
Montage de démonstration de la lecture d'hologrammes par détection homodyne

Afin de valider expérimentalement le principe d'une mémoire holographique à lecture par détection homodyne présenté dans le chapitre 2, nous avons réalisé un montage d'écriture-lecture de démonstration destiné à fonctionner sur un nombre limité d'hologrammes (idéalement une dizaine). Ce chapitre décrit ainsi tout d'abord les choix de conception de ce montage, plus particulièrement en ce qui concerne le matériau d'enregistrement et la source lumineuse. Une présentation des procédures d'écriture et de lecture élaborées est ensuite effectuée, pour finalement aboutir aux résultats expérimentaux qu'elles ont permis d'obtenir. Nous exploiterons par la suite l'acquis sur ce montage afin de concevoir et tester dans le chapitre suivant un nouveau montage d'écriture-lecture plus proche d'un dispositif réaliste de mémoire holographique.

I. Matériau d'enregistrement

A. Choix du type de matériau

Comme nous l'avons mentionné au cours du chapitre 1, les matériaux privilégiés actuellement pour le stockage holographique de masse sont les photopolymères. Notre montage de démonstration visant à travailler sur un nombre limité d'hologrammes, l'utilisation d'un matériau à forte dynamique holographique n'est toutefois pas la priorité. C'est plutôt vers un matériau réinscriptible et ne présentant pas de rétreint optique que notre choix va se porter, ceci afin d'augmenter la souplesse de notre montage et de limiter sa complexité. Ainsi, les cristaux photoréfractifs sont de bons candidats, et nous avons choisi d'utiliser un cristal de titanate de baryum dopé au cobalt ($\text{BaTiO}_3:\text{Co}$), typiquement sensible sur une gamme en longueur d'onde de 480 à 800 nm [Pauliat 00]. Ce cristal est un parallélépipède de dimensions $5 \times 5 \times 2$ mm, dont chacune des faces a subi un traitement antireflet large bande pour les longueurs d'onde du visible. La configuration d'enregistrement

en contrepropageant est effectuée selon l'axe c du cristal, c'est à dire sur une épaisseur de 2 mm, car c'est avec cette configuration que l'effet electro-optique du cristal est maximisé. Il est à noter que par rapport au niobate de lithium, cristal photoréfractif le plus souvent utilisé pour le stockage holographique de données, le titanate de baryum présente l'intérêt de ne posséder aucun effet photovoltaïque, ce qui garantit que l'indice moyen ne va pas varier pendant un enregistrement holographique. Dans notre montage, la figure d'interférence dans le cristal sera obtenue entre un faisceau incident et sa réflexion contrepropageante sur un miroir placé juste derrière le cristal.

Le caractère réinscriptible du cristal photoréfractif est sans aucun doute avantageux car il permet d'effectuer un nombre illimité de cycles d'enregistrement-lecture. Il en découle toutefois l'inconvénient que les hologrammes inscrits ne sont pas permanents et effacés par les sources de lumière environnant le cristal, l'effacement étant d'autant plus rapide que ces sources sont intenses. Ceci implique que le faisceau utilisé pendant la phase de lecture doit avoir une intensité suffisamment faible pour que l'effacement provoqué soit limité, et que le cristal doit être placé dans la mesure du possible derrière un cache le protégeant des autres sources lumineuses. Les effets de la lumière ambiante restent toutefois négligeables.

B. Performances du cristal

Pour mieux cerner les caractéristiques requises par la configuration d'enregistrement-lecture de notre montage, il est dans un premier temps nécessaire de quantifier les efficacités de diffraction accessibles par le cristal. Nous recherchons ici juste un ordre de grandeur qui peut être déterminé facilement par le biais d'une expérience de mélange à deux ondes, présentée figure 3.1.

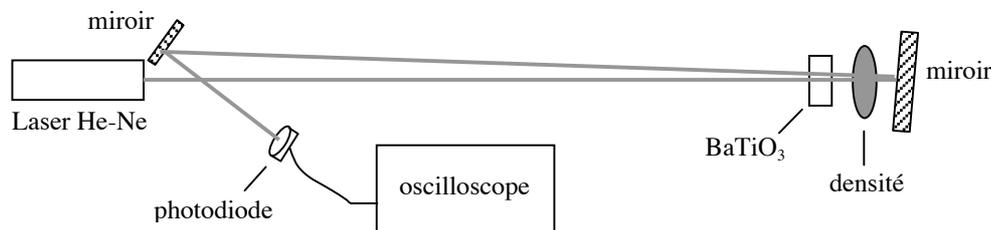


figure 3.1 : Montage de mesure de gain photoréfractif par mélange à deux ondes

La mesure consiste à déterminer le gain photoréfractif Γ du cristal en géométrie contre-propageante, donné par la relation suivante [Pauliat 00] :

$$\Gamma = \frac{4\pi\delta n_{\max}}{\lambda} \sin \varphi \quad (3.1)$$

où φ est le déphasage entre la figure d'interférence et le réseau d'indice créé, δn_{\max} est l'amplitude du réseau qui serait produit avec un taux de modulation de cette figure $m = 1$. Ce gain est mesuré en mélangeant dans le cristal deux ondes dont les intensités relatives sont très différentes. Dans notre cas, la première onde, appelée pompe, est celle issue d'un laser Helium-Néon à 633 nm de puissance proche de 1 mW. La deuxième onde, appelée sonde, consiste en la réflexion de la pompe atténuée par un double passage dans une densité optique. L'intensité de la sonde est ainsi 100 fois plus faible que celle de la pompe. Lors du mélange à deux ondes, les faisceaux enregistrent un réseau et se diffractent simultanément sur celui-ci, l'accord de Bragg est donc systématiquement vérifié. Les équations couplées (2.13) et (2.14) peuvent ainsi être écrites en terme de couplage d'énergie :

$$\frac{\partial I_+}{\partial z} = -\Gamma \frac{I_+ I_-}{I_+ + I_-} - \alpha I_+ \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial I_-}{\partial z} = -\Gamma \frac{I_+ I_-}{I_+ + I_-} + \alpha I_- \quad (3.3)$$

avec I_+ et I_- les intensités respectives des ondes références et signal. Dans notre expérience de mélange à deux ondes, nous avons $I_+ \gg I_-$, l'évolution de I_- devient alors indépendante de I_+ et, sachant que, selon nos conventions, l'onde signal se propage dans le sens négatif, l'équation (3.3) admet la solution triviale suivante :

$$I_-^s = I_-^i e^{(\Gamma - \alpha)l} \quad (3.4)$$

où I_-^i et I_-^s sont respectivement les intensités signal incidente et en sortie du cristal et l est l'épaisseur du cristal. Pour remonter au gain, il suffit donc de suivre l'évolution temporelle de I_-^s . Au tout début du mélange à deux ondes, le réseau d'indice est inexistant, ce qui revient à poser $\Gamma = 0$ dans (3.4). Une fois le réseau d'indice d'amplitude maximale construit dans le cristal, c'est à dire en régime stationnaire, l'intensité signal de sortie est bien donnée par (3.4). Le gain photoréfractif est alors donné par :

$$\Gamma = \frac{1}{l} \ln \left(\frac{I_-^s(\text{stat})}{I_-^s(\text{début})} \right) \quad (3.5)$$

Une acquisition typique sur oscilloscope de l'évolution de l'intensité signal de sortie est présentée figure 3.2. Le décrochement indiqué par la flèche correspond au moment où la réflexion sur le miroir est permise en enlevant un cache. Le signal est bruité mais suffisant pour obtenir un ordre de grandeur du gain photoréfractif. En appliquant la formule (3.5), on obtient alors $\Gamma = 26 \text{ m}^{-1}$. En l'absence de champ extérieur appliqué au cristal et en négligeant l'effet photovoltaïque, nous pouvons poser $\varphi = \pm\pi/2$ [Pauliat 00], ce qui implique $\delta n_{\text{max}} = 1,3 \cdot 10^{-6}$. L'efficacité de diffraction η d'un réseau présentant cette modulation est ainsi $\eta \approx 1,7 \cdot 10^{-4}$ en utilisant la relation (1.27) pour une incidence nulle. La proportion maximale d'intensité diffractée sera donc faible, et ceci va avoir des répercussions sur la mise en œuvre de notre montage de démonstration, en particulier au niveau du nombre N de réseaux multiplexés vu que l'efficacité de diffraction par réseau décroît en $1/N^2$ d'après la relation (1.35).

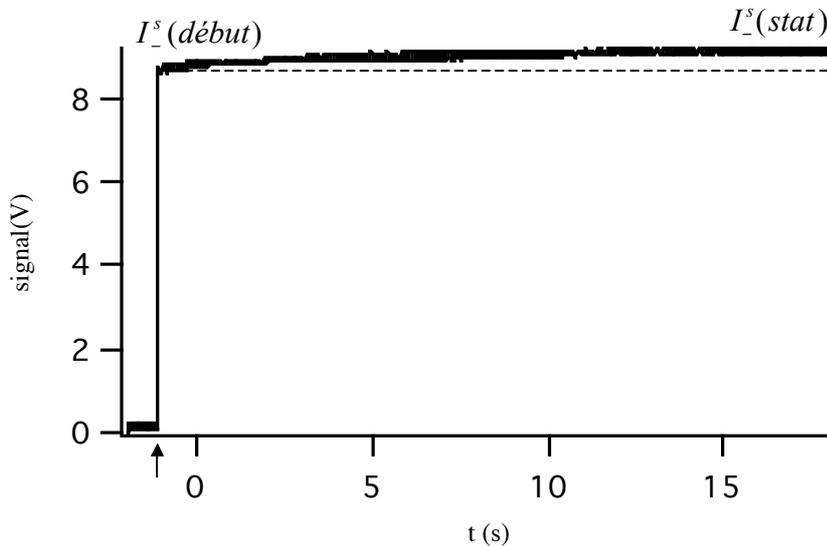


figure 3.2 : intensité signal de sortie (en V) en fonction du temps (s)

C. Configuration d'enregistrement-lecture du cristal

Une conséquence directe des faibles efficacités de diffraction du cristal concerne sa disposition dans le montage. La réflectivité résiduelle en intensité des traitements anti-reflet des faces du cristal est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3}$, ce qui est supérieur de plus d'un ordre de grandeur à l'efficacité de diffraction maximale prévisible de notre cristal. Lors de la lecture en détection homodyne d'un réseau de Bragg inscrit dans le cristal, les réflexions par les faces du cristal vont donc perturber la mesure si elles ont lieu dans la même direction que la réflexion de Bragg. Les faces du cristal perpendiculaires à l'axe c ne doivent donc pas être strictement parallèles au miroir permettant d'enregistrer le réseau (figure 3.3).

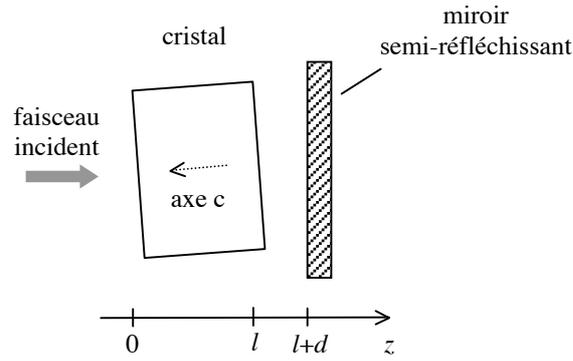


figure 3.3 : Configuration d'enregistrement-lecture du cristal

Dans le cas d'un parallélisme des faces du cristal avec le miroir, la perturbation provoquée par les réflexions est de la nature suivante. Il est possible d'assimiler l'ensemble cristal-miroir à un empilement de couches diélectriques mettant en jeu les réflectivités en amplitude suivantes : r_1 et r_2 sur les faces du cristal, $\eta^{1/2}$ sur le réseau d'indice à l'accord de Bragg, r sur le miroir. Si je considère uniquement un Fabry-Perot formé par le miroir et une interface de réflectivité en amplitude r' , la réflectivité en intensité R_{FP} du Fabry-Perot est donnée par [Born (1)] :

$$R_{FP} = \frac{r^2 + r'^2 + 2rr' \cos(2\beta)}{1 + r^2 r'^2 + 2rr' \cos(2\beta)} \quad (3.6)$$

où β est le déphasage induit par le chemin optique entre les deux interfaces et r' peut être l'une des réflectivités r_1 , r_2 ou $\eta^{1/2}$. Le terme en $\cos(2\beta)$ modulé par la longueur d'onde a donc une amplitude au moins dix fois plus forte dans le cas des faces du cristal que dans le cas du réseau de Bragg. La contribution due au réseau de Bragg étant la seule nous intéressant pour la lecture en détection homodyne, il est donc impératif de s'affranchir des autres contributions, dans le cas présent en inclinant légèrement le cristal, quelques degrés suffisant en pratique.

