



**HAL**  
open science

# Mémoires holographiques microstructurées à réseaux de Lippmann

Guillaume Maire

► **To cite this version:**

Guillaume Maire. Mémoires holographiques microstructurées à réseaux de Lippmann. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT : . tel-00584355

**HAL Id: tel-00584355**

**<https://pastel.hal.science/tel-00584355v1>**

Submitted on 8 Apr 2011

**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.

N° d'ordre :

**UNIVERSITÉ PARIS XI**  
**UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY**

**THÈSE**

présentée pour obtenir

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

**PAR**

**Guillaume MAIRE**

**Sujet : MÉMOIRES HOLOGRAPHIQUES MICROSTRUCTURÉES**  
**À RÉSEAUX DE LIPPMANN**

Soutenue le 9 décembre 2005 devant la commission d'examen

M. Arnaud DUBOIS	Rapporteur
M. Pál KOPPA	Rapporteur
M. Jean-Louis LE GOUËT	
M. Gilles PAULIAT	Directeur de thèse
M. Ludovic POUPINET	
M. Gérald ROOSEN	



# Remerciements

Ce travail de thèse de l'Université Paris XI a été effectué au Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, au sein du groupe "Matériaux non linéaires et applications" (Manolia). Je souhaite tout d'abord remercier André Ducasse et Arnold Migus pour m'avoir permis de bénéficier pendant trois ans de l'environnement scientifique d'exception de l'Institut d'Optique. J'adresse également mes plus vifs remerciements à Pierre Chavel pour m'avoir accueilli pendant trois ans au sein du Laboratoire Charles Fabry dans les meilleures conditions.

Je suis très reconnaissant envers Gérard Roosen de m'avoir permis d'intégrer son groupe de recherche, de l'intérêt permanent qu'il a su manifester à l'égard de mon travail et de ses nombreux conseils avisés. Je tiens à témoigner toute ma gratitude à Gilles Pauliat, mon directeur de thèse, pour son encadrement sans faille tout au long de cette thèse. Outre ses connaissances très poussées dans le domaine du stockage holographique de données, et plus généralement son impressionnante culture en physique, sa très grande rigueur scientifique et sa disponibilité m'ont toujours permis d'avancer efficacement dans mon travail.

Je suis particulièrement sensible à l'honneur que m'ont fait Messieurs Arnaud Dubois et Pál Koppa en acceptant d'être rapporteurs de ce travail de thèse. Je remercie également très vivement Messieurs Jean-Louis Le Gouët et Ludovic Poupinet pour leur participation à mon jury de thèse.

Je souhaite bien entendu aussi adresser mes chaleureux remerciements aux autres membres permanents du groupe Manolia. Je remercie Philippe Delaye pour l'aide qu'il m'a apportée au cours de nos multiples discussions scientifiques et plus généralement pour sa bonne humeur communicative. Je remercie Nicolas Dubreuil pour avoir partagé avec moi ses vastes compétences dans le domaine des télécommunications optiques, pour son extrême gentillesse et son soutien. J'exprime ma gratitude à Robert Frey pour son contact chaleureux et son aide grâce à son immense savoir en optique non linéaire. Je remercie Sylvie Lebrun pour avoir toujours su prêté une oreille attentive à mes questions et pour l'aide et les nombreux conseils qu'elle m'a apportés. Je suis reconnaissant envers Jean-Michel Jonathan pour son enthousiasme permanent concernant mes travaux, Mireille Cuniot-Ponsard pour son dynamisme et son soutien, et Jean-Michel Desvignes pour son humour à toute épreuve.





# Table des matières

<b>Introduction générale</b> .....	<b>5</b>
<b>Chapitre 1 : Etat de l'art du stockage holographique de données</b> .....	<b>9</b>
I. Les principes fondamentaux du stockage holographique de données .....	9
A. Les procédures d'enregistrement et de lecture .....	9
B. Le multiplexage d'hologrammes .....	10
C. Principes de la diffraction par des hologrammes de volume .....	13
1. Diffraction volumique dans le cadre de l'approximation de Born.....	13
2. Diffraction volumique de champs scalaires.....	15
D. La sélectivité de Bragg d'un hologramme de volume .....	17
1. Géométrie d'hologramme et approche utilisés .....	17
2. Application au multiplexage angulaire.....	19
3. Application au multiplexage en longueur d'onde .....	20
4. Utilisation pratique de la sélectivité de Bragg pour le stockage de données....	21
E. L'optimisation des performances du stockage holographique de données .....	23
II. Les matériaux pour le stockage holographique de données .....	25
A. Les qualités requises par ces matériaux .....	25
1. La qualité optique .....	25
2. La sensibilité .....	26
3. La dynamique holographique .....	26
4. L'absorption .....	27
5. La stabilité .....	28
B. Les matériaux photopolymères .....	28
1. Les caractéristiques usuelles des photopolymères .....	28
2. L'enregistrement d'hologrammes en milieu photopolymère .....	29
3. Les performances atteintes par les photopolymère .....	31
C. Les cristaux photoréfractifs .....	35
1. L'effet photoréfractif .....	35
2. Les performances de stockage des cristaux photoréfractifs .....	37
D. Les autres matériaux envisagés .....	39
III. Les principales architectures de mémoires holographiques .....	41
A. Le stockage holographique par pages de données .....	41

1. Contexte initial du stockage par pages de données .....	41
2. Le disque holographique à pages de données .....	43
B. Le stockage holographique bit à bit .....	45
1. Le stockage par microréseaux de Bragg .....	46
2. L'approche par réseaux de Bragg microfibrés .....	48
<b>Chapitre 2 : Etude de l'architecture d'une mémoire holographique microfibrée réinscriptible .....</b>	<b>51</b>
I. Etat initial du projet de mémoire microfibrée réinscriptible .....	52
A. Structure visée du matériau d'enregistrement .....	52
B. Propriétés des composés à transition de spin .....	53
II. Les développements apportés au matériau d'enregistrement .....	55
A. L'enregistrement et le multiplexage d'hologrammes dans les composés à transition de spin .....	55
B. Le bruit de discrétisation des composés à transition de spin .....	57
1. Statistique de la distribution de centres .....	57
2. Calcul du signal diffracté .....	59
C. Influence de la réponse non linéaire des composés à transition de spin sur le bruit de lecture .....	61
III. Les développements apportés à la procédure d'écriture-lecture .....	63
A. Contexte de ces développements .....	63
B. Etablissement des équations couplées à deux ondes .....	64
C. Principe de la lecture par détection homodyne .....	66
1. Contexte d'utilisation .....	66
2. Mise en équations de la lecture par détection homodyne .....	67
3. Résolution analytique approchée du signal de lecture .....	69
4. Etude du gain en signal apporté par la détection homodyne .....	70
a. Approche numérique utilisée .....	70
b. Mise en évidence du gain .....	71
c. Optimisation de la réflectivité du miroir .....	72
5. L'influence du multiplexage en lecture par détection homodyne .....	73
6. Optimisation du signal en détection homodyne .....	75
a. Utilisation d'une détection différentielle .....	76
b. Utilisation d'une lame de phase .....	76

<b>Chapitre 3 : Montage de démonstration de la lecture d’hogrammes par détection homodyne .....</b>	<b>79</b>
I. Matériau d’enregistrement.....	79
A. Choix du type de matériau .....	79
B. Performances du cristal .....	80
C. Configuration d’enregistrement-lecture du cristal.....	82
II. Choix de la source .....	84
A. Approches potentielles de sources multi-longueurs d’onde .....	84
B. Utilisation d’une diode superluminescente filtrée spectralement.....	85
III. Procédures d’enregistrement et de lecture .....	91
A. Utilisation d’une détection synchrone .....	91
B. Validation du filtrage spectral de la diode superluminescente.....	92
C. L’enregistrement des réseaux .....	94
1. Déroulement de la procédure .....	94
2. Optimisation de l’amplitude d’oscillation du miroir .....	94
3. Spécificités de l’enregistrement dans un cristal photoréfractif.....	97
D. La lecture des réseaux.....	100
1. Approximation analytique du signal de lecture .....	101
2. Résultats expérimentaux.....	103
3. Modélisation numérique du signal de lecture .....	105
 <b>Chapitre 4 : Etude d’un disque holographique de type Lippmann.....</b>	<b>109</b>
I. Etude théorique des performances du disque de Lippmann .....	110
A. Descriptif et principe du disque .....	110
B. Performances attendues .....	111
1. Champ diffracté à l’infini par un réseau du disque .....	111
2. Estimation de la capacité accessible.....	114
3. Gain en signal apporté par la détection homodyne .....	116
4. Tolérances de focalisation .....	117
II. Le dispositif expérimental.....	118
A. Architecture de la tête d’écriture-lecture .....	118
B. Paramétrage de l’échantillon de photopolymère .....	121
1. Caractéristiques de la formulation photopolymère utilisée .....	121
2. Implications de ces caractéristiques sur le montage .....	122
a. Le choix de la source .....	122
b. Le photodétecteur.....	126
3. Optimisation de l’épaisseur de l’échantillon .....	126

C. Configuration du montage dans son ensemble.....	129
1. Les différentes sources laser du montage.....	129
2. Description de la structure globale du montage.....	131
3. Diminution du bruit à la lecture.....	133
D. Mise en œuvre du montage.....	135
1. Protocole expérimental d'enregistrement.....	135
2. Résultats expérimentaux de la procédure de lecture.....	137
3. Stratégie envisagée pour améliorer le montage.....	142
<b>Conclusion générale .....</b>	<b>149</b>
<b>Références.....</b>	<b>153</b>

# Introduction générale

Le stockage holographique de données suscite actuellement au niveau mondial un intérêt considérable, tant au niveau de la recherche académique qu'industrielle, pour conduire à une nouvelle génération de mémoires optiques amovibles aux capacités et débits de lecture bien supérieurs à ceux des disques optiques actuels. L'approche suivie jusqu'à présent pour accroître les performances de ces derniers est en effet en train d'atteindre ses limites [Richter 04]. Elle consiste essentiellement à augmenter la capacité en diminuant la longueur d'onde d'utilisation et en augmentant l'ouverture numérique de la lentille focalisant le faisceau laser sur le disque. La dernière version, disponible prochainement en Europe et appelée Blu-Ray, utilise ainsi une longueur d'onde de 405 nm et une ouverture numérique de 0,85 pour aboutir à une capacité par couche de données de 25 gigaoctets (Go) [www.blu-ray.com]. Par la suite, décroître la longueur d'onde davantage dans le domaine ultra-violet semble problématique à cause des difficultés rencontrées pour obtenir d'une part des sources laser performantes à ces longueurs d'onde, et d'autre part un matériau transparent utilisable pour la couche de protection du disque. L'augmentation de l'ouverture numérique se fait quant à elle au détriment des tolérances de fonctionnement du système, comme les marges de focalisation et d'inclinaison du disque, ou celle de variation de l'épaisseur de la couche de protection. La poursuite de cette augmentation ne peut donc se faire qu'à condition de garantir un usage pratique satisfaisant du support de données.

