dans l'hélium gazeux.

Dans nos conditions expérimentales, les atomes sont répartis entre l'état fondamental 3H_6 et l'état métastable 3F_4 . En raison de la procédure d'excitation accumulée, peu d'atomes se trouvent dans l'état supérieur 3H_4 . Dans un réseau de diffraction, la répartition de la population atomique entre les états 3H_6 et 3F_4 évolue périodiquement le long de la direction du vecteur de Bragg. Le transfert d'excitation entre les atomes tend à effacer le réseau de Bragg. Le transfert peut se produire à l'intérieur d'un réseau. Il s'agit alors d'un transfert résonnant. Il peut aussi se produire entre des réseaux associés à des fréquences de transitions différentes. Le transfert doit alors être assisté par les vibrations du réseau cristallin pour que l'énergie se conserve.

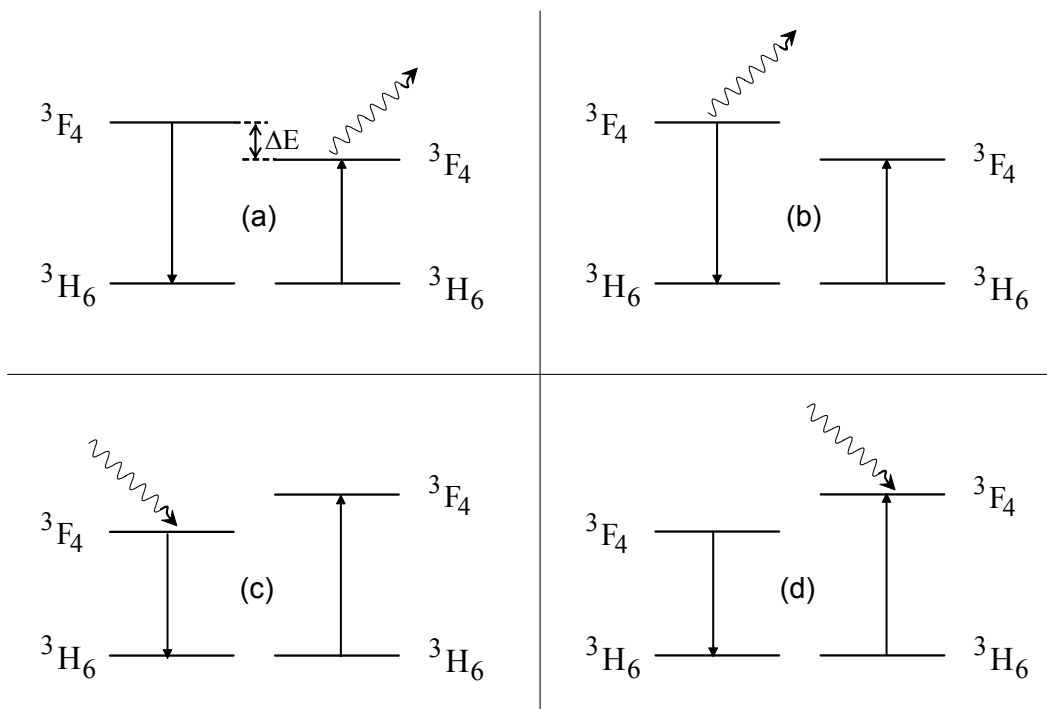


Figure 6.10 – Schéma des processus “diagonaux” de transfert d’excitation assisté par émission (a), (b), ou absorption (c), (d), d’un phonon.

Les diagrammes de la **Figure 6.10** représentent le processus appelé “diagonal” de transfert d’excitation assisté par émission ou absorption d’un phonon. Ce processus est appelé diagonal car il ne fait intervenir que des éléments de matrice de transition électronique. Il existe aussi un mécanisme plus indirect où l’absorption d’un phonon porte l’ion vers un niveau Stark supérieur d’où il se désexcite par transition

électronique. Cependant, ce mécanisme “non diagonal” prévu par Van Vleck [1], apporte une contribution négligeable dans le cas des faibles écarts ΔE à la résonance ($\Delta E \leq 5 \text{ cm}^{-1}$) [2]. On note que le défaut d'énergie ΔE , de l'ordre de 1 GHz c'est-à-dire 0,05 K, reste très inférieur à kT , sur tout le domaine de température qui nous est accessible. On ne s'attend donc pas à une variation du taux de relaxation produit par le mécanisme diagonal en fonction de la température. Nous observons cependant que l'efficacité de diffraction dépend moins du nombre d'ions excités lorsque l'échantillon est immergé dans l'hélium liquide et refroidi à moins de 2 K (voir **Figure 6.9**).