Mise en lumière sur le montage de démonstration présenté dans ce chapitre, la gêne pouvant être occasionnée sur le signal détecté par des réflexions parasites est un phénomène qu'il faudra également prendre en compte dans la perspective d'une mémoire microfibrée. En effet, en considérant une variation d'indice maximale de $2 \cdot 10^{-3}$ inductible dans un milieu holographique d'épaisseur 1 mm et la présence de 1000 réseaux centrés sur la longueur d'onde 500 nm, cela conduit en vertu de la relation (2.24) à une efficacité de diffraction par réseau de $1,6 \cdot 10^{-4}$ similaire à celle mesurée précédemment pour le cristal.

II. Choix de la source

A. Approches potentielles de sources multi-longueurs d'onde

Afin d'élaborer notre montage de démonstration destiné à inscrire et lire par une détection homodyne des réseaux multiplexés en longueur d'onde, il est nécessaire de posséder une source capable d'émettre un faisceau cohérent à plusieurs longueurs d'onde. Dans la perspective plus ambitieuse du développement d'une mémoire microfibrée, il est nécessaire de s'interroger sur les types de sources qui pourraient être utilisées pour l'inscription et la lecture. Le spectre le plus adapté émis par une telle source, tout du moins pour l'étape d'écriture, consisterait en un peigne de longueurs d'onde où chacune d'elle peut être émise ou éteinte indépendamment des autres, ceci permettant d'avoir une utilisation simultanée des longueurs d'onde aussi bien à l'écriture qu'à la lecture.

Le domaine des télécommunications optiques est confronté à la même problématique, puisqu'il vise à utiliser des sources émettant des peignes de longueurs d'onde de plus en plus fournis afin de multiplexer toujours plus de longueurs d'onde dans les fibres optiques et d'augmenter leur débit en conséquence. De nouvelles stratégies y sont actuellement à l'étude pour obtenir de tels peignes spectraux contenant plusieurs centaines de composantes [Takara 00, Veselka 98, Sanjoh 97, Saitoh 95, Fujiwara 03]. Les méthodes proposées utilisent toutes des dispositifs de modulation alimentés par des signaux électriques à très hautes fréquences, d'au minimum 10 GHz. La séparation spectrale $\Delta\nu$ résultante sur les longueurs d'onde du peigne est alors d'au maximum 10 fois cette fréquence de modulation, soit typiquement $\Delta\nu = 100$ GHz. Dans notre configuration de mémoire microfibrée, l'espacement $\Delta\nu$ nécessaire, issu de la sélectivité de Bragg (1.31), est du même ordre de grandeur si l'on considère un milieu d'indice 1,5 et d'épaisseur 1 mm. Toutes les méthodes précédentes conduisent toutefois à un peigne de longueurs d'onde où la présence de chaque composante n'est pas commandable indépendamment. Pour y parvenir, un dispositif supplémentaire contenant autant de modulateurs que de longueurs d'onde du peigne doit donc aussi être impliqué. Une telle architecture, couplée avec l'utilisation de signaux électriques de très hautes fréquences, semble au final pour le moment peu adaptée dans la perspective d'une source commerciale compacte pour mémoire holographique.

Un autre type de source est capable de générer un peigne de longueurs d'onde : il s'agit des barrettes de diodes laser placées dans une cavité étendue de type Littman [Daneu 00,

Salet 05]. Ces barrettes sont actuellement disponibles dans l'infrarouge et le rouge, et un pas en terme de coût reste à franchir pour obtenir des barrettes émettant dans le bleu pour le stockage holographique, et ce d'autant plus si plusieurs centaines de longueurs d'onde différentes doivent être mises en jeu.

Une dernière approche pour obtenir un peigne de longueurs d'onde peut consister en un filtrage spectral d'une source de spectre large, celle-ci devant néanmoins être cohérente spatialement pour notre application. La dispersion de ce spectre et son imagerie sur un filtre adapté, comme par exemple un modulateur spatial de lumière (SLM) linéaire, permettrait de générer après passage dans ce filtre le peigne spectral recherché. Ce spectre pourrait être reconfiguré en fonction des pixels du SLM rendus "transparents" ou "opaques". La longueur de cohérence des différentes longueurs d'onde serait ainsi définie par la taille des pixels. A condition de trouver une source de spectre large adaptée, une telle approche peut s'avérer relativement simple à mettre en place dans la perspective d'un montage de laboratoire. Pour ce qui concerne la source, une largeur spectrale typique dans le visible de 100 nm serait nécessaire pour obtenir 1000 longueurs d'onde différentes avec un espacement d'au moins la sélectivité de Bragg imposé par un matériau d'épaisseur millimétrique. Les fibres microstructurées air-silice peuvent permettre la génération de supercontinuum de lumière blanche excédant donc de telles largeurs spectrales [Champert 04], mais les puissances totales de quelques mW atteintes actuellement ne sont pas suffisantes pour obtenir par longueur d'onde filtrée une puissance compatible avec des débits de lecture élevés.

B. Utilisation d'une diode superluminescente filtrée spectralement

Notre montage de démonstration n'ayant pas une finalité applicative, nous avons choisi d'utiliser l'approche du filtrage spectral d'une source de spectre large. Dans ce contexte, seul un nombre limité de longueurs d'onde nous est nécessaire, et l'utilisation d'une source de largeur spectrale importante n'est donc pas utile. Notre choix s'est ainsi porté vers une diode superluminescente (SLD) fibrée de la société SuperlumDiodes Ltd., émettant environ 1 mW sur une largeur à mi-hauteur typique de 7 nm autour de 680 nm (modèle SLD-26-HP). Les SLD s'apparentent en fait à des diodes laser présentant un faible couplage de sortie et donc un seuil d'émission laser important. Elles sont ainsi cohérentes spatialement et fonctionnent en régime d'injection suffisamment fort pour que l'émission stimulée soit bien plus importante que l'émission spontanée, tout en restant en dessous du seuil laser. Un spectre typique de cette SLD est présenté figure 3.4.

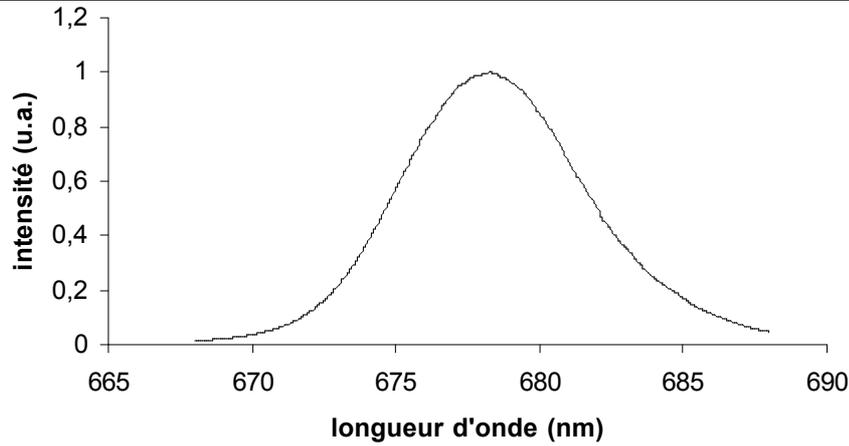


figure 3.4 : spectre de la diode superluminescente

Pour obtenir une cohérence temporelle suffisante pour enregistrer des hologrammes dans le cristal de BaTiO_3 choisi, un filtrage spectral du faisceau est effectué dans le plan de Fourier d'un montage $4f$ situé entre deux réseaux de diffraction (figure 3.5). L'orientation des réseaux est telle que la longueur d'onde d'intensité maximale de la SLD, à savoir 678 nm, est approximativement diffractée selon l'axe optique du montage $4f$. Dans le plan de Fourier, le spectre de la diode est imagé selon une ligne de focalisation. Une fente de largeur ajustable dont la position peut être variée le long de cette ligne permet donc de filtrer une portion du spectre. Selon la position et la largeur de la fente, la longueur d'onde moyenne et la largeur spectrale transmises peuvent être ajustées. Il est ainsi possible d'enregistrer successivement des réseaux de Bragg à différentes longueurs d'onde, et une photographie du montage réalisé est présentée figure 3.6. Dans une configuration plus évoluée évoquée précédemment, la fente pourrait être remplacée par un modulateur spatial de lumière en ligne afin d'obtenir un peigne de longueurs d'onde reconfigurable selon le motif de pixels.