Dans ce contexte, plusieurs stratégies peuvent être envisagées pour obtenir des mémoires optiques possédant des capacités et des débits encore accrus. En voici les principales.

Une première possibilité consiste à conserver l'approche des disques optiques actuels mais en empilant cette fois un nombre de couches de données le plus important possible. Les contraintes principales de cette méthode pour obtenir un support de données WORM (Write Once Read Many) ou réinscriptible concernent la diaphonie entre couches, leur absorption et les aberrations optiques qu'elles introduisent. Ces contraintes semblent limiter le nombre de couches à environ 4 pour de telles applications [Rubin 94, Hyot 03].

Une autre approche consiste à inscrire et lire des bits de données avec une résolution supérieure à celle permise par l'optique en champ lointain en utilisant cette fois l'optique de champ proche [Terris 96]. Ceci permet d'atteindre des tailles de spot inférieures à 100 nm, mais implique toutefois pour atteindre ce régime une tête d'écriture-lecture placée à moins de

100 nm du matériau d'enregistrement, ce qui rend questionnable l'obtention d'un support de données amovible avec ce type de stockage.

En outre, diverses stratégies visent à utiliser des effets dits de "super-résolution", introduits dans le cadre du stockage magnéto-optique [Kaneko 92], et dont le principe est le suivant. Un faisceau en champ lointain est focalisé sur la couche de données magnétique à l'écriture et à la lecture. En jouant sur la non linéarité de la réponse du matériau à l'écriture, due à des effets thermiques, il est possible d'inscrire des marques bien plus petites que le spot du faisceau d'écriture. Lors de la lecture, la détection de ces marques avec le même spot est rendue possible sans diaphonie grâce à un processus thermique ayant lieu dans une couche magnétique supplémentaire placée au dessus de la couche de données. Cette couche permet au spot de lecture d'être uniquement sensible à la marque sur laquelle il est centré, sans détection des marques environnantes. Avec cette approche, des marques de tailles inférieures à 100 nm ont ainsi pu être inscrites et lues [Awano 97].

Enfin, le stockage holographique de données propose une approche conceptuellement très différente de l'approche surfacique des disques optiques actuels. C'est en effet dans ce cas le volume du matériau d'enregistrement qui est exploité afin d'y inscrire des hologrammes comme supports physiques des données stockées. Les recherches entreprises pour développer ce type de stockage ont démarré dès les années 60 du fait des très hautes capacités théoriques qui avaient été prédites [Heerden 63], revenant à stocker un bit par volume égal à la longueur d'onde d'enregistrement au cube, soit environ 1 teraoctet par  $\text{cm}^3$  pour des longueurs d'onde du spectre visible. Même s'il s'est avéré par la suite que de telles valeurs constituent des limites maximales que les contraintes liées au matériau d'enregistrement et à la géométrie du montage holographique rendent difficiles à atteindre, les progrès réalisés depuis une dizaine d'années au niveau des matériaux et des composants disponibles ont accentué la faisabilité pratique de ce type de stockage. Un des exemples les plus probants en la matière concerne la société américaine InPhase Technologies, qui a annoncé en avril 2005 sur son site internet être parvenue à stocker dans un photopolymère des données avec une densité qui produirait une capacité très attractive de 300 Go sur un disque.

Le groupe Manolia (Matériaux non linéaires et applications) de l'Institut d'Optique d'Orsay, au sein duquel s'est déroulée cette thèse, possède une solide expertise dans le domaine des mémoires holographiques et a en particulier développé par le passé plusieurs dispositifs expérimentaux de mémoire [Denz 91, Alves 94, Alves 95]. Depuis la réalisation de ces travaux, les avancées importantes qu'a connues le stockage holographique de données ont justifié que le groupe s'implique à nouveau dans des travaux expérimentaux sur cette

thématique. Celle-ci reste en effet toujours très ouverte et en particulier propice à l'exploration de nouvelles architectures de mémoires et à l'étude des propriétés de matériaux nouveaux dans ce contexte. Au démarrage de cette thèse, l'architecture de mémoire visée et les matériaux impliqués pour sa réalisation à long terme étaient dans leurs grandes lignes clairement définis, et des collaborations avec plusieurs partenaires étaient déjà établies. Aucun travail expérimental n'avait en revanche été initié au sein même du groupe Manolia et de nombreux points restaient à éclaircir pour définir et optimiser les performances du système de mémoire envisagé.

Le chapitre 1 de ce manuscrit présente ainsi un état de l'art non exhaustif du stockage holographique de données. Les principes et enjeux principaux de ce stockage y sont décrits, ainsi que la plupart des matériaux et architectures de mémoires qu'il met en jeu. Les bases physiques de la diffraction par des hologrammes de volume sont également jetées et seront mises à profit dans les chapitres suivants pour étudier les performances de la mémoire que nous avons développée.

Le chapitre 2 présente spécifiquement le projet de mémoire holographique dans lequel le groupe Manolia est impliqué avec plusieurs partenaires et dans le cadre duquel ces travaux de thèse se sont inscrits. La situation de ce projet vis à vis de l'état de l'art dressé précédemment est tout d'abord établie ainsi que l'état initial du projet au démarrage de cette thèse. Il vise ainsi à étudier une architecture de mémoire holographique microfibrée [Labeyrie 98] où les hologrammes sont des réseaux de Bragg multiplexés en longueur d'onde. Le chapitre présente alors les développements théoriques qui ont été apportés au cours de la thèse à la fois au matériau d'enregistrement et à la procédure d'écriture-lecture d'une telle mémoire. En ce qui concerne ce dernier point, une procédure impliquant la mémoire dans une géométrie de type Lippmann [Connes 87] est proposée afin de simplifier son architecture et d'accroître ses performances.

Le chapitre 3 décrit un montage qui a été réalisé afin d'effectuer une première démonstration expérimentale du principe d'écriture-lecture proposé dans le chapitre 2. Dans ce contexte de validation de principe, un simple cristal photoréfractif est utilisé comme milieu holographique, et l'enregistrement et la lecture ont lieu dans une configuration revenant à utiliser des ondes planes. La stratégie mise en place pour valider sur ce montage notre procédure d'écriture-lecture de réseaux multiplexés en longueur d'onde est donc présentée ainsi que les résultats obtenus.



Suite à la validation effectuée dans le chapitre 3, le chapitre 4 décrit un montage destiné à tester notre procédure d'écriture-lecture dans une configuration de stockage optique plus réaliste, mais encore simplifiée par rapport à celle visée par le projet de mémoire microfibrée. L'architecture de mémoire proposée pour ce montage est basée sur une couche de photopolymère comme milieu holographique, dans laquelle des réseaux de tailles transverses micrométriques sont inscrits par un faisceau focalisé. Les performances de stockage théoriques de cette architecture sont tout d'abord présentées. La méthode suivie lors de la conception et de la mise en place d'un dispositif expérimental adapté à cette architecture est ensuite décrite, pour finalement aboutir aux résultats obtenus lors de la mise en œuvre de ce dispositif.

# Chapitre 1

## Etat de l'art du stockage holographique de données

### I. Les principes fondamentaux du stockage holographique de données

#### A. Les procédures d'enregistrement et de lecture

Le stockage holographique de données consiste à enregistrer l'information à stocker sous forme d'hologrammes [Gabor 48, Leith 62] dans un milieu photosensible adapté. Des matériaux variés peuvent être envisagés pour stocker des hologrammes, et leur présentation interviendra dans la partie II de ce chapitre. Les hologrammes considérés dans ce manuscrit sont des hologrammes de phase. Un hologramme de ce type consiste en une figure de modulation de permittivité diélectrique (ou d'indice de réfraction) du matériau d'enregistrement. La diffraction d'un faisceau de lecture sur cette figure permet de restituer l'information contenue dans l'hologramme.

L'enregistrement d'un hologramme a lieu en faisant interférer dans le milieu choisi deux faisceaux lumineux cohérents : le faisceau de référence et le faisceau signal (cf. figure 1.1). Ces faisceaux sont en pratique la plupart du temps issus du même laser.

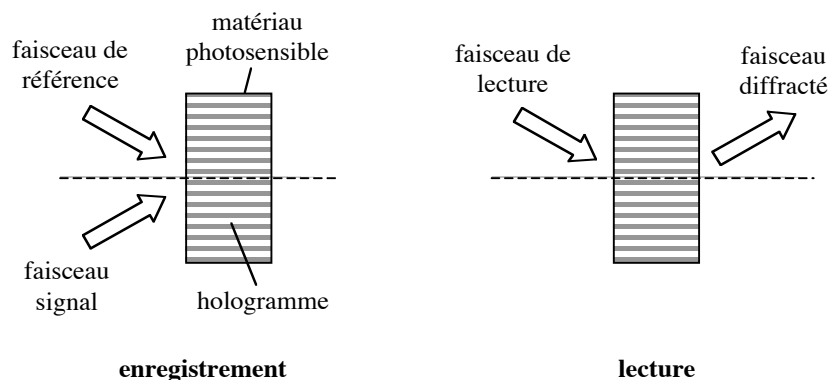


figure 1.1 : Principe d'enregistrement et de lecture d'un hologramme

Le faisceau signal est porteur de l'information à stocker, qui consiste en un nombre plus ou moins important de bits. Au cours de l'étape de lecture, seul un faisceau de lecture, identique

au faisceau de référence, est incident sur l'hologramme enregistré sur lequel il se diffracte pour restituer un faisceau analogue au faisceau signal. Une détection adaptée de ce faisceau diffracté permet donc de lire l'information stockée par l'hologramme. L'efficacité de diffraction de l'hologramme, communément notée  $\eta$ , permet de caractériser son aptitude à restituer l'information stockée. Elle est définie comme le rapport de la puissance du faisceau diffracté sur celle du faisceau de lecture :

$$\eta = \frac{P_{\text{diffractée}}}{P_{\text{lecture}}} \quad (1.1)$$

Plusieurs méthodes peuvent être envisagées pour coder les données dans le faisceau signal, dont les deux principales sont les suivantes. La première méthode consiste à utiliser des pages de données, qui sont communément obtenues à l'aide d'un modulateur spatial de lumière (SLM). Celui-ci se présente sous la forme d'une matrice de pixels, actuellement d'une taille typique de 1000×1000 pixels. Chaque pixel peut être commuté indépendamment entre deux états optiques, l'un opaque et l'autre transparent, et code ainsi pour l'état binaire "0" ou "1". La matrice forme ainsi une page de données contenant typiquement 10<sup>6</sup> bits. L'illumination de cette matrice, usuellement par un faisceau laser collimaté, produit ainsi le faisceau signal qui sera acheminé de manière adaptée dans le milieu d'enregistrement par le montage optique du système holographique. La détection des pages de données utilise une matrice de photodétecteurs de même taille que le SLM. La seconde méthode consiste quant à elle à coder un seul bit dans le faisceau signal, les hologrammes enregistrés occupant dans ce cas un volume beaucoup plus faible qu'avec la première méthode. C'est cette méthode qui sera utilisée dans le cadre des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit. Les deux méthodes seront présentées plus en détail dans la partie III de ce chapitre sous les appellations suivantes : stockage holographique par pages de données pour la première et stockage holographique bit à bit pour la seconde.