Une étude plus approfondie serait nécessaire pour établir quantitativement la validité de l'interprétation en terme de migration d'énergie. Cependant, le problème du transfert d'excitation à partir du niveau 3F_4 dans le $\text{Tm}^{3+} : \text{YAG}$ a déjà fait l'objet d'études [3].

Il a été observé par de nombreux groupes [4]-[6] que les raies spectrales des cristaux dopés par des ions terre rare sont élargies sous des conditions d'irradiation intense, même en l'absence de saturation de la radiation. C'est l'effet de “diffusion spectrale instantanée” qui résulte d'un déplacement des niveaux d'énergie sous l'effet de l'excitation lumineuse. En effet, l'écart des niveaux d'énergie de chaque ion dépend de l'interaction de l'ion avec son environnement. Les niveaux d'énergie sont déplacés lorsque les ions faisant partie de cet environnement subissent un changement d'état sous l'effet de l'excitation lumineuse. Nous n'avons pas observé un quelconque élargissement de la raie (voir figure (a), (b), (c)) malgré le grand nombre d'ions excités. Nous avons aussi vérifié que la forme de la raie ne varie pas en fonction de l'intervalle spectral gravé. Il faut noter que nos conditions expérimentales diffèrent de celles des références [4]-[6]. Dans notre cas, l'excitation étant continuellement rafraîchie, un état stationnaire est atteint où chaque ion interagit avec un nombre constant d'autres ions excités. L'excitation n'est pas constamment portée par les mêmes ions mais on peut penser qu'un effet de moyenne maintient l'interaction avec l'environnement à un niveau à peu près constant. Quelques phases d'excitation sont suffisantes pour atteindre cet état. Dans un tel état stationnaire, aucune “diffusion spectrale instantanée” ne devrait être observée. Cependant, cela est valide tant que l'état supérieur de courte durée de vie

reste presque vide, tous les ions se trouvant dans l'état fondamental ou dans l'état métastable.

L'immersion dans l'hélium liquide n'est pas une nécessité pour améliorer l'échange de chaleur. Le YAG étant un bon conducteur thermique, il pourrait être suffisant de réduire la taille du cristal et de l'attacher fermement à un doigt froid qui possède une bonne conductivité.

Bibliographie

- [1] J. H. Van Vleck, *J. Chem. Phys* **41**, 67- (1937).
- [2] T. T. Basiev, V. A. Malyshev et A. K. Przhevuskii, “Spectral Migration of Excitations in Rare-Earth Activated Glasses”, in *Spectroscopy of solids containing rare earth ions*, A. A. Kaplyanskii et R. M. Macfarlane (eds.), Elsevier Science Publishers, Amsterdam (1987).
- [3] V. A. French, R. R. Petrin, R. C. Powell et M. Kokta, “Energy-transfer processes in $Y_3Al_5O_{12} : Tm, Ho$ ”, *Phys Rev. B* **46**, 8018-8026 (1992).
- [4] J. Huang, J. M. Zhang, A. Lezama et T. W. Mossberg, “Excess Dephasing in Photon-Echo Experiments Arising from Excitation-Induced Electronic Level Shifts”, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 78-81 (1989).
- [5] G. K. Liu et R. L. Cone, “Laser-induced instantaneous spectral diffusion in Tb^{3+} compounds as observed in photon-echo experiments”, *Phys. Rev. B* **41**, 6193-6200 (1990).
- [6] J. Huang, J. M. Zhang et T. W. Mossberg, “Excitation-induced frequency shifts and frequency-dependent dephasing in $Eu^{3+}:Y_2O_3$ ”, *Optics. Comm.* **75**, 29-32 (1990).

CONCLUSION

Ce travail avait pour but de démontrer expérimentalement l'analyse spectrale instantanée, très large bande, de signaux radio fréquence. Le principe repose sur la propriété de sélectivité spectrale des cristaux dopés par des ions terre rare. Le montage réalise la séparation angulaire des différentes composantes spectrales du signal, préalablement transposé sur une porteuse optique. Les objectifs fixés par le contrat passé avec l'Agence Spatiale Européenne ont été atteints comme le montre le tableau suivant :

	Limitation fondamentale	Limitation pratique	Performance démontrée
Bande passante	Bande passante du cristal	Amplitude des glissements de fréquence	3,3 GHz
Résolution	Résolution du cristal		500 kHz
Nombre de canaux	Nombre de canaux angulaires des déflecteurs acousto-optiques		102
Dynamique		Détection	35 dB
Zoom			Oui
Probabilité d'interception	100%	Deux lasers sont nécessaires pour 100%	50%
Puissance laser			<10 mW

D'autres architectures d'analyse spectrale de signaux radio fréquence, inspirées par ce premier succès, sont étudiées dans différents laboratoires.