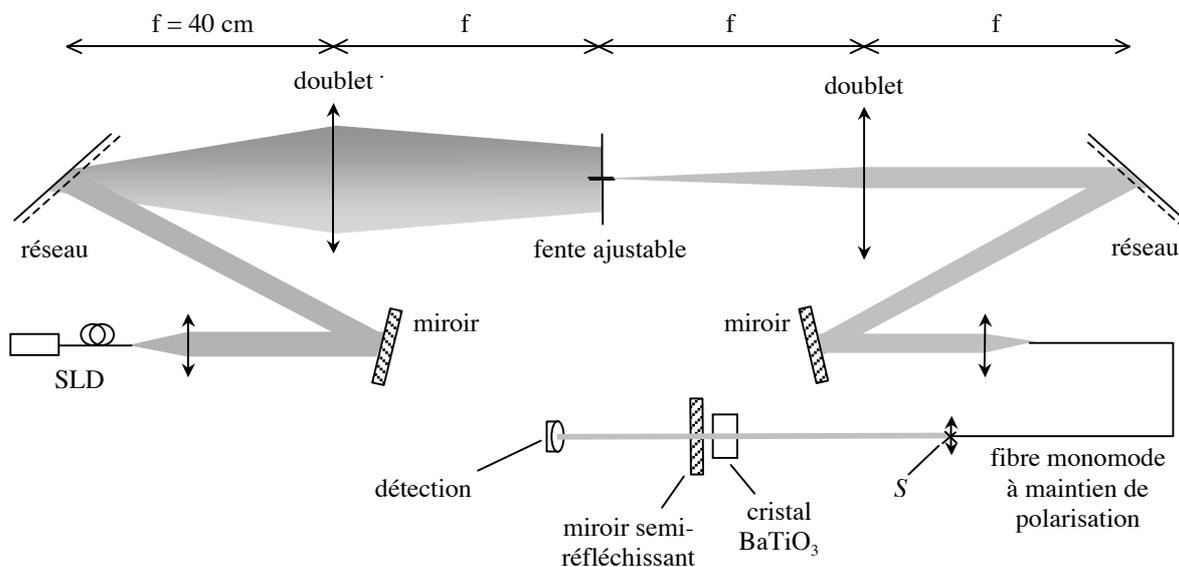


figure 3.5 : Architecture du montage d'écriture-lecture

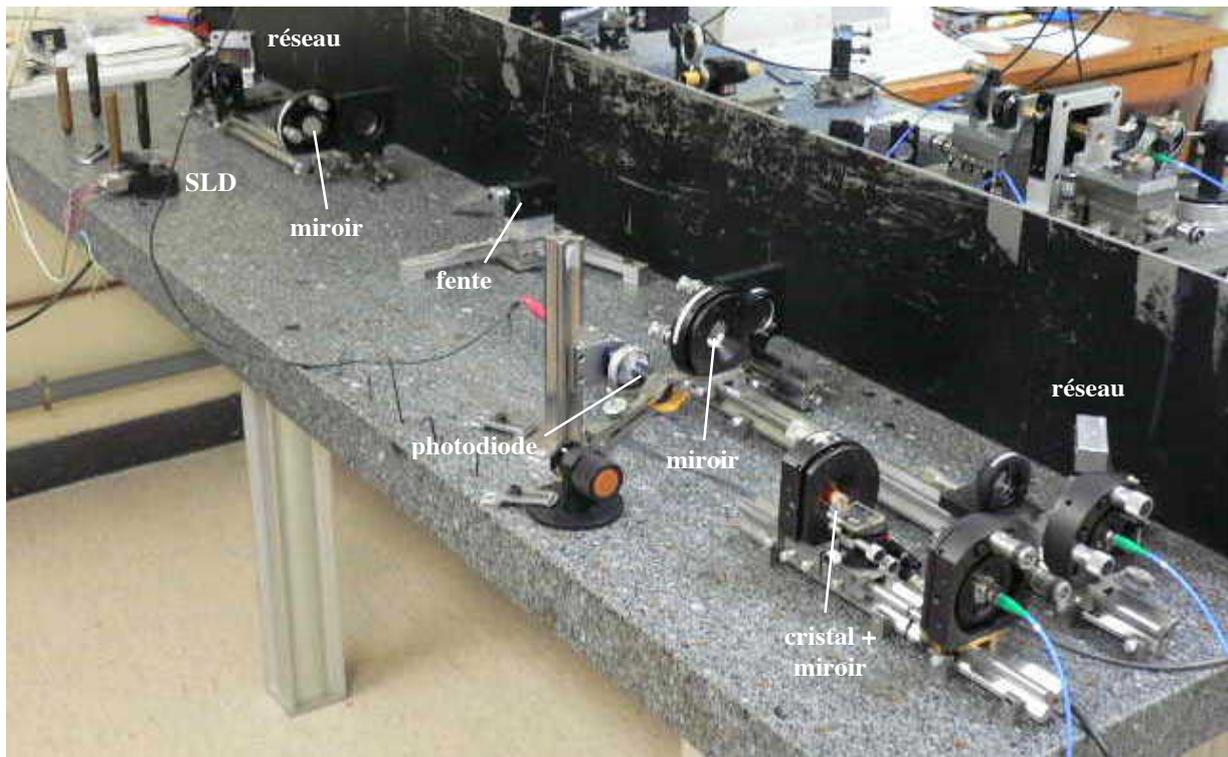


figure 3.6 : Photographie du montage d'écriture-lecture

Le faisceau filtré spectralement est acheminé vers le cristal par une fibre monomode à maintien de polarisation qui est collimatée à sa sortie. Outre la souplesse qu'elle confère à la géométrie du montage, cette fibre permet au faisceau incident sur le cristal de conserver même incidence et même profil spatial quel que soit la longueur d'onde filtrée. Un alignement imparfait du montage $4f$ pour l'ensemble des longueurs d'onde du spectre ne peut donc se traduire que par une intensité plus ou moins bien couplée dans la fibre selon la longueur d'onde, et les variations d'intensités résultantes en sortie de fibre ne sont pas gênantes puisque la puissance émise par la SLD n'est à la base pas constante en fonction de la longueur d'onde (cf figure 3.4). La collimation en sortie de fibre produit un faisceau de diamètre légèrement inférieur à 1 mm qui revient à une configuration en ondes planes pour l'enregistrement et la lecture, très simple à mettre en œuvre. Ceci est adéquat pour un premier montage de démonstration comme c'est ici le cas, mais une complexification avec un faisceau focalisé sur une zone micrométrique sera la prochaine étape à étudier pour se placer dans une configuration de stockage plus réaliste, ce qui sera l'objet du chapitre suivant.

Dans le cas présent, il est nécessaire que le filtrage spectral de la SLD permette d'obtenir un faisceau incident sur le cristal de longueur de cohérence proche du double de cette épaisseur, avec le miroir semi-réfléchissant placé le plus près possible du cristal. La longueur de cohérence impose donc une certaine largeur à la fente de filtrage. Celle-ci peut

être estimée dans le cadre de la théorie de l'interférence en lumière partiellement cohérente [Born (2)]. La figure 3.7 présente une configuration d'interférence en lumière partiellement cohérente de type trous d'Young.

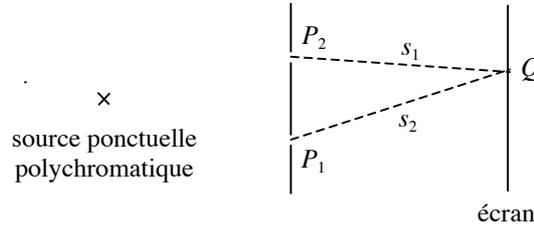


figure 3.7 : expérience d'interférence avec une source polychromatique

L'intensité en Q résultant de l'interférence des rayons issus des trous P_1 et P_2 est donnée par :

$$I(Q) = I^{(1)}(Q) + I^{(2)}(Q) + 2\sqrt{I^{(1)}(Q)}\sqrt{I^{(2)}(Q)}\gamma_{12}^r\left(\frac{s_2 - s_1}{c}\right) \quad (3.7)$$

où $I^{(i)}(Q)$ est l'intensité en Q si seul le trou P_i existe, s_i la distance P_iQ , c la vitesse de la lumière dans le vide, et $\gamma_{12}^r(\tau)$ la partie réelle du degré de cohérence complexe de notre source. Dans la configuration de notre montage d'écriture-lecture (figure 3.5), P_1 et P_2 sont confondus à la sortie S de la fibre dirigée vers le cristal. C'est ce point S que nous considérons par la suite comme notre source. L'interférence a lieu entre le faisceau issu de S incident sur le cristal et sa réflexion sur le miroir semi-réfléchissant. Seule une valeur approchée de la longueur de cohérence permise selon la largeur de la fente est recherchée, la géométrie cristal-miroir de la figure 3.3 peut donc être simplifiée en négligeant l'inclinaison du cristal et la distance cristal-miroir d par rapport à l'épaisseur du cristal l . La formule (3.7) devient ainsi :

$$I(z) = I_0(1 + R) + 2\sqrt{R}I_0\gamma_{11}^r\left(\frac{2nz}{c}\right) \quad (3.8)$$

avec I_0 l'intensité incidente de la source, R le coefficient de réflexion en intensité sur le miroir semi-réfléchissant, n l'indice du cristal et $\gamma_{11}^r(\tau)$ donné par [Born (2)]:

$$\gamma_{11}^r(\tau) = \frac{2}{I_0} \int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu) e^{-2i\pi\nu\tau} d\nu \quad (3.9)$$

où $S(\nu)$ est la densité spectrale de la source, définie par :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S(\nu) d\nu = 2 \int_0^{\infty} S(\nu) d\nu = \frac{I_0}{2} \quad (3.10)$$

En supposant que la fente fournit à la source un profil spectral de type créneau (figure 3.8), la formule (3.8) devient :

$$I(z) = I_0(1 + R) + 2I_0 \sqrt{R} \operatorname{sinc}\left(\frac{2\pi n \Delta \nu}{c} z\right) \cos\left(\frac{4\pi n}{\lambda_0} z\right) \quad (3.11)$$

où $\Delta \nu$ et $\lambda_0 = c/\nu_0$ sont respectivement la largeur spectrale et la longueur d'onde moyenne transmises par la fente.

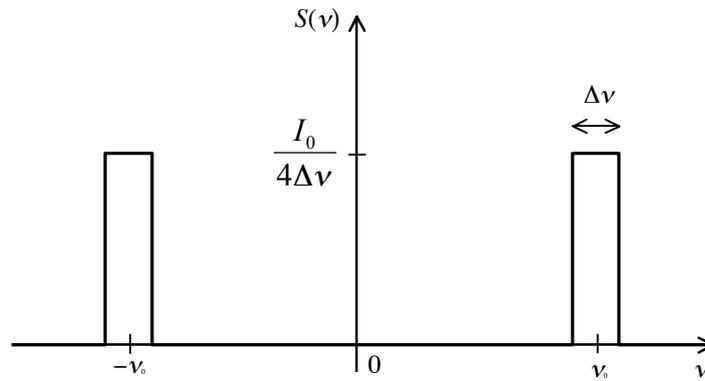


figure 3.8 : profil spectral supposé de la source

Comme le montre la formule (3.11), les franges d'interférence sont modulées par un facteur sinus cardinal, et nous choisissons de définir la longueur de cohérence l_c comme :

$$l_c = \frac{2c}{n\pi\Delta\nu} = \frac{2\lambda_0^2}{n\pi\Delta\lambda} \quad (3.12)$$

Elle est ainsi égale au double de la coordonnée z pour laquelle l'amplitude des franges est environ divisée par deux. Pour obtenir $l_c = 4$ mm (un aller-retour dans le cristal) avec $\lambda_0 = 680$ nm et en prenant comme indice du cristal $n = 2,42$ [Pauliat 00], il est donc nécessaire de filtrer avec la fente une plage $\Delta\lambda = 30$ pm. Le montage 4f de la figure 3.5 est constitué de deux réseaux Jobin-Yvon 1800 traits/mm blazés à 630 nm, couplés avec deux doublets de focale $f = 40$ cm. La figure 3.9 présente la longueur d'onde dispersée dans le plan de Fourier en fonction de sa position x sur l'axe de focalisation. Cette longueur d'onde est calculée avec les relations de dispersion du réseau en considérant que la longueur d'onde centrale de la SLD, 678 nm, se propage en étant centrée sur l'axe optique du montage.

L'origine de l'axe des abscisses de la figure correspond à l'intersection de l'axe optique avec le plan de Fourier.

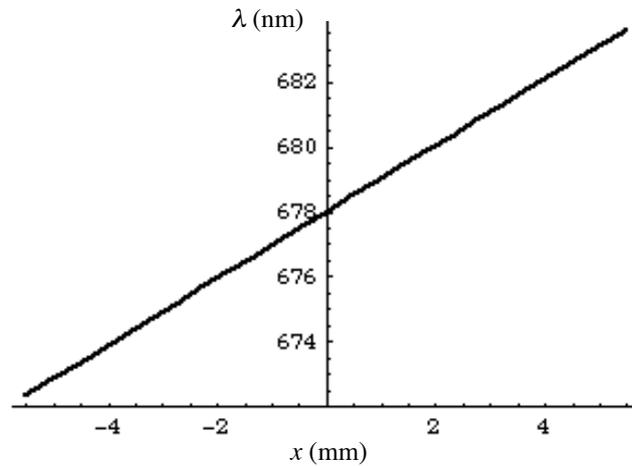


figure 3.9 : longueur d'onde focalisée selon la position sur la ligne image

Les longueurs d'onde de la largeur à mi-hauteur du spectre de la SLD se répartissent donc de manière linéaire sur l'axe de focalisation, 1 mm correspondant à une largeur spectrale de 1,03 nm. La largeur de fente requise pour obtenir $\Delta\lambda = 30$ pm est donc de l'ordre de 30 μm . Cette largeur est tout à fait compatible avec les tailles de pixel des modulateurs spatiaux de lumière disponibles commercialement dans la perspective d'un remplacement ultérieur de la fente afin d'enregistrer en simultanément plusieurs hologrammes.

L'ordre de grandeur de la largeur de fente déterminé précédemment suppose que la fente transmet un profil spectral en créneau. En pratique la ligne de focalisation imagée dans le plan de Fourier a une épaisseur due à la diffraction. Chaque longueur d'onde occupe ainsi typiquement une tache d'Airy de diamètre usuel D tel que :

$$D = 1,22 \frac{\lambda_0 f}{r} \quad (3.13)$$

où $f = 40$ cm est la distance focale des doublets du montage $4f$ et $r = 1$ cm le rayon du faisceau incident sur le premier réseau, ce qui donne $D = 33$ μm . Les taches de diffraction ont ainsi à peu près le même diamètre que la largeur de fente visée, et le profil spectral transmis par la fente a donc en pratique des transitions bien moins abruptes qu'un créneau, ce qui est susceptible de modifier la longueur de cohérence. Pour illustrer ce type de situation, le calcul de (3.8) est repris pour la densité spectrale gaussienne suivante :

$$S(\nu) \propto e^{-\left(\frac{\nu-\nu_0}{\Delta\nu/2}\right)^2} + e^{-\left(\frac{\nu+\nu_0}{\Delta\nu/2}\right)^2} \quad (3.14)$$

La longueur de cohérence définie par (3.12) correspond dans ce cas au double de la coordonnée z pour laquelle l'amplitude des franges est multipliée par e^{-1} , ce qui reste donc une définition convenable. L'influence du profil exact de la densité spectrale sur la longueur de cohérence permise ne semble donc pas prépondérante. Nous pouvons ainsi supposer que la relation (3.12) donne un bon ordre de grandeur de la longueur de cohérence, et ceci sera d'ailleurs confirmé par la suite par des mesures expérimentales. Nous allons à présent détailler les procédures d'enregistrement et de lecture proprement dites relatives à la figure 3.5.