## B. Le multiplexage d'hologrammes

Les motivations principales de la réalisation de mémoires holographiques concernent les très hautes capacités et très forts débits de lecture attendus pour cette approche de stockage [Coufal 98]. Le fait de pouvoir coder par hologramme un nombre important de bits et ainsi d'accéder en parallèle à tous les bits lors de la lecture est par exemple une solution à fort potentiel pour atteindre des débits de lecture très élevés, de l'ordre du gigabit par seconde (Gbit/s). Une telle approche diffère grandement de l'accès séquentiel aux bits utilisé

classiquement par le stockage optique surfacique (type CD ou DVD), conduisant à un débit de 11,1 Mbit/s (megabit par seconde) pour les DVD. Les fortes capacités visées, de l'ordre du teraoctet (To) sur un disque de taille standard, sont quant à elles généralement fondées sur la possibilité de multiplexer les hologrammes, à savoir d'en stocker plusieurs dans le même volume [Orlov 04].

Le multiplexage d'hologrammes consiste plus précisément à superposer plusieurs hologrammes dans le même volume, chacun étant enregistré avec un faisceau de référence propre. D'un hologramme à l'autre, un paramètre particulier du faisceau de référence est ainsi modifié de manière adaptée. Pendant la lecture, l'incidence sur les hologrammes superposés d'un faisceau de lecture correspondant à l'un des faisceaux de référence résulte alors uniquement en la détection du faisceau signal reconstruit associé : chaque hologramme peut donc être lu indépendamment des autres. Il existe de nombreuses méthodes de multiplexage, chacune se distinguant par le paramètre utilisé pour adresser les faisceaux de référence. Nous souhaitons juste ici en présenter brièvement les principales.

Le multiplexage angulaire consiste à superposer les hologrammes en variant l'angle d'incidence du faisceau de référence, assimilable à une onde plane, avec la normale au milieu d'enregistrement [Leith 66, Mok 91] (cf figure 1.2-a). Les différentes positions du faisceau de référence sont toutes contenues dans le plan défini par la normale et le faisceau signal, que nous appèlerons par la suite plan signal.

Le multiplexage par codage en phase adresse les faisceaux de référence en leur assignant une figure de phase binaire [Denz 91], obtenue par exemple après passage de l'onde plane de référence au travers d'un modulateur spatial de lumière (SLM) (cf figure 1.2-b). Ces codes de phase sont choisis tels qu'ils aient des produits d'intercorrélations nuls.

Le multiplexage par translation, communément nommé "shift multiplexing" dans la littérature, utilise une onde sphérique comme faisceau de référence, le paramètre d'adressage étant la localisation du milieu holographique par rapport à cette onde [Barbastathis 96]. La translation du milieu entre les différentes positions d'enregistrement s'effectue dans le plan signal et est suffisamment petite pour que les hologrammes soient superposés de manière significative (cf figure 1.2-c).

Le multiplexage en longueur d'onde consiste quant à lui à faire varier la longueur d'onde du faisceau de référence, usuellement une onde plane, et par conséquent celle du faisceau signal [Leith 66, Rakuljic 92, Labeyrie 98] (cf figure 1.2-d). Comme les prochains chapitres de ce manuscrit le révéleront, c'est ce type de multiplexage qui est mis en avant dans le travail que nous avons effectué.

Le multiplexage péristrophique emploie comme faisceau de référence une onde plane adressée par la position rotationnelle relative du milieu holographique, l'axe de rotation choisi étant typiquement la normale à ce milieu [Curtis 94-a].

Enfin, le multiplexage par corrélation permet de superposer les hologrammes de manière similaire à celui par translation par de légers déplacements du milieu d'enregistrement. Cette méthode utilise une figure de speckle comme faisceau de référence et est basée sur les propriétés de corrélation spatiale de ce faisceau [Curtis 98, Dhar 98-a].

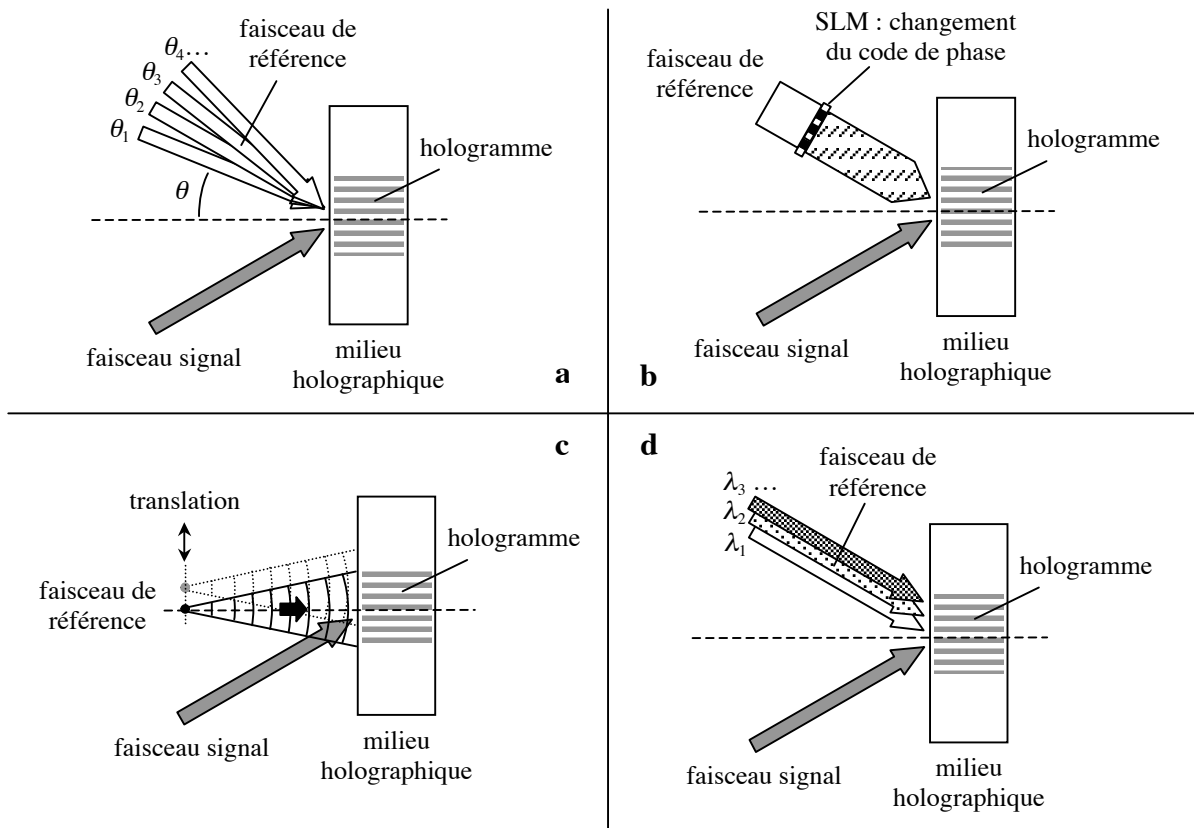


figure 1.2 : multiplexages angulaire (a), à codage en phase (b), par translation (c), en longueur d'onde (d)

Chaque méthode de multiplexage permet de superposer un nombre d'hologrammes  $N$  limité par la plage de réglage de son paramètre d'adressage et le pas nécessaire entre deux ajustements successifs de ce paramètre pour restituer indépendamment les hologrammes à la lecture. Les modalités fixant cet intervalle dépendent de la méthode et amènent à distinguer celles basées sur la sélectivité de Bragg, qui sont en pratique les plus couramment utilisées et dont font partie les multiplexages angulaire, par codage en phase, par translation et en longueur d'onde. Plus précisément, les multiplexages angulaire, par codage en phase et par translation utilisent tous les trois la sélectivité angulaire des hologrammes de volume, tandis que dans le cas du multiplexage en longueur d'onde c'est la sélectivité en longueur d'onde qui est mise en jeu. Afin d'augmenter les possibilités de multiplexage, il est à noter qu'il est

possible sous certaines conditions de combiner plusieurs méthodes [Coufal 00]. Pour les méthodes basées sur la sélectivité de Bragg, l'intervalle d'ajustement dépend en premier lieu de l'épaisseur du milieu d'enregistrement. Nous allons expliquer plus en détail l'origine de ce comportement dans la partie I.D, mais il est auparavant nécessaire d'introduire les éléments principaux de la diffraction par des hologrammes de volume, ce qui est l'objet de la partie suivante.

## C. Principes de la diffraction par des hologrammes de volume

### 1. Diffraction volumique dans le cadre de l'approximation de Born

Considérons un repère orthonormé  $(O, \vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$  de l'espace associé à un hologramme consistant en une modulation de la permittivité diélectrique du milieu d'enregistrement et occupant un volume  $V$ . Nous considérons que l'ensemble de l'espace possède le même indice de réfraction moyen que ce milieu afin de ne pas avoir à prendre en compte de discontinuité d'indice dans notre analyse. Dans tout ce manuscrit, nous postulons que la notation  $\varepsilon$  désigne la permittivité diélectrique relative. Nous supposons ici que celle-ci peut être mise sous la forme :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_m + 0,5 \left( \tilde{\varepsilon}(\vec{r}) e^{i\vec{K}_r \cdot \vec{r}} + cc \right) \quad (1.2)$$

où  $\varepsilon_m$  est la permittivité diélectrique relative moyenne du milieu ( $n$  est l'indice de réfraction correspondant),  $\vec{K}_r$  le vecteur d'onde du réseau de Bragg porteur de l'hologramme et  $\tilde{\varepsilon}(\vec{r})$  une modulation représentant les données stockées dans l'hologramme et possédant les deux caractéristiques suivantes. Elle est d'une part de faible amplitude, à savoir  $|\tilde{\varepsilon}(\vec{r})| \ll \varepsilon_m$  quelle que soit la position considérée dans l'hologramme, et ne possède d'autre part que des fréquences spatiales très faibles devant  $K_r$ . La notation  $cc$  indique un terme complexe conjugué de celui le précédant. Nous souhaitons déterminer le champ électrique  $\vec{E}_D$  de l'onde diffractée par l'hologramme lorsqu'il est illuminé par une onde incidente  $\vec{E}_L$ . Ce calcul revient à résoudre l'équation de propagation du champ électrique total  $\vec{E} = \vec{E}_L + \vec{E}_D$ , somme des champs de lecture et diffracté [Pauliat 00, Coufal 00]. L'équation de propagation est issue classiquement des équations de Maxwell :