Dans notre approche, la fonction d'analyse est enregistrée dans le matériau sélectif en fréquence sous la forme d'un ensemble de réseaux de diffraction. Le signal RF à analyser n'est jamais enregistré dans le matériau. Les équipes de R. Babbitt à l'université du Montana (Bozeman) et de K. Wagner à l'université du Colorado (Boulder) proposent une approche opposée [1]. Ils enregistrent le signal à analyser dans

le matériau sélectif en fréquence, ce qui se traduit par une modification du spectre d'absorption du cristal. Ils interrogent ensuite ce profil d'absorption à l'aide d'un laser monochromatique à glissement de fréquence. La vitesse de balayage est telle que l'ensemble du spectre puisse être sondé pendant la durée de vie T_1 de stockage du signal. Ainsi, pour analyser un intervalle $\Delta\nu = 10$ GHz, a-t-on besoin d'un taux de glissement $r = \Delta\nu / T_1 > 10^{12} \text{ Hz.s}^{-1}$ dans des matériaux tels que $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$ et $\text{Er}^{3+}:\text{YSO}$, où $T_1 \approx 10$ ms. La résolution spectrale atteinte est alors de l'ordre de $\sqrt{r} \approx 1$ MHz. A la différence d'un analyseur spectral électronique à balayage, qui saisit séquentiellement les différents canaux spectraux, cette architecture permet d'accumuler en continu les signaux sur toute la bande passante, ce qui conduit à une probabilité d'interception de 100%. Une première démonstration expérimentale a été réalisée dans un cristal de $\text{Tm}^{3+}:\text{YAG}$, avec une bande passante de 30 MHz et une résolution meilleure que 1 MHz. L'intensité transmise est elle-même un signal dépendant du temps dont le spectre s'étend sur un intervalle de l'ordre de \sqrt{r} , compatible avec une détection de faible bande passante et de grande dynamique. De plus, en détectant l'intensité transmise sur un détecteur ponctuel, on évite la complexité optique de l'analyse angulaire. Cependant, il faut extraire le signal pertinent du fond continu important produit par le faisceau sonde. En effet, pour éviter l'élargissement par saturation des raies spectrales enregistrées, il est nécessaire de limiter à environ 1% la profondeur de gravure par "hole burning". Cela revient à dire que le signal pertinent ne représente que 1% au plus de l'intensité transmise ou encore que la dynamique disponible sur le détecteur est réduite de 20 dB au moins. D'autre part, l'accumulation du signal étant indispensable pour produire une efficacité de diffraction significative, cette architecture semble seulement adaptée à des signaux d'une durée de plusieurs dizaines de millisecondes. Au contraire, dans nos expériences, nous avons analysé des signaux d'une durée typique de 10 μs ou moins. La capacité à analyser des signaux de courte durée, qui n'est sans doute pas essentielle dans les applications astrophysiques, prend toute son importance dans les applications RADAR évoquées au chapitre 1. On notera enfin que, la résolution du dispositif proposé par Babbitt et Wagner étant de l'ordre de \sqrt{r} , comme dans n'importe quel analyseur spectral à balayage, le nombre de

canaux spectraux ne peut dépasser $\Delta\nu/\sqrt{r} = \Delta\nu/\sqrt{\Delta\nu/T_1} = \sqrt{\Delta\nu \times T_1}$. Notre dispositif ne souffre pas de cette limitation fondamentale.

L'architecture qui fait l'objet de cette thèse effectue la projection du spectre de fréquence, le long d'une coordonnée spatiale. Parallèlement à cette architecture à projection spatiale, nous développons aussi, au laboratoire Aimé Cotton, un système d'analyse à projection temporelle. Dans ce dispositif, la fonction d'analyse est encore une fois enregistrée dans le cristal sélectif en fréquence. On enregistre dans le cristal le filtre dispersif requis par l'algorithme à glissement de fréquence, décrit par la relation mathématique (2.9) du chapitre 2. On effectue ainsi la transformée de Fourier temps/fréquence du signal RF. Le profil temporel, détecté sur une photodiode, reproduit le spectre de puissance du signal RF. En convertissant la coordonnée spectrale en coordonnée temporelle le spectre du signal RF, cette approche présente quelque similitude avec l'architecture proposée par R. Babbitt et K. Wagner. Cependant, alors que cette dernière effectue une analyse incohérente, le processeur à transformée de Fourier analyse le spectre de façon cohérente. Le nombre de canaux est alors en principe limité seulement par la capacité ultime $\Delta\nu \cdot T_2$ du matériau utilisé. La première démonstration expérimentale, réalisée à la longueur d'onde Télécom de 1,5 μm dans un cristal de $\text{Er}^{3+} : \text{YSO}$, a permis de résoudre 500 canaux sur une bande passante de 20 MHz [2], [3].