III. Procédures d'enregistrement et de lecture

A. Utilisation d'une détection synchrone

Nous avons vu précédemment que les très faibles efficacités de diffraction du cristal utilisé ont conduit à une configuration d'enregistrement-lecture légèrement inclinée (figure 3.3) où les réflexions sur les faces du cristal ne perturbent pas la réponse du résonateur Fabry-Perot formé par le miroir 50% et les réseaux de Bragg inscrits dans le cristal. Comme le montre la figure 3.5, nous avons choisi d'utiliser le signal transmis par ce résonateur, qui est rappelons-le complémentaire du signal réfléchi et donc tout aussi porteur d'information sur l'éventuelle présence d'un réseau dans le cristal à la longueur d'onde de lecture. Ce choix a essentiellement été dicté par le fait que l'architecture du montage est ainsi la plus simple. Le faisceau incident sur le cristal issu du filtrage spectral opéré par la fente possède une puissance très faible du fait de la faible largeur nécessaire à cette dernière pour atteindre une longueur de cohérence suffisante. 200 nW sont ainsi typiquement obtenus avant le cristal pour une puissance initiale d'1 mW émise par la SLD. Une modulation d'un tel signal avec une amplitude typique dérivée du gain Γ présenté précédemment se révèle difficile à détecter avec une simple photodiode du fait du fort bruit présent. Le gain du cristal avait en effet été mesuré avec une puissance au moins mille fois plus importante pour laquelle le bruit présent avait un impact limité sur la mesure.

Afin de s'affranchir un maximum du bruit de mesure, une détection synchrone est utilisée (modèle 5210 de la société EG&G Princeton Applied Research), et le miroir semi-

réfléchissant est quant à lui monté sur une cale piézo-électrique (modèle P-305.10 de la société Physik Instrumente) qui permet de l'osciller perpendiculairement à sa surface (figure 3.10). Le principe de la détection est alors le suivant. En oscillant sinusoïdalement le miroir à une fréquence f , le signal transmis par le résonateur Fabry-Perot est modulé périodiquement dans le temps. Dans le cas présent, où la réflectivité équivalente r_B des réseaux de Bragg est bien plus faible que celle du miroir r , la transmission en intensité T_{FP} du résonateur est approximée par :

$$T_{FP} = (1 - r^2) [1 - 2r_B r \cos(2\beta)] \quad (3.15)$$

où β est le déphasage intervenant dans la relation (3.6). 2β peut être mis sous la forme générale $a \cos(2\pi ft) + b$, avec $-\pi \leq b \leq \pi$, et T_{FP} se reformule ainsi en :

$$T_{FP} = (1 - r^2) [1 - 2r_B r [\cos b \cos(a \cos(2\pi ft)) - \sin b \sin(a \cos(2\pi ft))]] \quad (3.16)$$

Il comporte donc deux termes oscillant dans le temps, le premier avec la fréquence $2f$ et le second avec la fréquence f . En filtrant au choix le terme à f ou à $2f$ et en l'amplifiant, la détection synchrone permet au bout du compte d'éliminer la plupart du bruit et de détecter la présence des réseaux.

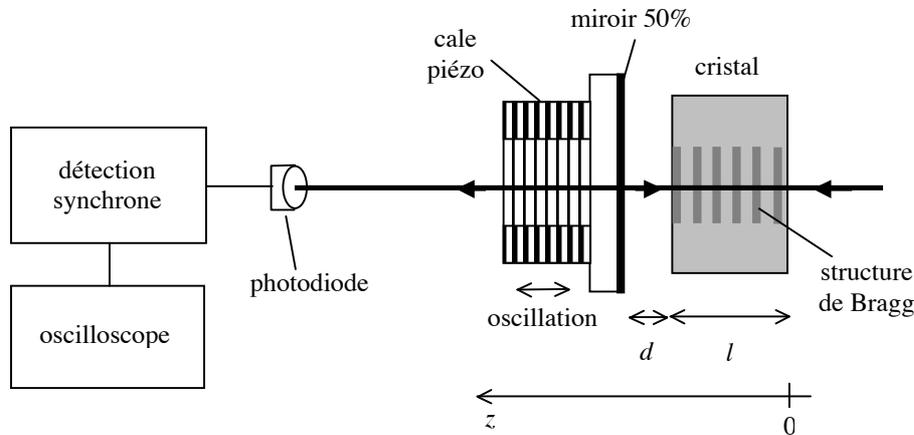


figure 3.10 : Configuration de détection du signal

B. Validation du filtrage spectral de la diode superluminescente

Nous avons précédemment estimé la largeur de fente nécessaire pour obtenir une longueur de cohérence d'environ deux fois l'épaisseur du cristal. Ceci peut être testé expérimentalement par la méthode suivante. Une lame réfléchissante remplace le cristal dans la configuration précédemment décrite, et le nouveau résonateur Fabry-Perot considéré est

ainsi composé du miroir 50% et de l'interface air-lame lui faisant face. La réflexion sur la deuxième face de la lame n'est pas considérée car celle-ci est suffisamment épaisse pour que cette seconde interface soit en dehors de la zone de cohérence permise par les largeurs de fente testées. La réponse en transmission du résonateur est ainsi détectée directement par une photodiode, et sa modulation du fait de l'oscillation sinusoïdale du miroir à une fréquence de 280 Hz est observée à l'oscilloscope. Le débattement du miroir est suffisant pour observer la modulation d'intensité maximale, c'est-à-dire qu'il est supérieur à la demi longueur d'onde de la source, soit 340 nm. L'observation de cette modulation d'intensité pour différentes positions de la lame, et en l'éloignant de plus en plus du miroir, permet de suivre l'évolution du contraste des franges d'interférence. Ceci est présenté figure 3.11, pour un éloignement minimal entre le miroir et la lame d'environ 0,5 mm qui sera typiquement la distance d de la figure 3.10. L'ouverture de la fente est de 35 μm et filtre donc environ 36 pm de largeur spectrale autour de 680 nm.

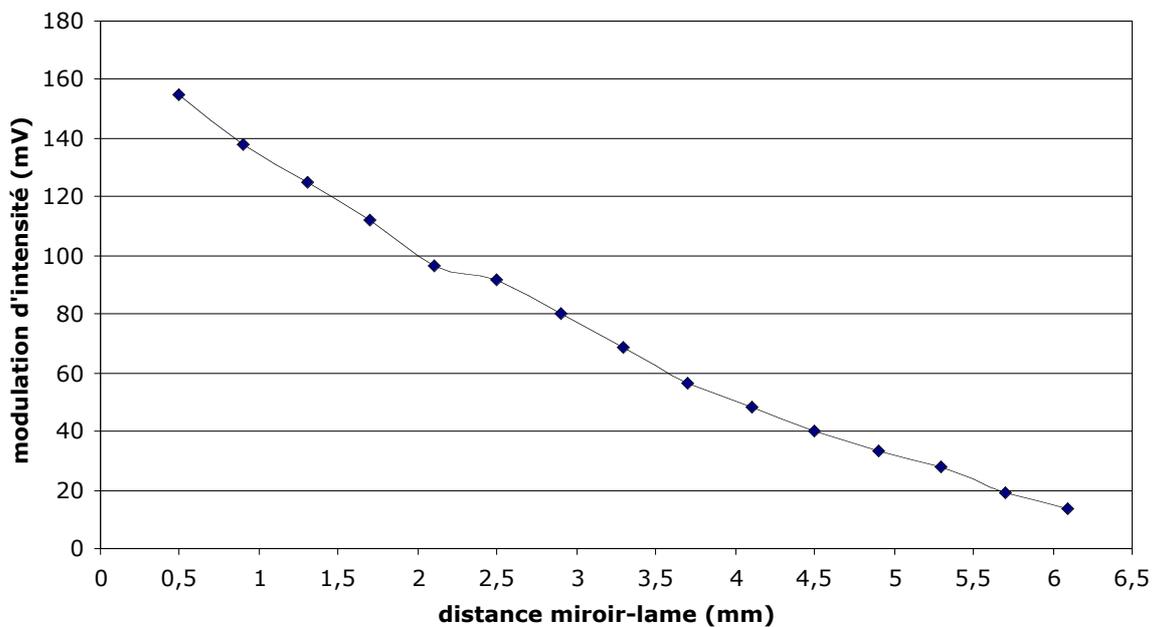


figure 3.11 : modulation maximale d'intensité du résonateur oscillant miroir-lame en fonction de son espacement

En utilisant la relation (3.12), la longueur de cohérence attendue est de 3,4 mm dans le cristal de BaTiO_3 , soit 8,2 mm à l'air libre. Pour une distance miroir-lame égale à la moitié de cette valeur, la modulation d'intensité présentée par le graphique ci-dessus est divisée par un peu plus d'un facteur 3 par rapport à sa valeur maximale. Il en est donc de même du contraste des franges d'interférence, et cela reste une définition convenable de la longueur de cohérence.

C. L'enregistrement des réseaux

1. Déroulement de la procédure

L'enregistrement des réseaux dans le cristal de BaTiO_3 a lieu du fait de la figure d'interférence entre le faisceau incident sur le cristal et sa réflexion sur le miroir semi-réfléchissant. Le cristal est placé à une distance typique de 0,5 mm du miroir et la largeur de la fente est de 35 μm . Cette fente ne dispose d'aucune graduation pour régler sa largeur, qui est déterminée et ajustée avant introduction dans le montage en mesurant la figure de diffraction produite par la fente sur un laser He-Ne. Initialement, le matériau d'enregistrement prévu était un cristal photoréfractif de niobate de strontium et de baryum dopé au cérium (SBN :Ce) d'1 mm d'épaisseur. Pour ce cristal d'indice 2,31, la longueur de cohérence permise par la fente de 35 μm est donc bien adaptée. Son efficacité de diffraction s'est en revanche révélée encore plus faible que celle présentée précédemment pour le cristal de BaTiO_3 , à épaisseur de cristal égale, et il n'a ainsi pas pu être utilisé dans le montage.

Au bout du compte, la phase d'enregistrement va donc consister à enregistrer successivement plusieurs réseaux dans le cristal de BaTiO_3 , la fente étant déplacée sur une nouvelle portion du spectre de la SLD pour chaque nouveau réseau. Comme le montre la figure 3.5, le montage permet de suivre la construction de chaque réseau en détectant par la détection synchrone la réponse du résonateur Fabry-Perot qui se forme. Le miroir est donc oscillé pendant l'enregistrement, et cette oscillation doit avoir une amplitude adaptée pour limiter le brouillage des franges du réseau qui se forme dans le cristal.

2. Optimisation de l'amplitude d'oscillation du miroir

Le choix d'une amplitude d'oscillation du miroir permettant d'avoir un signal le plus important possible à la détection synchrone est basé sur deux critères. D'une part la réponse attendue du matériau à une figure d'interférence oscillante, et d'autre part l'analyse du traitement opéré par la détection synchrone sur le signal transmis par l'ensemble cristal - miroir 50%.

Pour ce qui concerne le premier point, nous considérons que le cristal photoréfractif est uniquement sensible à la moyenne temporelle de la figure d'interférence qui l'illumine. En considérant à un terme de déphasage près la figure d'interférence oscillante de la forme $m \sin(2kz + a \cos(2\pi ft))$, sa moyenne temporelle conduit à la modulation d'indice suivante dans le cristal :

$$\tilde{n}(z) = \delta n J_0(a) \sin(2kz) \quad (3.17)$$

où J_0 est la fonction de Bessel d'ordre 0. Le réseau d'indice moyen possède donc une amplitude pondérée par le facteur $J_0(a)$ par rapport au cas non oscillant où elle serait de δn . Dans la relation (3.17), δn dépend du temps selon l'état d'avancement de l'inscription du réseau. Quant au traitement effectué par la détection synchrone sur le signal noté S , il consiste à obtenir sa composante fréquentielle à f ou $2f$, respectivement C_f ou C_{2f} :

$$C_f = f \sqrt{2} \int_0^{1/f} S e^{i2\pi ft} dt \quad (3.18)$$

$$C_{2f} = f \sqrt{2} \int_0^{1/f} S e^{i4\pi ft} dt \quad (3.19)$$

Comme S est proportionnel à la relation (3.16), où a est la même amplitude du déphasage que dans (3.17), nous obtenons les expressions suivantes pour ces composantes :

$$C_f = -2\sqrt{2} \frac{\pi \delta n l}{\lambda_i} r(1-r^2) I_i \sin b J_0(a) J_1(a) \quad (3.20)$$

$$C_{2f} = -2\sqrt{2} \frac{\pi \delta n l}{\lambda_i} r(1-r^2) I_i \cos b J_0(a) J_2(a) \quad (3.21)$$

où I_i est l'intensité incidente sur le cristal à la longueur d'onde λ_i , J_1 et J_2 les fonctions de Bessel du premier et deuxième ordre et r_B a été remplacé par $\pi \delta n J_0(a) l / \lambda_i$, racine carrée de l'efficacité de diffraction du réseau en cours d'inscription.