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} = \nabla (\nabla \cdot \vec{E}) \quad (1.3)$$

où  $\nabla$  est la notation usuelle pour l'opérateur vectoriel de composantes cartésiennes  $(\partial/\partial x, \partial/\partial y, \partial/\partial z)$ ,  $\mu$  la perméabilité magnétique, égale à celle du vide  $\mu_0$  dans le domaine des fréquences optiques [Landau].  $\omega$  est la pulsation de l'onde lumineuse,  $\epsilon_0$  la permittivité diélectrique du vide et  $\epsilon$  la permittivité diélectrique relative donnée par (1.2).  $\nabla \cdot \vec{E}$  est calculé en utilisant la loi de Gauss, formulée de la manière suivante dans notre cas où le milieu est diélectrique :

$$\nabla \cdot (\epsilon \vec{E}) = \nabla \epsilon \cdot \vec{E} + \epsilon \nabla \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.4)$$

d'où :

$$\nabla \cdot \vec{E} = -\frac{\nabla \epsilon \cdot \vec{E}}{\epsilon} \approx -\frac{\nabla \epsilon \cdot \vec{E}}{\epsilon_m} \quad (1.5)$$

Dans le calcul de  $\nabla \epsilon(\vec{r})$ , nous allons uniquement prendre en compte la fréquence spatiale du réseau de Bragg porteur et ainsi négliger les dérivées spatiales de  $\tilde{\epsilon}(\vec{r})$ , ce qui conduit à :

$$\nabla \epsilon(\vec{r}) \approx i0,5 \left( \tilde{\epsilon}(\vec{r}) e^{i\vec{K}_r \cdot \vec{r}} - cc \right) \vec{K}_r \quad (1.6)$$

L'utilisation de (1.5) et (1.6) conduit alors à une reformulation de (1.3) en :

$$\nabla^2 \vec{E} + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_m \vec{E} = -i0,5 \nabla \left( \left( \vec{K}_r \cdot \vec{E} \right) \frac{\tilde{\epsilon}(\vec{r}) e^{i\vec{K}_r \cdot \vec{r}} - cc}{\epsilon_m} \right) - 0,5 \frac{\omega^2}{c^2} \left( \tilde{\epsilon}(\vec{r}) e^{i\vec{K}_r \cdot \vec{r}} + cc \right) \vec{E} \quad (1.7)$$

Avec la même approximation que précédemment, le premier terme de droite de (1.7) se simplifie et nous obtenons au bout du compte une équation de propagation de la forme :

$$\left( \nabla^2 + k^2 \right) \vec{E} = U(\vec{r}) \vec{E} \quad (1.8)$$

où  $k = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \epsilon_m} = 2\pi n / \lambda$  et  $U(\vec{r})$  est l'opérateur défini par :

$$U(\vec{r}) = \frac{\tilde{\epsilon}(\vec{r})}{2\epsilon_m} e^{i\vec{K}_r \cdot \vec{r}} \left[ \left( \vec{K}_r - i\nabla \right) \left( \vec{K}_r \cdot \right) - k^2 \right] + \frac{\tilde{\epsilon}^*(\vec{r})}{2\epsilon_m} e^{-i\vec{K}_r \cdot \vec{r}} \left[ \left( \vec{K}_r + i\nabla \right) \left( \vec{K}_r \cdot \right) - k^2 \right] \quad (1.9)$$

$\lambda$  désigne la longueur d'onde dans le vide associée à la pulsation  $\omega$ , et dans ce manuscrit les longueurs d'onde seront d'ailleurs toujours considérées dans le vide.

Le calcul du champ diffracté selon la relation (1.8) est donc équivalent à la résolution de la diffusion du champ électrique  $\vec{E}$  par le potentiel  $U(\vec{r})$ . (1.8) admet pour solution  $\vec{E}$  une série d'ordres diffractés [Cohen 73] :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \vec{E}_D^{(k)} \quad (1.10)$$

où  $\vec{E}_0$  est une solution de l'équation sans second membre dérivée de (1.8), et  $\vec{E}_D^{(k)}$  est donné par la relation de récurrence suivante, initialisée par  $E_D^{(0)}(\vec{r}) = E_0(\vec{r})$  :

$$(\nabla^2 + k^2) \vec{E}_D^{(k)}(\vec{r}) = U(\vec{r}) \vec{E}_D^{(k-1)}(\vec{r}) \quad (1.11)$$

Il résulte de (1.11) que  $\vec{E}_D^{(k)}$  est proportionnel à  $(|\tilde{\epsilon}(\vec{r})|/\epsilon_m)^k$ , et avec  $|\tilde{\epsilon}(\vec{r})| \ll \epsilon_m$  nous pouvons donc négliger les ordres diffractés autres que  $\vec{E}_D^{(1)}$  : c'est l'approximation de Born. Dans ce contexte, il est possible de considérer que le champ de lecture  $\vec{E}_L$  n'est pratiquement pas perturbé par la présence de l'hologramme et qu'il est donc assimilable à  $\vec{E}_0$ . La résolution de (1.8) conduit alors à un champ diffracté  $\vec{E}_D$  qui peut être mis sous la forme :

$$\vec{E}_D(\vec{r}) = \int_V d^3\vec{r}' G(\vec{r} - \vec{r}') U(\vec{r}') \vec{E}_L(\vec{r}') \quad (1.12)$$

avec  $G(\vec{r})$  une fonction de Green, solution de l'équation :

$$\nabla^2 G(\vec{r}) + k^2 G(\vec{r}) = \delta(\vec{r}) \quad (1.13)$$

L'approximation de Born rend donc le champ diffracté linéaire en fonction du potentiel  $U(\vec{r})$ .

## 2. Diffraction volumique de champs scalaires

Nous allons développer la relation (1.12) dans le cas d'une onde de lecture scalaire se présentant en notation complexe sous la forme suivante, sa dépendance temporelle étant omise :

$$\vec{E}_L(\vec{r}) = A_L(\vec{r}) e^{i\vec{k}_L \cdot \vec{r}} \vec{e} \quad (1.14)$$

où  $\vec{e}$  est un vecteur unitaire selon une direction arbitraire perpendiculaire à  $\vec{k}_L$  et  $|\vec{k}_L| = k$  d'après nos notations précédentes. La fonction de Green choisie usuellement pour la résolution est [Cohen 73]:



$$G(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|\vec{r}|}}{|\vec{r}|} \quad (1.15)$$

Il semble en effet cohérent que suffisamment loin du volume diffractant, le champ diffracté par chacun des volumes élémentaires le composant se comporte comme une onde sphérique divergente [Born (3)]. En considérant que l'amplitude  $A_L(\vec{r})$  varie lentement dans l'espace et que ses dérivées spatiales sont donc négligeables, l'introduction de (1.9), (1.14) et (1.15) dans (1.12) conduit à :

$$\begin{aligned} \vec{E}_D(\vec{r}) = & \bar{w}_+(\vec{k}_L) \int_V d^3\vec{r}' \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \frac{\tilde{\epsilon}(\vec{r}')}{2\epsilon_m} A_L(\vec{r}') e^{i(\vec{k}_L+\vec{K}_r)\cdot\vec{r}'} \\ & + \bar{w}_-(\vec{k}_L) \int_V d^3\vec{r}' \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \frac{\tilde{\epsilon}^*(\vec{r}')}{2\epsilon_m} A_L(\vec{r}') e^{i(\vec{k}_L-\vec{K}_r)\cdot\vec{r}'} \end{aligned} \quad (1.16)$$

où les vecteurs  $\bar{w}_+(\vec{k}_L)$  et  $\bar{w}_-(\vec{k}_L)$  ont pour expressions :

$$\bar{w}_\pm(\vec{k}_L) = -k^2 \vec{e} + (\vec{K}_r \cdot \vec{e}) (\vec{K}_r \pm \vec{k}_L) \quad (1.17)$$

La relation (1.16) présente ainsi deux intégrales qui correspondent respectivement aux ordres de diffraction +1 et -1. L'absence d'ordre de diffraction supérieur provient de nos hypothèses : l'approximation de Born et l'utilisation d'un réseau de permittivité sinusoïdal. Cette relation peut en outre s'interpréter de la manière suivante. Chaque volume élémentaire de l'hologramme se comporte comme une source ponctuelle émettant une onde sphérique dont l'amplitude est proportionnelle à la modulation locale de permittivité diélectrique et à l'amplitude locale de l'onde de lecture, le champ diffracté total étant la superposition cohérente de ces ondes. L'aspect vectoriel de ces ondes n'est pas pris en compte dans la sommation effectuée. Ainsi, cette approche scalaire néglige les effets de polarisation et ne donne des résultats valides qu'à une distance suffisamment grande devant les dimensions de l'hologramme, là où les fronts d'onde des ondes sphériques sont quasiment plans.

## D. La sélectivité de Bragg d'un hologramme de volume

### 1. Géométrie d'hologramme et approche utilisés

Nous avons vu précédemment que la plupart des méthodes de multiplexage sont basées sur un processus de sélectivité de Bragg afin de pouvoir restituer indépendamment à la lecture les hologrammes superposés. Nous allons à présent caractériser ce processus dans le cas des multiplexages angulaire et en longueur d'onde, qui sont représentatifs de l'ensemble des

comportements obtenus pour les multiplexages basés sur la sélectivité de Bragg. Nous utilisons l'approche de diffraction volumique développée précédemment et nous restreignons ici au cas simple où l'hologramme est enregistré par des ondes de référence et signal planes et lu par une onde plane selon la géométrie présentée figure 1.3.

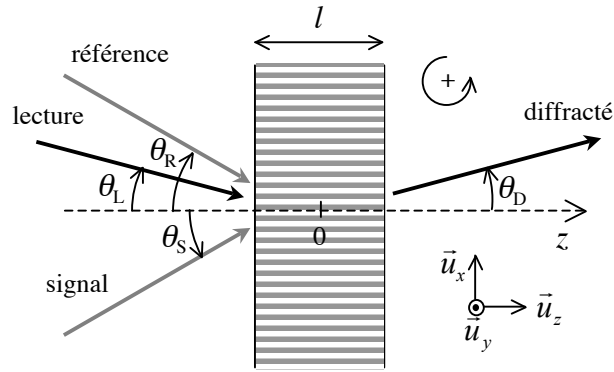


figure 1.3 : géométrie d'enregistrement et de lecture d'un hologramme plan

Comme nous souhaitons étudier le multiplexage en longueur d'onde, nous sommes amenés à distinguer les nombres d'onde à l'écriture et à la lecture, notés respectivement  $k_0$  et  $k$ . Nous avons donc  $\vec{E}_R = e^{ik_0(z \cos \theta_R + x \sin \theta_R)} \vec{u}_y$  et  $\vec{E}_S = e^{ik_0(z \cos \theta_S + x \sin \theta_S)} \vec{u}_y$  et ces ondes conduisent à un terme de déphasage près à un profil de permittivité (1.2) où  $\tilde{\varepsilon}(\vec{r})$  est défini par :

$$\tilde{\varepsilon}(\vec{r}) = \delta\varepsilon \text{rect}(z/l) \quad (1.18)$$

où  $\delta\varepsilon$  caractérise l'amplitude du réseau produit, de vecteur  $\vec{K}_r = \vec{k}_S - \vec{k}_R$ , avec  $\delta\varepsilon \ll \varepsilon_m$ . Nous supposons pour simplifier que le réseau est uniquement limité selon  $\vec{u}_z$  par l'épaisseur du matériau et qu'il s'étend à l'infini dans les directions perpendiculaires. L'onde plane de lecture est représentée par  $\vec{E}_L = e^{ik(z \cos \theta_L + x \sin \theta_L)} \vec{u}_y$ .