Quelles que soient les architectures envisagées, de nombreuses améliorations sont encore nécessaires. En ce qui concerne le système décrit dans cette thèse, il faut en particulier augmenter la probabilité d'interception, intégrer le dispositif dans un volume acceptable, accroître le nombre de canaux spectraux, agrandir la bande passante et réduire la tension de commande de balayage du laser.

L'utilisation d'un seul laser pour graver les réseaux de diffraction et pour fournir la porteuse optique du signal RF, limite la probabilité d'interception à 50%, l'analyse étant effectuée la moitié du temps. Pour atteindre une probabilité d'interception de 100%, il faut disposer de deux lasers, l'un pour réaliser les cycles de gravures, et l'autre, de fréquence fixe, pour transporter le signal RF vers le cristal. L'écart de fréquence des deux sources doit être maintenu avec une stabilité meilleure que la résolution spectrale recherchée.

L'échelle du montage actuel est fixée par la distance frontale de la dernière lentille placée à l'entrée du cryostat. Les distances focales et les diamètres de toutes les optiques sont rapportés à cette quantité. Or, l'épaisseur du cristal actif est environ cent fois plus faible. En intégrant l'ensemble du montage optique dans la même enceinte que l'échantillon, on gagnerait un facteur d'échelle considérable. Pour amener le cristal à la température requise, il suffirait de le placer sur un doigt froid tout en faisant le vide dans l'enceinte. Des laboratoires tel que le LERMA (Laboratoire d'Etude du Rayonnement et de la Matière en Astrophysique) maîtrisent bien ce type de technologie.

Le démonstrateur actuel possède une capacité d'une centaine de canaux spectraux. Nous envisageons deux solutions pour gagner un ordre de grandeur. La première, dont l'étude préliminaire est décrite dans l'annexe 3, consiste à réaliser une architecture à deux dimensions. Dans ce cas, le spectre du signal radio fréquence à analyser est projeté sur N_y lignes horizontales, chacune composée de N_x canaux angulaires. Une architecture possible pour atteindre mille canaux serait 5 lignes de 200 canaux. Cependant, ce fonctionnement à deux dimensions est plus exigeant du point de vue de la pureté spectrale des glissements de fréquences effectués par le laser. Pour une résolution spectrale donnée, une architecture à deux dimensions avec N_y lignes exige une stabilité spectrale du laser N_y fois meilleure que pour une architecture à une dimension. Le développement d'une architecture 2D passe donc par l'amélioration de la stabilité et de la reproductibilité des glissements de fréquence du laser. La deuxième solution pour augmenter le nombre de canaux, consiste à utiliser des déflecteurs acousto-optiques de plus grande ouverture tout en gardant une architecture à une dimension. Il apparaît alors indispensable d'intégrer le montage pour éviter d'utiliser des lentilles de trop grand diamètre.

Le point dur de notre dispositif reste cependant la source laser. Aucune solution complètement satisfaisante n'est encore trouvée pour balayer le laser de façon à la fois rapide et reproductible sur l'intervalle de 10 GHz requis, et ce, malgré les efforts déployés par de nombreux laboratoires. Pour notre part, nous envisageons d'asservir le balayage du laser à l'aide d'un interféromètre à deux ondes et nous étudions un laser à guide d'onde qui permettrait de réduire la tension de commande de balayage.

Bibliographie

- [1] M. Colice, F. Schlottau, K. Wagner, K. Mohan, W. R. Babbitt, I. Lorgeré et J.-L. Le Gouët, “RF Spectrum Analysis in Spectral Hole Burning Media”, *Proc. of Optical Information Systems II*, 1-6 août 2004, Denver, USA, SPIE **5557** (2004).
- [2] L. Ménager, J.-L. Le Gouët et I. Lorgeré, “Time-to-frequency Fourier transformation with photon echoes”, *Opt. Lett.* **26**, 1397-1399 (2001).
- [3] V. Crozatier, V. Lavielle, F. Bretenaker, J.-L. Le Gouët et I. Lorgeré, “High-Resolution Radio Frequency Spectral Analysis With Photon Echo Chirp Transform in a Er :YSO Crystal”, *IEEE J. Quantum Electron.* **40**, 1450-1457 (2004).

*Si je range l'impossible Salut au magasin des accessoires,
que reste-t-il ? Tout un homme, fait de tous les hommes
et qui les vaut tous et que vaut n'importe qui.*

Les mots
Jean-Paul Sartre