La cale piézo-électrique sur laquelle le miroir 50% est monté possède une course de 10 μm pour des voltages appliqués allant de 0 à 1000 V. Dans le cas présent, des déplacements inférieurs à la demi-longueur d'onde incidente sur le cristal sont nécessaires pour ne pas brouiller complètement les franges d'interférence. Nous utilisons donc pour la cale une alimentation pouvant fournir en sortie des voltages compris entre -20 et 120 V (modèle E-662 de la société Physik Instrumente). Le voltage appliqué à la cale consiste ainsi en un offset de 50V fourni par l'alimentation, auquel s'ajoute un signal sinusoïdal issu d'un générateur basses fréquences (GBF) amplifié d'un facteur 10 par l'alimentation. En variant l'amplitude de ce signal sinusoïdal, le débattement de la cale sera modifié en proportion. Comme celle-ci ne comporte pas d'asservissement en position, il est nécessaire de comparer les déplacements obtenus avec ceux attendus. Pour cela, la dépendance du signal fourni par la détection synchrone en régime stationnaire en fonction de l'amplitude du voltage sinusoïdal

appliqué à la cale a été étudiée. Pour cette étude, un faisceau de $240 \mu\text{W}$ à 633 nm est incident sur le cristal et la cale est oscillée à 280 Hz . La figure 3.12 présente les composantes du signal C_f et C_{2f} en fonction de l'amplitude a supposée du déphasage, issue de l'amplitude δl supposée du déplacement sinusoidal induit sur le miroir par la relation $a = 4\pi\delta l / \lambda_i$. Ces courbes sont à comparer aux profils de référence présentés figure 3.13.

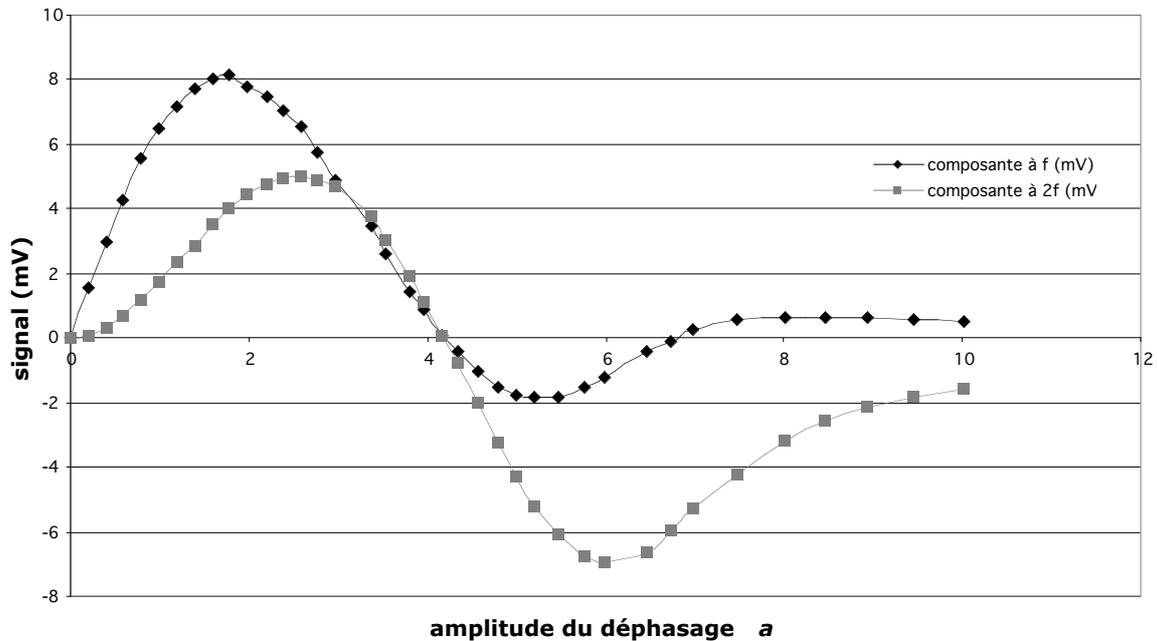


figure 3.12 : signaux à la détection synchrone en fonction de l'amplitude supposée du déphasage induit

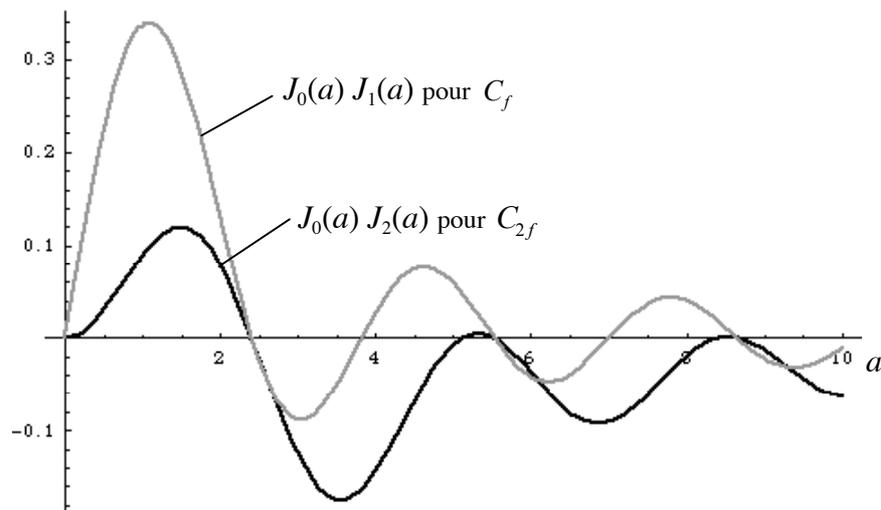


figure 3.13 : profils de référence relatifs aux signaux à la détection synchrone en fonction de l'amplitude du déphasage induit

Ainsi, il s'avère que l'allure des courbes expérimentales n'est pas du tout en accord avec les profils de référence du point de vue des valeurs en abscisse. Pour tester la validité des profils de référence considérés, un miroir métallique (aluminium) monté sur une cale piézo-

électrique asservie en position (modèle P843.20 de la société Physik Instrumente) a pu être utilisé ponctuellement à la place du miroir 50% de notre montage. De transmission nulle, ce miroir métallique a nécessité une détection en réflexion, les pertes nécessaires à la détection homodyne provenant de la réflectivité inférieure à 1 du miroir. Comme le faisceau incident sur le cristal a une polarisation verticale, le signal réfléchi par le résonateur miroir-cristal a été extrait en plaçant avant le cristal une lame quart d'onde et un cube séparateur de polarisation. Avec cette nouvelle cale asservie, de course 300 nm par Volt appliqué, la première amplitude d'oscillation annulant les signaux de la détection synchrone correspond à un déphasage d'amplitude 2,4, valeur qui est bien la première abscisse annulant la fonction $J_0(a)$. Ainsi, le désaccord observé avec la cale au miroir 50% provient de l'absence d'asservissement en position (une résonance de la cale peut par exemple perturber son déplacement par rapport à celui demandé).

Nous pouvons donc à présent connaître l'amplitude effective de l'oscillation en fonction du voltage appliqué sur notre cale en reformatant l'axe des abscisses de la figure 3.12 par une homothétie déplaçant à 2,4 le zéro à 4,2. D'après la figure 3.13, il est souhaitable de travailler avec a aux alentours de 1,3 pour obtenir des signaux C_f et C_{2f} importants à la détection synchrone, c'est-à-dire pour $\lambda_i = 680$ nm avec une amplitude de l'oscillation proche de 70 nm. Par la suite nous nous placerons toujours dans ces conditions, et cela correspond à une amplitude typique de 11 V du voltage sinusoïdal appliqué à la cale. La fréquence d'oscillation sera quant à elle toujours maintenue à 280 Hz. Cette valeur est tout d'abord adaptée à la plage fréquentielle permettant à l'alimentation de la cale de fonctionner de manière optimale avec la capacité de la cale (d'environ 40 nF). Elle n'est en outre pas le multiple des fréquences standard utilisées par la plupart des appareils électriques (comme 50 Hz).

3. Spécificités de l'enregistrement dans un cristal photoréfractif

Il est usuellement considéré que dans un cristal photoréfractif, le déphasage φ entre la figure d'interférence d'enregistrement et le réseau d'indice produit est de $\pm\pi/2$ [Pauliat 00]. Au vu de la relation (2.22), la composante diffractée de l'onde réfléchie par le résonateur cristal-miroir est ainsi déphasée à l'accord de Bragg de 0 ou π par rapport à l'onde réfléchie par le miroir, du fait de l'avance de phase de $\pi/2$ supplémentaire inhérente à la diffraction sur un réseau d'indice. Un déphasage complémentaire de π ou 0 est bien entendu obtenu dans la réponse en transmission du résonateur. De ce fait, il est attendu que le terme b de déphasage de la relation (3.16) soit égal à 0 ou π , ce qui implique que la composante C_f fournie par la détection synchrone doit être nulle. Ce n'est clairement pas le cas au vu de la figure 3.12. A

partir du rapport C_f/C_{2f} , nous pouvons calculer $\tan b$: ceci est présenté pour différentes amplitudes de déphasage sur la figure 3.14. La valeur de $\tan b$ estimée est quasiment constante et correspond à une valeur possible de b proche de $\pi/6$. Un tel résultat pourrait être expliqué par deux phénomènes. La présence d'un réseau d'absorption se superposant au réseau d'indice est une première possibilité : la diffraction sur ce type de réseau ne provoque en effet pas de déphasage supplémentaire de $\pi/2$. En outre, des réseaux d'indice non déphasés par rapport à leurs figures d'interférence ont également déjà été observés dans les cristaux photoréfractifs. Ces différents phénomènes peuvent donc se combiner pour aboutir à un réseau équivalent de déphasage $\varphi = \pm\pi/3$. Au bout du compte, la composante C_f de la détection synchrone est donc elle aussi exploitable, et permet même d'obtenir un signal plus important qu'avec C_{2f} (cf figure 3.14).