Pour caractériser l'onde diffractée par le réseau, nous allons étudier sa décomposition en ondes planes en reformulant la relation (1.16) par le biais d'une analyse de Fourier. Pour une description complète de cette analyse, le lecteur pourra se référer au premier chapitre de la référence [Coufal 00] ou à la référence [Pauliat 00]. Dans le cas présent où l'axe optique est selon  $\vec{u}_z$  et l'hologramme possède une ouverture infinie, nous définissons le spectre diffracté par :

$$\vec{F}_D(\vec{k}_D, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} dx dy \vec{E}_D(\vec{r}) e^{-i\vec{k}_D \cdot \vec{r}} \quad (1.19)$$

En y introduisant la relation (1.16) et en utilisant la décomposition de Fourier de la fonction de Green (1.15), il est possible de montrer que (1.19) peut se reformuler en :

$$\vec{F}_D(\vec{k}_D, z) = \frac{ie^{-ik_{Dz}z}}{2} \vec{C}_D(\vec{k}_L, \vec{k}_D) \quad (1.20)$$

où  $k_{Dz} = \vec{k}_D \cdot \vec{u}_z$  et  $\vec{C}_D(\vec{k}_L, \vec{k}_D)$  représente l'amplitude de la composante diffractée se propageant selon  $\vec{k}_D$  lorsque l'hologramme est illuminé par une onde plane se propageant selon  $\vec{k}_L$ . Celle-ci est donnée par :

$$\vec{C}_D(\vec{k}_L, \vec{k}_D) = \frac{\vec{w}_+(\vec{k}_L)}{2\varepsilon_m k_{Dz}} \int_V d^3\vec{r}' \tilde{\varepsilon}(\vec{r}') e^{i(\vec{k}_L - \vec{k}_D + \vec{k}_r) \cdot \vec{r}'} + \frac{\vec{w}_-(\vec{k}_L)}{2\varepsilon_m k_{Dz}} \int_V d^3\vec{r}' \tilde{\varepsilon}^*(\vec{r}') e^{i(\vec{k}_L - \vec{k}_D - \vec{k}_r) \cdot \vec{r}'} \quad (1.21)$$

Pour le réseau étudié ici, en supposant que l'onde de lecture est dans les environs angulaires immédiats de l'onde de référence, seule la première intégrale de (1.21), correspondant à l'ordre +1, conduit à une expression non négligeable. Dans le cadre des travaux présentés dans ce manuscrit, nous nous placerons exclusivement au voisinage de l'ordre +1 et pourrons toujours négliger l'intégrale de l'ordre -1. Dans le cas présent, la norme de (1.21) est ainsi donnée par l'expression suivante :

$$C_D(\vec{k}_L, \vec{k}_D) = \frac{-k^2 \delta \varepsilon l}{4\varepsilon_m k_{Dz}} \delta(k_0(\sin\theta_S - \sin\theta_R) + k \sin\theta_L - k_{Dx}) \delta(k_{Dy}) \times \text{sinc}\left[\left(k_0(\cos\theta_S - \cos\theta_R) + k \cos\theta_L - k_{Dz}\right) \frac{l}{2}\right] \quad (1.22)$$

Le champ diffracté a donc une unique composante onde plane définie par :

$$k_{Dx} = k_0(\sin\theta_S - \sin\theta_R) + k \sin\theta_L ; k_{Dy} = 0 ; |k_D| = k \quad (1.23)$$

## 2. Application au multiplexage angulaire

Pour étudier le multiplexage angulaire, nous pouvons poser  $k_0 = k$  et supposons que  $\theta_L$  est proche de  $\theta_R$ , à savoir  $\theta_L = \theta_R + \Delta\theta$  avec  $|\Delta\theta| \ll \theta_R$ . Nous obtenons ainsi  $k_{Dz} = k(\cos\theta_S - \Delta\theta \tan\theta_S \cos\theta_R)$ , et l'onde diffractée peut être exprimée par :

$$\vec{E}_D \approx \frac{-k\delta\varepsilon l}{4\varepsilon_m \cos\theta_S} e^{i\vec{k}_D \cdot \vec{r}} \text{sinc}\left(k\Delta\theta \frac{\sin(\theta_S - \theta_R)l}{\cos\theta_S} \frac{l}{2}\right) \vec{u}_y \quad (1.24)$$

ce qui donne pour efficacité de diffraction du réseau :

$$\eta = \frac{|E_D|^2}{|E_L|^2} \approx \left( \frac{k\delta\epsilon l}{4\epsilon_m \cos\theta_S} \right)^2 \text{sinc}^2 \left( k\Delta\theta \frac{\sin(\theta_S - \theta_R) l}{\cos\theta_S} \right) \quad (1.25)$$

Celle-ci est représentée figure 1.4 en fonction du paramètre  $\Delta\theta$  pour  $\theta_S = -\theta_R = 20^\circ$ ,  $n = 1,5$ ,  $\lambda = 500 \text{ nm}$  et  $l = 1 \text{ mm}$ . Elle est maximale lorsque l'onde plane de lecture est identique à l'onde plane de référence, et l'onde plane diffractée possède alors le même vecteur d'onde que l'onde plane signal. Il est communément défini que lorsque ce maximum est atteint, l'accord de Bragg est vérifié pour l'hologramme lu. Cette condition d'accord de Bragg peut être généralisée sous la forme suivante :

$$\vec{k}_D - \vec{k}_L = \vec{K}_r \quad (1.26)$$

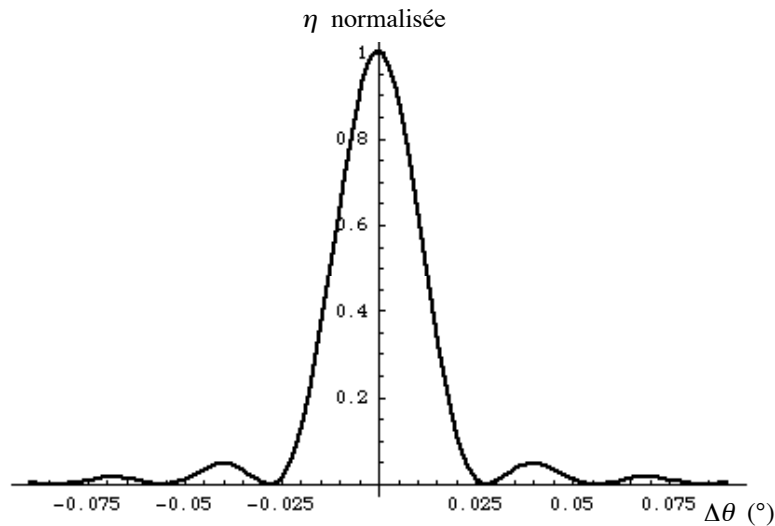


figure 1.4 : efficacité de diffraction normalisée d'un réseau de Bragg en fonction de la rotation  $\Delta\theta$  par rapport à la position angulaire de référence

Les paramètres utilisés pour tracer la figure 1.4 conduisent à une configuration d'enregistrement d'hologrammes dite en transmission, caractérisée par le fait que les projections des vecteurs d'onde référence et signal sur  $\vec{u}_z$  sont de même signe. L'inverse se produirait pour un enregistrement en réflexion, à savoir faisceaux référence et signal seraient incidents sur le milieu holographique par des faces opposées.

A l'accord de Bragg, l'efficacité de diffraction donnée par (1.25) se simplifie en l'expression de référence suivante, valable dans le cadre de l'approximation de Born où  $\delta\epsilon = 2n\delta n$  :

$$\eta \approx \left( \frac{\pi \delta n l}{\lambda \cos \theta_s} \right)^2 \quad (1.27)$$

Le terme efficacité de diffraction implique d'ailleurs en langage courant de manière sous-entendue que l'on se place à l'accord de Bragg.

Il existe une plage angulaire  $\Delta\theta = 2\Delta\theta_B$  autour de la position d'accord de Bragg pour laquelle l'efficacité de diffraction diminue avant de s'annuler une première fois.  $\Delta\theta_B$  est défini comme la sélectivité de Bragg de l'hologramme, sélectivité angulaire dans le cas présent, et vaut ainsi :

$$\Delta\theta_B \approx \frac{\lambda \cos \theta_s}{n l \sin(\theta_s - \theta_r)} \quad (1.28)$$

Supposons qu'un second hologramme soit enregistré avec le même faisceau signal mais avec un faisceau de référence d'incidence  $\theta_r + j\Delta\theta_B$ , où  $j$  est un entier. Si la lecture des hologrammes superposés est effectuée à cette même incidence, seul le second hologramme va alors diffracter, tandis que le premier ne peut être détecté. Si la condition  $|j\Delta\theta_B| \ll \theta$  est vérifiée, il est également possible de considérer qu'à l'incidence  $\theta_r$  seul le premier hologramme diffracte. Au bout du compte, pour une plage d'incidence donnée du faisceau de référence, il est possible de multiplexer de la sorte un nombre d'autant plus grand d'hologrammes que  $\Delta\theta_B$  est petit. Comme au vu de la relation (1.28) la sélectivité de Bragg est inversement proportionnelle à l'épaisseur du milieu, ceci explique que le stockage holographique vise à exploiter des matériaux les plus épais possibles pour accroître les capacités.

### 3. Application au multiplexage en longueur d'onde

Pour traiter le cas du multiplexage en longueur d'onde, nous pouvons cette fois poser  $\theta_r = \theta_l$  et considérons que la longueur d'onde de lecture  $\lambda$  est proche de celle d'écriture  $\lambda_0$  :  $\lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda$  avec  $\Delta\lambda \ll \lambda_0$ . A ce décalage en longueur d'onde correspond un décalage en nombre d'onde  $\Delta k$  donné par  $\Delta k \approx -2\pi m \Delta\lambda / \lambda_0^2$ . Nous obtenons de manière similaire au cas du multiplexage angulaire l'efficacité de diffraction suivante :

$$\eta \approx \left( \frac{k \delta \varepsilon l}{4 \varepsilon_m \cos \theta_s} \right)^2 \text{sinc}^2 \left[ \Delta k \left( \frac{\cos(\theta_r - \theta_s) - 1}{\cos \theta_s} \right) \frac{l}{2} \right] \quad (1.29)$$

dont se dérive la sélectivité de Bragg en longueur d'onde  $\Delta\lambda_B$  :

$$\Delta\lambda_B \approx \frac{\lambda_0^2}{nl} \frac{\cos\theta_S}{1 - \cos(\theta_R - \theta_S)} \quad (1.30)$$

De cette relation se déduit le fait que pour un faisceau signal perpendiculaire au milieu holographique ( $\theta_S = 0$ ), la configuration optimale d'enregistrement est en contre-propageant puisque la sélectivité de Bragg est minimisée pour  $\theta_R = \pi$ . Ceci explique qu'une telle configuration sera utilisée dans les systèmes basés sur le multiplexage en longueur d'onde présentés dans les chapitres suivants de ce manuscrit. La sélectivité de Bragg est donnée dans ce cas par :

$$\Delta\lambda_B \approx \frac{\lambda_0^2}{2nl} \quad (1.31)$$

Dans cette présentation du multiplexage en longueur d'onde, nous avons supposé que  $\theta_R = \theta_L$ , mais il est à noter que d'après la relation (1.26) et dans le cas d'ondes planes, il est possible pour un vecteur  $\vec{K}_r$  donné de trouver à une incidence  $\theta_L$  différente de  $\theta_R$  une longueur d'onde de lecture autre que celle d'écriture qui permettra de vérifier l'accord de Bragg.

#### 4. Utilisation pratique de la sélectivité de Bragg pour le stockage de données

La présentation de la sélectivité de Bragg effectuée dans cette partie permet de comprendre comment il est possible d'en tirer parti pour multiplexer des hologrammes. Elle a toutefois supposé certaines hypothèses simplificatrices. Tout d'abord, elle a supposé des dimensions transverses de l'hologramme infinies, ce qui n'est pas réalisé en pratique. La prise en compte de ces dimensions finies  $L_1$  et  $L_2$  modifie la relation (1.22) en :

$$C_D(\vec{k}_L, \vec{k}_D) \propto \text{sinc}\left(\frac{L_1}{2} \vec{K}_\Sigma \cdot \vec{u}_x\right) \text{sinc}\left(\frac{L_2}{2} \vec{K}_\Sigma \cdot \vec{u}_y\right) \text{sinc}\left(\frac{l}{2} \vec{K}_\Sigma \cdot \vec{u}_z\right) \quad (1.32)$$

où  $\vec{K}_\Sigma = \vec{K}_r + \vec{k}_L - \vec{k}_D$ . L'onde diffractée par une onde de lecture plane n'est donc pas elle-même strictement plane. Tant que  $l \ll L_{1,2}$ , c'est toutefois bien la direction  $\vec{u}_z$  qui impose la sélectivité de Bragg vis à vis de l'onde de lecture. Les trois sinus cardinaux de cette relation expriment en fait la diffraction par les trois dimensions finies de l'hologramme, les deux premiers par l'ouverture d'entrée et le dernier par l'épaisseur.

En outre, nous avons considéré comme faisceau signal une simple onde plane. Le codage de données effectué par exemple avec un SLM dans ce faisceau conduit en pratique à élargir son spectre spatial et ainsi à enregistrer un cône de réseaux très peu ouvert autour du réseau porteur  $\vec{K}_r$ . De ce fait, même si plusieurs hologrammes sont superposés de sorte que les différents réseaux porteurs soient adressés indépendamment grâce à la sélectivité de Bragg, une diaphonie résiduelle sera présente du fait de l'élargissement précédemment décrit et d'autant plus importante que les hologrammes sont nombreux [Curtis 94-b].

Il est par ailleurs intéressant de noter que la relation (1.32) a été utilisée dès les années 60 pour donner une estimation théorique de la densité d'information maximale permise par le stockage holographique. En notant  $D_{vol}^{lim}$  cette densité volumique limite exprimée en bits par unité de volume, celle-ci est estimée par l'ordre de grandeur  $D_{vol}^{lim} \approx 1/(n\lambda)^3$ , où  $\lambda$  est la longueur d'onde utilisée à l'enregistrement dans un matériau d'indice  $n$  [Heerden 63, Jansson 80, Brady 93, Alves 95]. Pour  $\lambda = 400$  nm et  $n = 1,5$  dans un volume de  $1 \text{ cm}^3$ , cela correspond à une capacité très attractive de  $5 \cdot 10^{12}$  bits. Cet ordre de grandeur correspond à la limite de diffraction, c'est à dire que le matériau est supposé parfait. Il est obtenu en considérant que tous les réseaux de Bragg issus du balayage de l'ensemble des directions de l'espace par les vecteurs d'onde référence et signal ont été enregistrés, avec pour seule restriction que lors de la lecture d'un réseau donné, tous les autres réseaux se trouvent en dehors de la zone de sélectivité de Bragg afin qu'ils ne causent pas de diaphonie. Il n'est donc pas du tout tenu compte de la manière dont les hologrammes sont multiplexés. Cette densité maximale n'a ainsi en pratique jamais été atteinte du fait des imperfections relatives au matériau d'enregistrement et des limitations accompagnant chaque technique de multiplexage.

Enfin, à titre de comparaison par rapport au multiplexage basé sur la sélectivité de Bragg, une autre catégorie de méthodes de multiplexage, dites fractales, visent à lire des hologrammes superposés non pas en restituant sélectivement l'un des faisceaux signal pendant que les autres sont "éteints", mais en reconstruisant la plupart d'entre eux selon des directions spatiales suffisamment distinctes pour que la détection ne puisse s'effectuer que sur le faisceau voulu. Parmi ces méthodes se trouvent le multiplexage péristrophique ainsi que des dérivés du multiplexage angulaire et par translation, où l'adressage des faisceaux de référence se fait dans un plan perpendiculaire au plan signal. Il est à noter que pour une épaisseur du matériau donnée, le nombre d'hologrammes multiplexables par ces méthodes est moindre que par celles basées sur la sélectivité de Bragg [Pu 96, Waldman 03].

## E. L'optimisation des performances du stockage holographique de données

Comme nous l'avons mentionné auparavant, les mémoires holographiques ont un fort potentiel pour obtenir des capacités très importantes conjuguées à des débits de lecture qui le sont tout autant. Les points principaux de la stratégie à suivre pour obtenir de telles performances sont les suivants. Le paramètre clé pour caractériser la capacité des mémoires holographiques par rapport aux autres dispositifs de stockage est la densité surfacique de données, notée  $D_{3D}$ , à savoir le nombre de bits stockés par unité de surface du milieu d'enregistrement. La surface considérée est bien entendu celle par laquelle accède le faisceau de lecture, et les bits à prendre en compte ceux enregistrés dans le volume sous-jacent à l'unité de surface.  $D_{3D}$  est proportionnelle d'une part à la densité surfacique de bits par hologramme, notée  $D_{2D}$ , et d'autre part au nombre  $N$  d'hologramme qu'il est possible de multiplexer. Le débit de lecture est quant à lui proportionnel au nombre de bits stockés par hologramme et à l'intensité du signal diffracté par hologramme. Capacité et débit sont ainsi des performances intimement liées, et ce non seulement par le nombre de bits contenus par hologramme, mais aussi du fait de la dépendance de l'intensité diffractée par hologramme en fonction de  $N$ .

En effet, par la relation (1.2) nous avons considéré la présence d'un hologramme unique pour calculer l'amplitude qu'il diffracte, mais le même raisonnement est généralisable à  $N$  hologrammes multiplexés. Dans le cas d'un hologramme unique, notons  $\delta\varepsilon_{\max} = \left| \tilde{\varepsilon}(\vec{r}) \right|_{\max}$  l'amplitude maximale de modulation de permittivité diélectrique utilisée pour l'enregistrer. Celle-ci est directement liée aux performances permises par le milieu holographique. Dans le cas de  $N$  hologrammes, la relation (1.2) devient :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_m + 0,5 \sum_{p=1}^N \left( \varepsilon_p(\vec{r}) e^{i\vec{K}_{r,p} \cdot \vec{r}} + cc \right) \quad (1.33)$$

et dans la perspective d'obtenir des signaux équivalents en intensité pour la lecture de chaque hologramme, il est légitime de considérer que  $\delta\varepsilon_{p,\max}$  est constant quel que soit  $p$  et qu'il est issu de la répartition équitable de  $\delta\varepsilon_{\max}$  de telle sorte que :

$$\delta\varepsilon_{p,\max} = \frac{\delta\varepsilon_{\max}}{N} \quad (1.34)$$



D'après (1.16), l'amplitude diffractée par un hologramme étant proportionnelle à  $\delta\varepsilon_{p,\max}$ , il en résulte que l'intensité diffractée par hologramme décroît en  $1/N^2$ . Ce comportement dû au multiplexage peut être formalisé de la manière générale suivante. Dans le cadre de l'approximation de Born, que nous considérerons toujours valide pour le stockage holographique de données, l'efficacité de diffraction  $\eta$  d'un hologramme individuel multiplexé parmi  $N$  hologrammes est donnée par la relation :

$$\eta = \left( \frac{M_{\#}}{N} \right)^2 \quad (1.35)$$

où  $M_{\#}$  réfère à une quantité que nous appellerons par la suite dynamique holographique du système de mémoire considéré [Mok 96]. Cette dynamique dépend des propriétés du matériau d'enregistrement, notamment la modulation d'indice qu'il peut supporter. Elle est aussi influencée par des paramètres du système optique d'enregistrement-lecture, comme ceux déterminant le taux de modulation et la forme des figures d'interférence d'enregistrement.

Le multiplexage d'un nombre  $N$  important d'hologrammes pour augmenter la capacité se fait donc au détriment de la quantité de signal restituée par chaque hologramme à la lecture. Il existe de ce fait un nombre  $N$  maximal fixé par l'efficacité de diffraction minimale acceptable pour que la détection se fasse de manière convenable. Il est en effet nécessaire que la détection soit effectuée avec un rapport signal sur bruit suffisamment fort pour obtenir au bout du compte un taux d'erreur aussi faible que possible dans l'information restituée par diffraction par rapport aux données codées dans l'hologramme. Lorsque le signal diffracté par hologramme diminue, le rapport signal sur bruit est amené à décroître car les sources principales de bruit ne dépendent pas de  $N$ , à savoir la diffusion du faisceau de lecture par le système holographique et le bruit inhérent au détecteur utilisé (capteur CCD ou CMOS par exemple). Une solution pour augmenter le rapport signal sur bruit consiste alors à accroître le temps d'intégration du détecteur, ce qui se fait bien sûr au détriment du débit de lecture.

En résumé, l'accroissement de la capacité des mémoires holographiques peut être effectué en augmentant  $D_{2D}$  et  $N$ .  $D_{2D}$  dépend à la fois du nombre de bits par hologramme et de l'ouverture numérique utilisée pour imager le faisceau signal dans le milieu holographique.  $N$  ne peut être augmenté au delà d'un certain seuil fixé tout d'abord par la limite intrinsèque au type de multiplexage utilisé. Il dépend en outre de l'efficacité de diffraction minimale acceptable par hologramme pour que la détection se fasse avec un débit convenable. Ce débit

de lecture peut quant à lui être augmenté avec le nombre de bits contenus par hologramme et la dynamique permise par le système holographique.