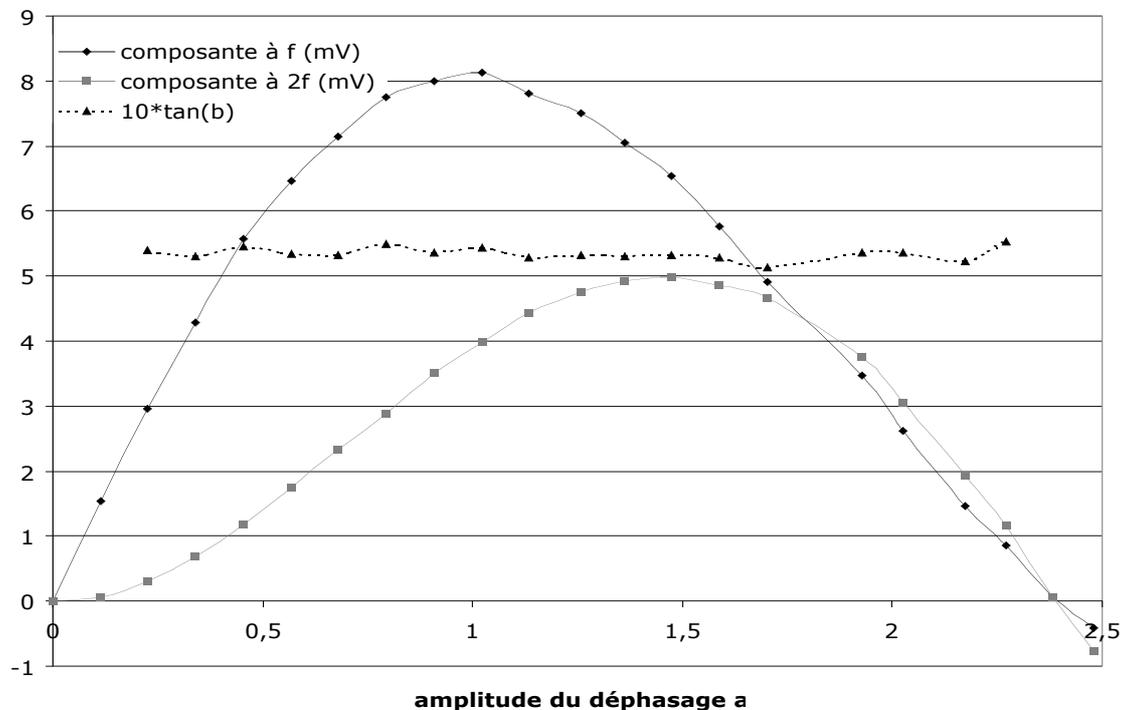


figure 3.14 : Estimation de $\tan b$ en fonction de l'amplitude de déphasage réelle induite

Les figures suivantes présentent le signal $|C_{2f}|$ fourni par la détection synchrone en fonction du temps pendant l'inscription d'un réseau dans la configuration de la figure 3.5 avec 200 nW issus de la diode superluminescente filtrée. $|C_{2f}|$ est présenté en unités arbitraires, qui dépendent du réglage en sensibilité de la détection synchrone. Pour la figure 3.15, la courbe démarre lorsque l'illumination sur le cristal commence, et l'augmentation du signal témoigne de la construction du réseau dans le cristal. Il est attendu que le signal atteigne un niveau constant à la fin de l'inscription, ceci correspondant au régime stationnaire au cours duquel la variation d'indice maximale permise par les conditions d'enregistrement a été atteinte dans le

cristal. D'après la figure, ce régime est atteint au bout d'environ 500 secondes, et l'oscillation lente du signal observée par la suite doit résulter de mouvements parasites du cristal, le montage n'étant pas spécialement isolé contre les vibrations. Un changement de position du cristal de quelques centaines de nanomètres suffit en effet pour perturber le signal du fait de l'effacement du réseau et de sa reconstruction légèrement décalée. Dans le cas de la figure 3.16, la courbe démarre sur le régime stationnaire puis présente une série d'effacements et d'inscriptions de réseau. Les flèches grises indiquent les temps auxquels le réseau inscrit est effacé en illuminant le cristal avec une diode électroluminescente (LED) émettant dans le bleu (puissance totale de 10 mW, modèle de la société Luxeon). Les flèches noires indiquent quant à elles les temps où la LED est éteinte, et à partir desquels un réseau se reconstruit.

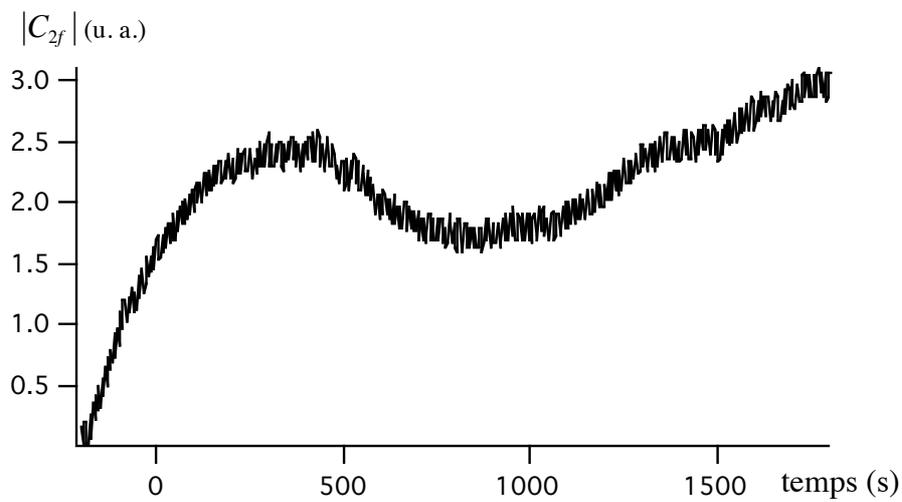


figure 3.15 : $|C_{2f}|$ à la détection synchrone en fonction du temps pendant l'inscription d'un réseau avec la SLD

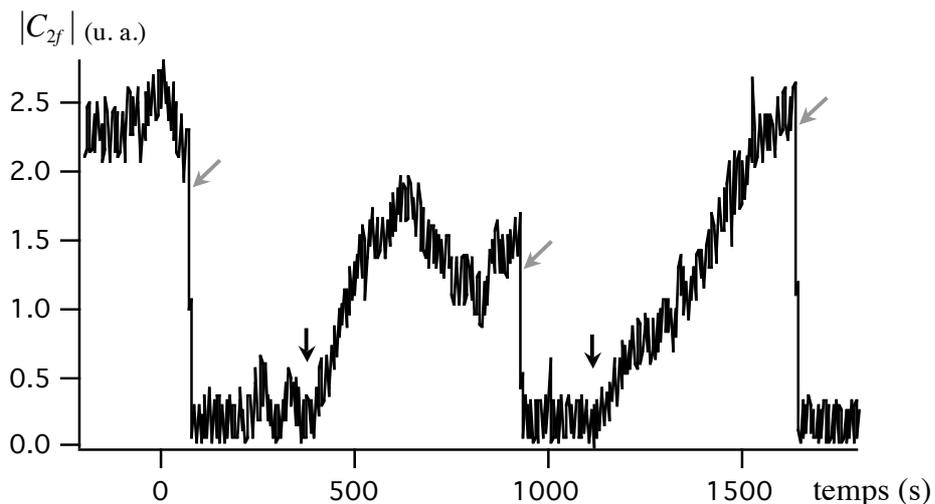


figure 3.16 : $|C_{2f}|$ à la détection synchrone en fonction du temps pendant une succession d'inscription-effacement de réseau avec la SLD

Pour multiplexer en longueur d'onde des réseaux dans le cristal, il faut tenir compte du fait que l'inscription de tout nouveau réseau se fait en effaçant au moins partiellement les

réseaux précédemment enregistrés. Il est donc nécessaire d'ajuster les temps d'inscription de chaque réseau afin d'aboutir à des efficacités de diffraction similaires pour chacun d'entre eux. Les cinétiques d'enregistrement et d'effacement d'un réseau dans un cristal photoréfractif conduisent usuellement aux relations respectives simplifiées suivantes pour la figure de modulation d'indice \tilde{n} [Pauliat 00] :

$$\tilde{n}(t) = m\delta n_{\max}^0 \cos(2k_i z + \Psi) (1 - e^{-t/\tau_e}) \quad (3.22)$$

$$\tilde{n}(t) = m\delta n_{\max}^0 \cos(2k_i z + \Psi) e^{-t/\tau_e} \quad (3.23)$$

où δn_{\max}^0 est l'amplitude en régime stationnaire du réseau d'indice pour un taux de modulation $m = 1$, k_i est le nombre d'onde du faisceau incident sur le cristal, Ψ est un terme de déphasage global, et τ_e un temps caractéristique dépendant à la fois de paramètres propres au cristal et de paramètres expérimentaux. Ce temps est ainsi typiquement inversement proportionnel à l'intensité lumineuse incidente. Rappelons que le signal détecté au cours de l'enregistrement d'un réseau est proportionnel à l'amplitude de la modulation d'indice s'établissant d'après les relations (3.20) et (3.21). Au vu des relations (3.22) et (3.23), dans le cas de l'enregistrement successif de deux réseaux, le temps permettant d'obtenir au cours de l'inscription du deuxième réseau la moitié du signal obtenu en régime stationnaire pour le premier réseau conduira au final à des amplitudes de modulation d'indice similaires pour chaque réseau.

Une fois un réseau enregistré dans le cristal, il est amené à s'effacer progressivement même en absence notable de lumière ambiante du fait de la conductivité du matériau dans l'obscurité. Ce processus d'excitation thermique redistribue en effet peu à peu de manière homogène les charges piégées pendant l'enregistrement. Afin de cerner dans quelle mesure ce phénomène intervient avec notre cristal, le signal $|C_{2f}|$ a été observé à nouveau dix minutes après l'enregistrement d'un réseau jusqu'à l'état stationnaire. Ce signal reste supérieur aux trois quarts de celui atteint à la fin de l'enregistrement, ce qui est suffisant pour effectuer l'étape de lecture à la suite de l'enregistrement dans de bonnes conditions.

D. La lecture des réseaux

La lecture des réseaux enregistrés selon la méthode présentée précédemment consiste à déterminer le signal fourni par la détection synchrone pour différentes positions de la fente sur une plage spectrale recouvrant les longueurs d'onde choisies pour l'enregistrement. Ce signal sera en pratique $|C_{2f}|$ ou $|C_f|$. La fréquence et l'amplitude de la modulation du déplacement de la cale piézo-électrique sont inchangées par rapport à la phase d'enregistrement. En revanche,

la largeur de la fente est diminuée de 35 μm à 10 μm . Ceci permet de réduire la largeur spectrale du faisceau incident à environ 10 pm et ainsi d'accroître la résolution de la lecture. En outre, il est important que pour chaque position de la fente le cristal soit illuminé par le faisceau de lecture pendant un temps reproductible et le plus court possible, afin de limiter l'effacement par la lecture des réseaux enregistrés. Ce temps correspond en pratique à la durée d'un balayage de l'écran de l'oscilloscope sur lequel est visualisé le signal fourni par la détection synchrone. Ceci correspond typiquement à quelques secondes, l'important étant que cette durée soit suffisamment plus longue que la constante de temps paramétrée sur la détection synchrone, afin que le signal qu'elle délivre soit stabilisé à la fin du balayage. Ainsi, avec une intensité à la lecture au moins trois fois plus faible qu'à l'écriture et par exemple une exposition de 3s par mesure, au moins 50 mesures peuvent être effectuées avant de cumuler sur le cristal une énergie équivalente au dixième de celle utilisée pour l'inscription complète d'un réseau. Ceci est amplement suffisant pour caractériser la réponse du résonateur cristal-miroir en lecture.

Pour cette partie sur la lecture des réseaux, la notation k désignera un nombre d'onde dans le vide, contrairement au reste de ce manuscrit (sauf mention explicite) où cette notation prend en compte l'indice du matériau.

1. Approximation analytique du signal de lecture

Pour obtenir des expressions analytiques approchées des composantes fournies par la détection synchrone au cours de la phase de lecture, l'approche analytique utilisée pour obtenir la relation (2.22) est à nouveau considérée. L'adaptation des équations couplées (2.16) et (2.17) à la configuration de notre montage avec cristal photoréfractif (figure 3.10) et les hypothèses de l'approximation de Born et de $|r| \ll 1$ conduisent donc de manière similaire à l'amplitude réfléchiée par le résonateur cristal-miroir :

$$A_-(0) = rA_+ e^{2ik(nl+d)} \left(1 + i \frac{\pi l}{2n\lambda} \frac{\delta\varepsilon_{\max}}{N} \frac{2}{1+r^2} e^{i\varphi} \sum_{p=1}^N e^{-i(k-k_p)(nl+2d)} \text{sinc}((k-k_p)nl) \right) \quad (3.24)$$

Nous cherchons dans ce paragraphe uniquement à cerner les caractéristiques principales du signal traité par la détection synchrone en fonction de la longueur d'onde de lecture, et nous considérons ainsi un unique réseau inscrit avec le nombre d'onde k_1 . Vu les faibles efficacités de diffraction du cristal, le terme correspondant est négligé dans la réponse en intensité du résonateur, et la transmission en intensité T_s du résonateur peut se mettre sous la forme :

$$T_S = \left(-|r|^2 \right) \left[1 + \frac{2|r|}{1-|r|^2} \frac{\pi \delta n_{\max} l}{\lambda} m \operatorname{sinc}((k - k_1)nl) \cos\left(\frac{\pi}{2} + \varphi + (k - k_1)(nl + 2d)\right) \right] \quad (3.25)$$

qui est similaire à la relation (3.15). Pour prendre en compte l'oscillation du miroir, il suffit d'ajouter le terme oscillant $a \cos(2\pi ft)$ dans la phase du terme en cosinus et de multiplier la variation d'indice par $J_0(a)$ pour bien signifier qu'elle est maximale en absence d'oscillation. A partir des relations (3.18) et (3.19), nous obtenons ainsi pour $|C_f|$ et $|C_{2f}|$ les expressions suivantes :

$$|C_f| \propto 2\sqrt{2}|r| \frac{\pi \delta n_{\max} l}{\lambda} m \left| \operatorname{sinc}((k - k_1)nl) \cos(\varphi + (k - k_1)(nl + 2d)) J_0(a) J_1(a) \right| \quad (3.26)$$

$$|C_{2f}| \propto 2\sqrt{2}|r| \frac{\pi \delta n_{\max} l}{\lambda} m \left| \operatorname{sinc}((k - k_1)nl) \sin(\varphi + (k - k_1)(nl + 2d)) J_0(a) J_2(a) \right| \quad (3.27)$$

La présence du réseau sera donc détectée par une modulation du signal aux alentours de λ_1 , à savoir essentiellement sur la plage de sélectivité de Bragg. Avec notre cristal, cette modulation ne sera pas symétrique par rapport à λ_1 du fait du déphasage typique $\varphi = \pm\pi/3$. En guise d'illustration, les courbes suivantes présentent les signaux $|C_f|$ et $|C_{2f}|$ pour différents déphasages φ . Les paramètres choisis sont pour le reste $\lambda_1 = 680$ nm, $n = 2,4$, $l = 2$ mm et $d = 0,5$ mm. La sélectivité de Bragg est dans ces conditions de 48 pm.