## **II. Les matériaux pour le stockage holographique de données**

### **A. Les qualités requises par ces matériaux**

Un nombre important de caractéristiques doivent être validées par un matériau pour pouvoir servir de support au stockage holographique de données, c'est-à-dire enregistrer les données, les conserver efficacement et éventuellement les réinscrire. La recherche d'un matériau conjuguant toutes les qualités requises s'avère difficile et explique en partie pourquoi le concept de mémoire holographique, connu depuis le début des années 60, n'a pas permis depuis d'aboutir à un produit commercial. Les principaux critères auxquels doit répondre un tel matériau sont ainsi décrits ci-dessous. Lors des travaux effectués au cours de cette thèse, il est à noter dès maintenant que deux types de matériaux particulièrement utilisés pour le stockage holographique de données ont été impliqués : les cristaux photoréfractifs et les photopolymères.

#### **1. La qualité optique**

Un matériau destiné au stockage holographique de données se doit tout d'abord de restituer avec le moins de distorsion possible les données codées par les hologrammes qu'il contient, il doit donc posséder une très bonne qualité optique. Au niveau macroscopique, cela implique que le matériau soit homogène et qu'il soit mis en forme avec des tolérances de fabrication sévères. Une planéité de surface à 50 nm près sur l'ensemble du matériau est ainsi typiquement mise en jeu pour l'approche de stockage par pages de données [Dhar 99]. D'un point de vue plus microscopique, la diffusion de la lumière à l'intérieur du matériau doit en outre être suffisamment faible pour garantir un niveau de bruit de fond compatible avec une détection des données efficace.

#### **2. La sensibilité**

Par ailleurs, il est nécessaire que le matériau possède une sensibilité suffisante pour enregistrer les hologrammes à des débits d'écriture raisonnables pour des intensités des faisceaux d'écriture en accord avec les sources laser actuellement disponibles dans une perspective applicative. L'intérêt de posséder un support holographique permettant

d'enregistrer un très grand nombre de données est en effet beaucoup diminué si la procédure d'enregistrement nécessite plusieurs jours ! La sensibilité  $S_{\delta n}$  d'un matériau holographique est liée à la variation d'indice produite par une illumination de fluence donnée (en  $J.cm^{-2}$ ). Sa définition usuelle est :

$$S_{\delta n} = \frac{\sqrt{\eta_1}}{Itl} \quad (1.36)$$

où  $\eta_1$  est l'efficacité de diffraction d'un réseau plan enregistré avec un taux de modulation de 1,  $I$  est l'intensité totale incidente pendant un temps d'exposition  $t$  sur le matériau d'épaisseur  $l$  [Coufal 00]. Elle s'exprime donc dans ce cas en  $cm/J$  et est normalisée par rapport à l'épaisseur du matériau. Une autre définition dérivée ne prend pas en compte cette normalisation et correspond à  $S'_{\delta n} = S_{\delta n} l$ .

Une estimation des sensibilités requises pour le stockage holographique peut être obtenue par le raisonnement suivant. Les hologrammes de données sont usuellement enregistrés avec  $m < 1$ , et leur efficacité de diffraction  $\eta$  est environ proportionnelle à  $m^2$  : elle est donc reliée à la sensibilité par  $\eta = (mS_{\delta n} Itl)^2$ . Nous considérons les paramètres typiques suivants pour l'approche de stockage par pages de données : des hologrammes de  $10^6$  bits nécessitant une efficacité à la lecture de  $10^{-4}$ , enregistrés avec  $m = 0,2$  et une fluence  $I \times t$  de  $1 \text{ mJ/cm}^2$  sur une surface de  $0,1 \text{ cm}^2$  dans un matériau d'épaisseur  $1 \text{ mm}$ . Ceci implique  $S_{\delta n} = 0,5 \text{ cm/mJ}$ , et une puissance laser de  $100 \text{ mW}$  permet alors d'inscrire un hologramme en  $1 \text{ ms}$ .

### 3. La dynamique holographique

Afin d'atteindre des capacités de stockage importantes, il est nécessaire de multiplexer de nombreux hologrammes, mais du fait de la relation (1.35), cela doit être effectué en garantissant une efficacité de diffraction minimale par hologramme. Dans ce contexte, l'utilisation d'un matériau permettant d'avoir une dynamique holographique  $M_{\#}$  importante est cruciale. Ce paramètre dépend entre autres de la variation d'indice maximale qu'il est possible d'induire dans le matériau et est approximativement proportionnel à son épaisseur. Il dépend également du taux de modulation des figures d'interférence utilisées pour l'enregistrement. Il peut être défini de la manière suivante [Mok 96] :

$$M_{\#} = \sum_{p=1}^N \sqrt{\eta_p} \quad (1.37)$$

où  $\eta_p$  correspond à l'efficacité de diffraction d'un hologramme multiplexé parmi  $N$  hologrammes, leur cumul ayant permis d'utiliser la variation d'indice maximale du matériau. Dans le cas où les hologrammes sont des réseaux plans, l'utilisation de la relation (1.27) dans (1.37) conduit à l'expression suivante de  $M_{\#}$  :

$$M_{\#} = \frac{\pi \delta n_{\Sigma} l}{\lambda \cos \theta_s} \quad (1.38)$$

où  $\delta n_{\Sigma}$  est la somme des amplitudes des différents réseaux inscrits.

Pour donner un ordre de grandeur des valeurs requises, une densité de 100 bits/ $\mu\text{m}^2$  (soit environ 100 Go sur un disque) par exemple obtenue avec des pages de données de  $10^6$  bits, multiplexées sur une surface de 0,1  $\text{cm}^2$  avec des efficacités de diffraction de  $10^{-4}$  par hologramme, nécessite un  $M_{\#}$  de 10. Avec de telles efficacités de diffraction, chaque hologramme diffracte environ  $2 \cdot 10^{13}$  photons par seconde avec un faisceau de lecture de 100 mW à 400 nm. En considérant que tous ces photons peuvent être détectés, l'obtention d'un débit de lecture de 1 Gbit/s nécessite alors en moyenne 2000 photons pour détecter un bit. Ceci est vraiment l'extrême limite de ce qui est compatible avec les contraintes de bruit des détecteurs actuels. Par ailleurs, un  $M_{\#}$  de 10 conduit avec  $l = 1$  mm et  $\theta_s = 0$  à  $\delta n_{\Sigma} = 1,3 \cdot 10^{-3}$ , qui donne ainsi l'ordre de grandeur des variations totales d'indice que doivent permettre les matériaux d'enregistrement.

#### 4. L'absorption

L'absorption d'un matériau holographique est également un paramètre à ajuster dans le contexte du stockage de données. La constante d'absorption doit ainsi typiquement rester inférieure à l'inverse de l'épaisseur utile d'enregistrement du matériau [Waldman 97]. En effet, un hologramme enregistré de manière inhomogène présente une sélectivité de Bragg diminuée, ce qui réduit les capacités accessibles. Il est donc nécessaire d'effectuer un compromis pour concilier faible absorption avec une sensibilité suffisante du matériau. Par ailleurs, une absorption trop importante est bien entendu tout aussi néfaste lors de la lecture.

#### 5. La stabilité

Enfin, la variation d'indice produite à l'issue de l'enregistrement d'un hologramme se doit d'être stable temporellement ainsi que sous illumination ultérieure répétée lors des phases de lecture, ceci afin de garantir un stockage de l'information à l'échelle de plusieurs années.

Maintenant que les critères principaux nécessités par un matériau pour le stockage holographique de données ont été recensés, différentes classes de matériaux pouvant prétendre les satisfaire vont être présentées.

## **B. Les matériaux photopolymères**

### **1. Les caractéristiques usuelles des photopolymères**

Les photopolymères sont à la base issus de formulations chimiques contenant des espèces monomères qui, en présence de lumière, sont amenées à s'assembler pour former des chaînes polymérisées. Lors de l'enregistrement d'un hologramme, la figure d'interférence utilisée résulte donc en une figure de polymérisation : les zones fortement illuminées conduisent à un taux de polymérisation important alors qu'il est faible dans les zones où l'illumination est réduite [Carré 90, Piazzolla 96]. Un tel mécanisme conduit à un hologramme de phase qui n'est pas effaçable et qui destine donc les photopolymères à des mémoires de type WORM (Write Once Read Many).

La réaction conduisant à la polymérisation sous irradiation lumineuse met essentiellement en jeu un ou plusieurs monomères et un système photo-amorceur.

Les monomères les plus utilisés sont de type vinyle, comme les esters acrylate et méthacrylate [Carré 04]. Ces monomères polymérisent par le biais d'une réaction impliquant des radicaux libres. Celle-ci démarre lorsqu'un monomère se combine par son groupement vinyle avec un radical initiateur pour former la première unité radicalaire d'une chaîne. La polymérisation s'effectue ensuite par addition successive de monomères sur l'extrémité active de la chaîne, qui a conservé son état radicalaire. L'accroissement de la chaîne est stoppé par le biais d'une désactivation du radical, qui peut avoir lieu par plusieurs réactions. Une grande variété de monomères contenant des groupements vinyle peut être utilisée, ce qui peut permettre d'optimiser facilement des paramètres comme la sensibilité et la dynamique holographique du matériau. Un monomère possédant plusieurs groupements conduit en outre à un maillage des chaînes polymères améliorant la stabilité dimensionnelle de l'hologramme et sa fidélité par rapport à la figure d'interférence.

Les radicaux initiateurs de la polymérisation sont issus du système photo-amorceur. Celui-ci consiste en une molécule servant de photosensibilisateur associée à un générateur de radical. Le photosensibilisateur absorbe la lumière de la figure d'interférence pour accéder à un état excité qui interagit avec le générateur par transfert d'énergie ou réaction d'oxydo-réduction pour produire un radical initiateur. La plupart du temps, le photosensibilisateur est consommé par ce processus en étant transformé en une espèce inactive photochimiquement.

En choisissant le photosensibilisateur adapté, il est possible d'enregistrer des hologrammes à pratiquement toutes les longueurs d'onde du visible.

Pour une description plus détaillée de ces mécanismes de polymérisation, le lecteur pourra se reporter à la référence [O'dian 81].