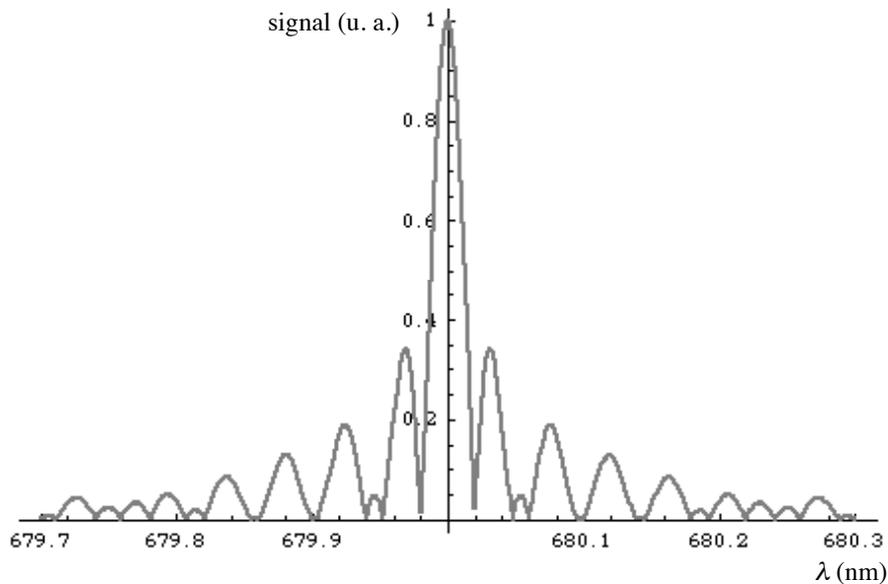


figure 3.17 : signal $|C_f|$ avec $\varphi = 0$ ou $|C_{2f}|$ avec $\varphi = \pi/2$ en fonction de la longueur d'onde incidente

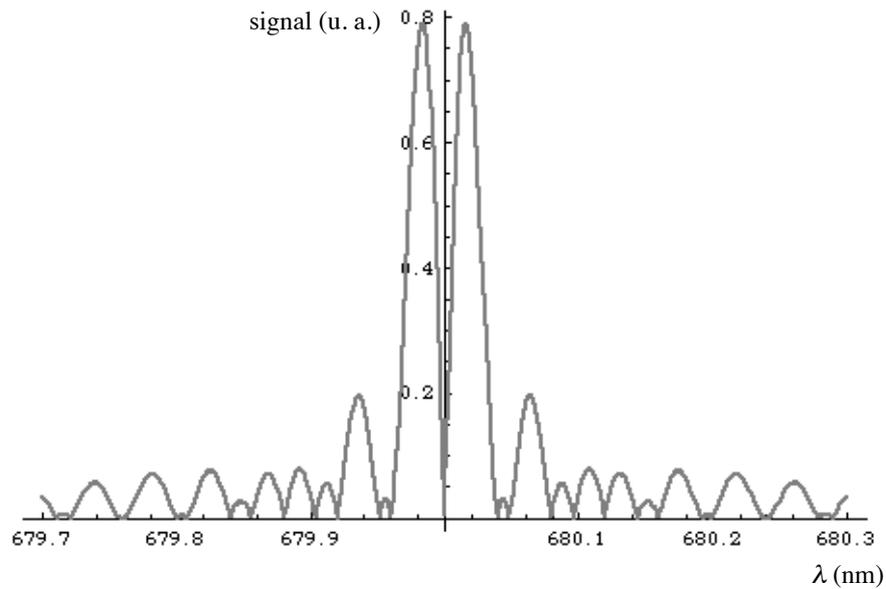


figure 3.18 : signal $|C_f|$ avec $\varphi = \pi/2$ ou $|C_{2f}|$ avec $\varphi = 0$
en fonction de la longueur d'onde incidente

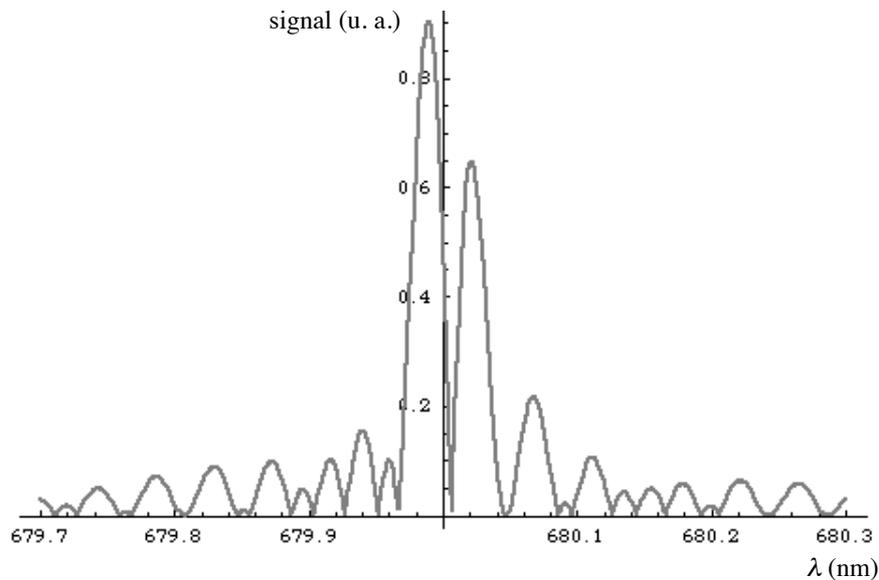


figure 3.19 : signal $|C_f|$ avec $\varphi = -\pi/3$ ou $|C_{2f}|$ avec $\varphi = \pi/6$
en fonction de la longueur d'onde incidente

2. Résultats expérimentaux

Ci-dessous se trouvent des courbes expérimentales représentatives de la lecture d'un ou deux réseaux en suivant la méthode présentée précédemment (figures 3.19 et 3.20). Pour déterminer les longueurs d'onde présentées en abscisse, il suffit de mesurer à l'aide d'un spectromètre (modèle HRS 2 de la société Jobin-Yvon) la longueur d'onde incidente sur le cristal pour une position de référence de la fente. Les graduations du déplacement de la fente permettent ensuite de déterminer les longueurs d'onde transmises à ses différentes positions.

La figure 3.20 présente le signal $|C_{2f}|$ obtenu à la détection synchrone en fonction de la longueur d'onde incidente sur le cristal après avoir enregistré un réseau à 680,00 nm. $|C_{2f}|$ est exprimé en pourcents de la composante continue du signal transmis par le résonateur miroir-cristal sur la photodiode reliée à la détection synchrone. Vu la faiblesse de l'amplitude de la modulation du signal, la composante continue est directement observable à l'oscilloscope. Cette normalisation par rapport à l'intensité émise par la SLD à la longueur d'onde testée s'est révélée particulièrement indispensable puisque le spectre de la diode possède en fait une structure cannelée marquée. Celle-ci n'est pas apparue sur le spectre présenté figure 3.4 car l'analyseur de spectre utilisé alors ne possédait pas une résolution suffisante. La résolution permise à la lecture par la fente de 10 μm a en revanche mis en évidence une modulation typique d'intensité du simple au quadruple selon une période spectrale de 50 nm. Le résonateur Fabry-Perot parasite à l'origine de cette modulation n'a pu être décelé dans le montage, et nous en avons conclu que celui-ci est inhérent à la SLD, ce qui est en accord avec l'intervalle spectral précédent. Pendant la lecture, le cristal est ici illuminé à chaque position de la fente pendant un balayage de 5s à l'oscilloscope (la constante de temps à la détection synchrone est de 1s). Le réseau enregistré est effectivement détecté par une modulation d'intensité comprenant un pic marqué, le tout sur une plage spectrale un peu inférieure à 0,1 nm en accord avec la sélectivité de Bragg attendue.

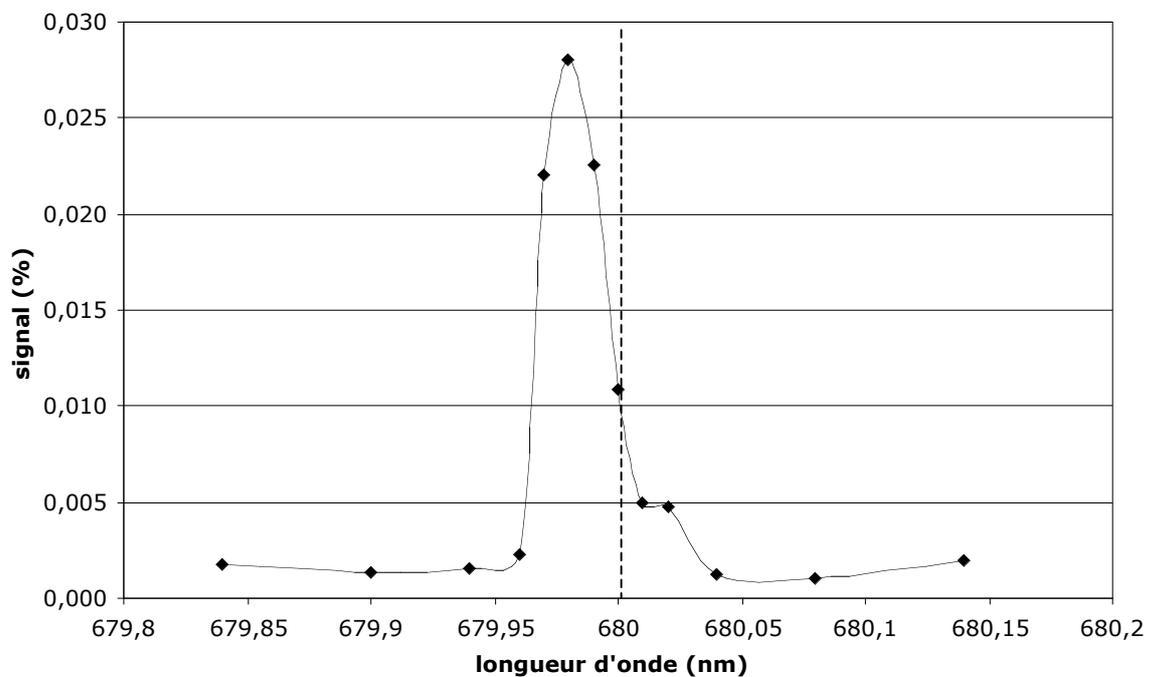


figure 3.20 : $|C_{2f}|$ à la détection synchrone (en % de la composante continue) en fonction de la longueur d'onde de lecture pour un réseau enregistré à 680,00 nm

Dans le cas de la figure 3.21, le signal $|C_f|$ est représenté en fonction de la longueur d'onde incidente après l'enregistrement de deux réseaux respectivement à 680,00 et 680,31 nm. Le cristal est illuminé par le faisceau de lecture pendant un balayage de 2s à l'oscilloscope pour chaque position de la fente (la constante de temps de la détection synchrone est de 300 ms). L'utilisation de $|C_f|$ a été préférée dans ce cas du fait du signal plus important fourni, vu que la dynamique du cristal est cette fois partagée entre deux réseaux. A nouveau, des modulations importantes du signal ont lieu aux alentours des longueurs d'onde d'inscription sur une plage spectrale en bon accord avec la sélectivité de Bragg attendue.

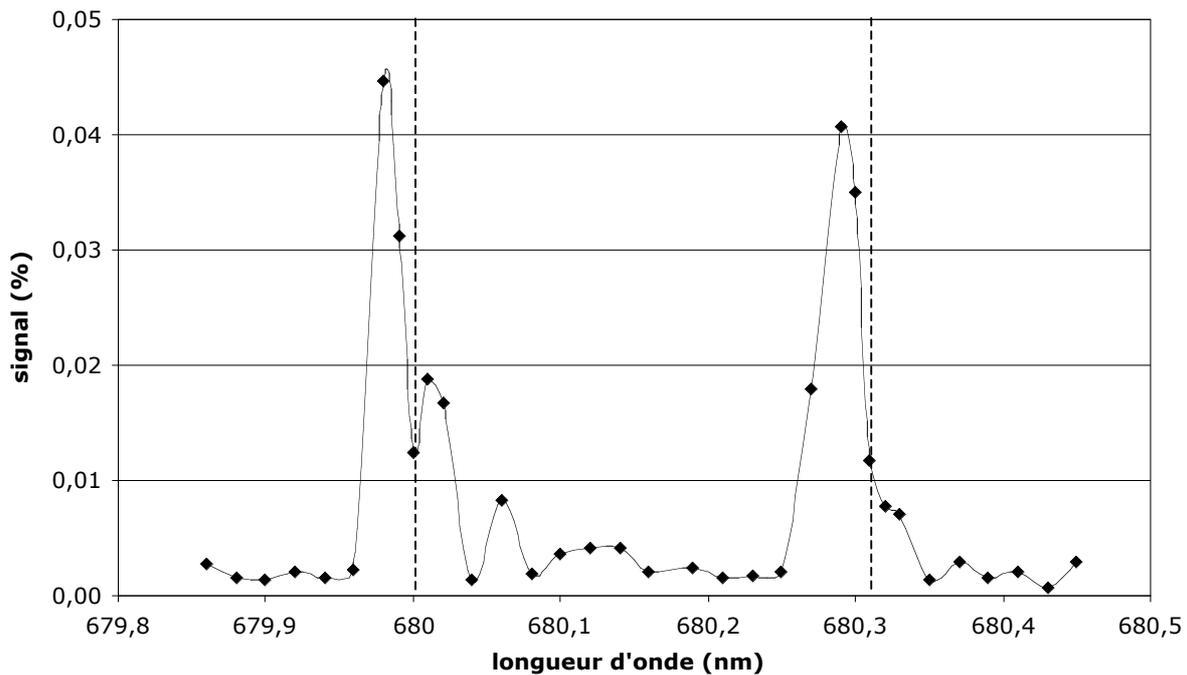


figure 3.21 : $|C_f|$ à la détection synchrone (en % de la composante continue) en fonction de la longueur d'onde de lecture pour deux réseaux enregistrés à 680,00 nm et 680,31 nm

3. Modélisation numérique du signal de lecture

Afin de caractériser de manière quantitative les réseaux enregistrés dans notre cristal, en particulier leurs modulations d'indice, la méthode de résolution numérique introduite pour résoudre le système (2.25) est reprise dans la configuration de notre montage. L'accord de cette résolution avec les courbes expérimentales présentées précédemment pourra ainsi être testé. En considérant comme toujours le résonateur cristal-miroir selon la configuration de la figure 3.10, les équations couplées s'appliquant dans le cristal, à savoir pour $0 \leq z \leq l$, sont les suivantes :

$$\frac{\partial A_+}{\partial z} = i \frac{K}{N\lambda} e^{i\varphi} \sum_{p=1}^N \left[\text{sinc} \left(2\pi(n(l-z) + d) \frac{\Delta\lambda}{\lambda_p^2} \right) e^{-2ik_p(nl+d)} e^{-2i(k-k_p)nz} \right] A_- - \frac{\alpha}{2} A_+ \quad (3.28)$$

$$\frac{\partial A_-}{\partial z} = -i \frac{K}{N\lambda} e^{-i\varphi} \sum_{p=1}^N \left[\text{sinc} \left(2\pi(n(l-z) + d) \frac{\Delta\lambda}{\lambda_p^2} \right) e^{2ik_p(nl+d)} e^{2i(k-k_p)nz} \right] A_+ + \frac{\alpha}{2} A_- \quad (3.29)$$

où $K = 2\pi r J_0(a) \delta n_{\max} / (1 + |r|^2)$ et le terme en sinus cardinal est introduit pour tenir compte de la longueur de cohérence permise par une source de largeur spectrale $\Delta\lambda$, comme il a été montré avec la relation (3.11). Après avoir déterminé numériquement les coefficients c_{ij} de la matrice de transfert de l'ensemble des réseaux inscrits dans le cristal, la réflexion en amplitude r_s du résonateur cristal-miroir tenant compte de l'oscillation du miroir est donnée par :

$$r_s = \frac{c_{21} - c_{11} r e^{2ik(nl+d)+ia \cos(2\pi ft)}}{c_{12} r e^{2ik(nl+d)+ia \cos(2\pi ft)} - c_{22}} \quad (3.30)$$

Avec une absorption qui est usuellement faible dans le titanate de baryum ($\alpha < 1\text{cm}^{-1}$ typiquement), la transmission en intensité T_s du résonateur peut être approximée par :

$$T_s = 1 - \left| \frac{c_{21} - c_{11} r e^{2ik(nl+d)+ia \cos(2\pi ft)}}{c_{12} r e^{2ik(nl+d)+ia \cos(2\pi ft)} - c_{22}} \right|^2 \quad (3.31)$$

Les signaux $|C_f|$ et $|C_{2f}|$ fournis par la détection synchrone peuvent ensuite être obtenus numériquement sous Mathematica en appliquant leurs formules respectives à T_s .

Nous allons à présent tester notre modèle sur la courbe de lecture des deux réseaux de la figure 3.21. Les paramètres suivants sont considérés. Vu la faible absorption présente, nous négligeons tout d'abord son influence dans les équations couplées. Pour le reste les grandeurs connues sont : $r = 0,66$ (spécifications du traitement réfléchissant effectué, qui n'est donc pas tout à fait semi-réfléchissant) ; $f = 280$ Hz ; $a = 1$; $d = 0,5$ mm ; $l = 2$ mm ; $n = 2,4$ [Pauliat 00] ; $\Delta\lambda = 35$ pm. La valeur $\varphi = -\pi/3$, présentée précédemment comme possible pour notre cristal, est considérée. En choisissant $\delta n_{\max} = 3,6 \cdot 10^{-7}$, le signal modélisé obtenu, présenté figure 3.22, possède des valeurs maximales comparables à celles du signal expérimental de la figure 3.21.

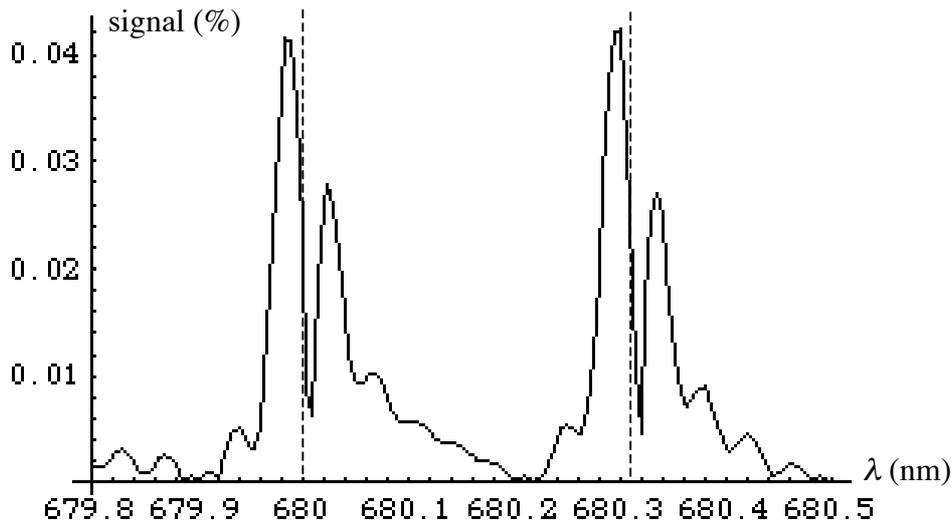


figure 3.22 : Modélisation de $|C_f|$ (en % de la composante continue) pour la courbe présentée figure 3.21

Les allures des courbes des deux figures sont donc similaires, mais pas exactement semblables, et pour une valeur de variation d'indice induite dans le cristal plus faible que celle de $1,3 \cdot 10^{-6}$ qui était prévisible d'après la mesure de gain du cristal. Ceci n'est cependant pas incohérent vu que l'enregistrement des réseaux a lieu avec la SLD filtrée à une longueur d'onde proche de 680 nm, alors que la mesure du gain et l'estimation de φ ont été effectuées avec un laser He-Ne à 633 nm et à des puissances bien plus élevées. En effet, la longueur d'onde et la puissance de l'illumination sont des facteurs pouvant en pratique facilement modifier la réponse d'un cristal photoréfractif. En outre, le fait que les pics expérimentaux ne soient pas rigoureusement identiques provient certainement du fait que celui présent à 680,31 nm a été lu à la fin du balayage en longueur d'onde, et a de ce fait pu être légèrement effacé. Enfin, il est possible d'estimer le gain apporté par la détection homodyne pour les paramètres utilisés dans la modélisation. Pour simplifier, nous négligeons l'influence de la longueur de cohérence limitée de la source et considérons un taux de modulation égal à 1. L'amplitude δn_{eff} de la modulation d'indice effectivement induite pour chaque réseau est ainsi telle que $\delta n_{\text{eff}} = J_0(a) \delta n_{\text{max}} / 2 = 1,4 \cdot 10^{-7}$. Elle correspond à une efficacité de diffraction par réseau calculée avec la relation (1.27) de $1,7 \cdot 10^{-6}$, et l'utilisation de la figure 2.11 conduit à un gain en signal supérieur à 500 permis par la détection homodyne. Cette valeur importante s'explique par les faibles efficacités de diffraction des réseaux, régime pour lequel la détection homodyne est particulièrement adaptée en terme de gain, comme nous l'avons montré dans le chapitre 2 avec la relation (2.23).

Conclusion

Ce chapitre présente la première validation expérimentale de la lecture par détection homodyne d'hologrammes multiplexés en longueur d'onde. Suite à celle-ci, une demande de dépôt de brevet a été soumise et acceptée [Pauliat 04]. Effectuée sur un cristal photoréfractif de BaTiO₃, la démonstration met en jeu des réseaux de Bragg d'efficacités de diffraction très faibles, ce qui correspond aux conditions où le gain en signal permis par la détection homodyne est particulièrement important. Elle nous a par ailleurs permis de tester avec succès notre modèle de la lecture et d'identifier le problème occasionné par la présence de réflexions parasites. Le multiplexage de plus de deux réseaux dans le cristal n'a pu être mis en œuvre du fait des faibles efficacités de diffraction accessibles par le cristal. Pour la même raison, l'exploitation du signal fourni en détection homodyne par le montage présenté est passée par l'utilisation d'une détection synchrone permettant d'éliminer l'offset de transmission ainsi que les sources de bruit. Un tel dispositif n'est bien entendu pas envisageable d'un point de vue applicatif. En outre, cette première validation a été effectuée dans une configuration analogue à l'utilisation d'ondes planes, adaptée à une validation de principe, mais qui ne permet pas d'enregistrer des réseaux à des localisations adjacentes de manière dense en plus du multiplexage en longueur d'onde. A partir de ces premiers résultats, le travail s'est donc orienté vers l'étude de la lecture d'hologrammes par détection homodyne dans une configuration de stockage optique plus réaliste, présentée dans le chapitre suivant.