## **2. L'enregistrement d'hologrammes en milieu photopolymère**

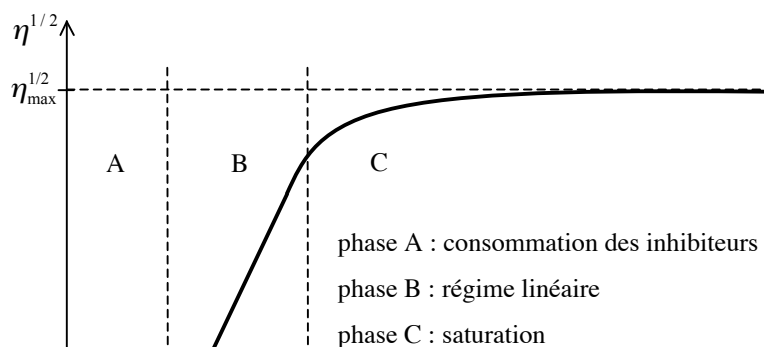
Les photopolymères se présentent initialement sous la forme d'un liquide assez visqueux. Outre les monomères et le système photo-amorceur, ils contiennent d'ailleurs usuellement un autre type de molécule, inerte chimiquement et servant de diluant pour ajuster cette viscosité. Toujours est-il qu'un certain conditionnement est nécessaire avant que la formulation chimique en question puisse servir de support holographique [Coufal 00, Carré 04]. Celle-ci est ainsi typiquement placée entre deux substrats transparents de haute qualité optique, par exemple en verre, séparés par une distance imposée par des cales spécifiques. Elle subit alors une étape de pré-irradiation servant d'une part à rendre sa viscosité compatible avec une construction stable de l'hologramme et d'autre part à consommer la majeure partie des inhibiteurs de polymérisation présents (comme le dioxygène). A l'issue de cette étape, la formulation est passée de l'état de film liquide à celui de film gélifié. Celui-ci peut alors être soumis à la figure d'interférence permettant d'obtenir un hologramme de phase. Il est à noter que les substrats sont choisis de telle sorte qu'ils aient un indice très proche de celui du film gélifié afin de minimiser les réflexions à leurs interfaces pendant l'enregistrement.

Plusieurs types de mécanismes photochimiques peuvent conduire à une variation d'indice dans les systèmes organiques [Tomlinson 85]. Les processus les plus pertinents à prendre en compte dans le cas de l'exposition holographique d'un film photopolymère sont essentiellement les suivants : le changement de structure électronique, le changement de densité, et la ségrégation spatiale des composants de la formulation. Les monomères subissent en effet un changement de structure électronique lorsqu'ils polymérisent qui peut être la source d'un changement d'indice non négligeable. En outre, la distance entre deux monomères est plus faible lorsqu'ils sont connectés dans une chaîne que lorsqu'ils sont dissociés : la polymérisation s'accompagne donc presque toujours d'un accroissement de densité source de changement d'indice. Cette densification se traduit en revanche également par un rétreint de volume qui déforme l'hologramme par rapport au motif d'interférence dont il est issu et peut donc compromettre la restitution des données à la lecture [Carré 99]. Enfin, le taux de polymérisation plus ou moins élevé dans le film suivant l'intensité de la figure

d'illumination conduit à des gradients de concentration en monomères conduisant à leur diffusion. Ceci est le moteur d'une ségrégation spatiale des éléments de la formulation : les monomères sont amenés à migrer des zones sombres vers les plus illuminées, et l'inverse se produit pour des molécules comme celles servant de diluant. Si ces éléments redistribués spatialement ont des contributions à l'indice de réfraction différentes, ce qui est habituellement le cas, une modulation de l'indice entre les franges sombres et éclairées en résulte.

Une fois que les hologrammes souhaités ont été enregistrés dans le photopolymère, une exposition du matériau en lumière incohérente est effectuée afin de consommer les monomères n'ayant pas encore polymérisé. La figure holographique est ainsi définitivement fixée et insensible aux irradiations lumineuses ultérieures.

Il est possible de caractériser la réponse d'un film photopolymère au cours d'un enregistrement holographique par l'expérience typique suivante [Waldman 96]. Un hologramme est enregistré en configuration de transmission par deux ondes planes, comme selon la figure 1.3 avec les paramètres angulaires de la figure 1.4. Son efficacité de diffraction est testée au cours de l'enregistrement par le biais d'un faisceau plan à une longueur d'onde différente de celle des faisceaux d'écriture et à laquelle le matériau n'est pas sensible. Il en résulte un comportement caractéristique illustré par la figure 1.5. Celle-ci décrit la racine carrée de l'efficacité de diffraction de l'hologramme en fonction de la fluence (énergie par unité de surface) reçue et est donc indicatrice de la modulation d'indice induite dans le photopolymère. La construction de l'hologramme débute donc par une phase où les inhibiteurs de réaction restants sont consommés, pour ensuite entrer dans un régime linéaire où la sensibilité du matériau est maximale, et finalement s'achever par une saturation vers une valeur limite de l'efficacité de diffraction, indiquant que toute la dynamique holographique permise a été utilisée. La non-linéarité finale de la réponse fait suite entre autres à la consommation des espèces réactives (monomères et système photo-amorceur) et au fait que la ségrégation spatiale des différents éléments s'effectue de plus en plus difficilement au fur et à mesure de l'avancement de la polymérisation.



Au bout du compte, pour consommer toute la dynamique holographique du matériau par le biais du multiplexage d'un nombre important d'hologrammes, il est nécessaire de prévoir des temps d'exposition adaptés pour chacun d'eux afin d'obtenir au final des efficacités de diffraction équivalentes. Il est d'ailleurs à noter que ce type de procédure pour répartir équitablement la dynamique holographique se retrouve pour tous les matériaux destinés au stockage holographique de données.

### **3. Les performances atteintes par les photopolymères**

Les photopolymères sont actuellement les matériaux les plus utilisés pour la réalisation de mémoires holographiques de type WORM. Malgré les travaux de nombreuses équipes de recherche à l'échelle internationale, peu d'entre elles sont toutefois parvenues à obtenir un matériau présentant la quasi totalité des qualités requises pour le stockage holographique. Dans ce contexte, deux équipes sont particulièrement à distinguer : celles des sociétés américaines InPhase Technologies et Aprilis, visant à produire un support de stockage holographique photopolymère commercial.

Des photopolymères présentant une épaisseur importante (de l'ordre de 1 mm), nécessaire pour obtenir une dynamique compatible avec les hautes capacités visées, ont ainsi pu être fabriqués avec une bonne qualité optique. En particulier, une variation d'épaisseur optique maximale de 10 nm sur plusieurs  $\text{cm}^2$  de la surface du système photopolymère-substrats a été reportée [Dhar 99]. Le bruit généré par la diffusion de la lumière dans les photopolymères est toutefois plus important que dans d'autres matériaux comme les cristaux photoréfractifs, également très utilisés dans la perspective du stockage holographique [Steckman 01]. Les photopolymères requièrent donc une efficacité de diffraction minimale par hologramme plus importante, qui doit être typiquement supérieure à  $10^{-4}$ , mais ceci est compensé par les hautes dynamiques holographiques qu'ils atteignent, d'environ 25 pour des épaisseurs millimétriques [Schnoes 03]. A titre de comparaison, les cristaux photoréfractifs permettent de descendre à des efficacités de diffraction proches de  $10^{-6}$  pour des dynamiques holographiques autour de l'unité par centimètre d'épaisseur [Burr 01].



Pour parvenir aux hautes dynamiques holographiques nécessaires au stockage holographique, il est impératif de travailler avec des systèmes photopolymères permettant d'obtenir des variations d'indice importantes, en plus de pouvoir être synthétisés avec des épaisseurs millimétriques. De manière générale, la plupart des photopolymères développés jusqu'à récemment ont visé des applications d'affichage et non de stockage [Bjelkagen 96]. Ils ont ainsi conduit à des épaisseurs disponibles faibles (inférieures à 200  $\mu\text{m}$ ) et à des changements dimensionnels (la plupart du temps de rétreint) et d'indice moyen souvent importants suite à l'enregistrement. Ces changements peuvent être particulièrement gênant pour le stockage holographique en empêchant la restitution efficace des données [Shelby 00, Hsieh 01]. Prenons en effet le cas d'un hologramme codant pour une page de donnée. Il résulte de l'interférence d'un faisceau de référence, par exemple plan, avec un faisceau signal issu du SLM codant la page de données en question. Ce faisceau signal contient donc un certain nombre de fréquences spatiales et peut être décomposé en ondes planes, chacune enregistrant un réseau avec le faisceau de référence. Si l'hologramme est déformé pendant l'enregistrement, il y a très peu de chances de trouver pour le faisceau de lecture une incidence lui permettant d'être en accord de Bragg avec tous les réseaux, d'où une restitution partielle et brouillée des données.

Les stratégies principales ayant permis d'obtenir des photopolymères épais et à fortes variations d'indice conjuguées à des rétreints acceptables sont les suivantes.

La première, utilisée par la société Aprilis, consiste à incorporer dans la formulation des monomères polymérisant non pas par le biais de radicaux libres, mais selon un mécanisme cationique dit d'ouverture d'anneau [Waldman 96]. Ce type de réaction augmente en effet le volume des monomères et compense donc partiellement le rétreint dû à leur polymérisation.

La seconde, utilisée par la société InPhase Technologies, est basée sur une formulation contenant deux systèmes chimiques polymérisables indépendamment : des monomères de bas indice d'une part et des monomères photopolymérisables de haut indice d'autre part [Dhar 99]. Lorsque la formulation est placée entre deux substrats pour prendre la forme voulue, l'étape de pré-irradiation est remplacée dans ce cas par une polymérisation *in situ* à température ambiante des monomères de bas indice pour créer une matrice dans laquelle se retrouvent dilués les monomères de haut indice. Ces monomères sont ensuite photopolymérisés par exposition holographique. Une telle approche vise à maximiser la différence d'indice créée par la ségrégation spatiale de ces monomères en choisissant les deux types de monomères avec des indices aussi éloignés que possible. Il est ainsi possible

d'obtenir de fortes modulations d'indice avec une quantité moindre de monomères photopolymérisables, ce qui diminue le rétreint dû à leur densification.

Ces deux stratégies ont conduit à des matériaux présentant un rétreint optique inférieur à 0,1%, annoncé comme compatible avec la restitution efficace de pages de données contenant typiquement  $10^6$  bits [Waldman 98, Schnoes 03]. La mesure du rétreint optique combine les effets du rétreint de volume et du changement d'indice moyen et est effectuée la plupart du temps par des mesures de désaccord de Bragg sur des hologrammes tests enregistrés en ondes planes [Waldman 97]. En outre, la post-exposition usuelle en lumière incohérente afin de fixer les hologrammes enregistrés en consommant les monomères restants est présentée comme non nécessaire dans les deux cas.

Le matériau d'Aprilis, destiné à fonctionner dans le vert aux alentours de 532 nm, a été optimisé récemment pour atteindre une épaisseur de 400  $\mu\text{m}$  [Waldman 03]. Les sensibilités typiques reportées dans ce contexte sont  $S_{\delta n} = 4 \text{ cm/mJ}$  pendant le régime linéaire, ce qui semble compatible avec un débit d'écriture de l'ordre du Gbit/s dans un système destiné à combiner haute capacité et fort débit de lecture. Une dynamique holographique d'au moins 22 est présentée et a permis d'atteindre une densité de 150 bits/ $\mu\text{m}^2$  avec un rapport signal sur bruit satisfaisant. Cette densité a été validée en multiplexant 155 pages de 262 kbit sur une surface de 0,27  $\text{mm}^2$  selon une procédure combinant multiplexages angulaire et péristrophique et qui n'a apparemment pas été exploitée à son potentiel maximum. La variation d'indice cumulée induite dans ce contexte est ainsi proche de  $10^{-2}$ . Les pages de données sont restituées sans dégradation du signal après une irradiation équivalente à 10 millions de lectures.

InPhase Technologies est de son côté capable de synthétiser des matériaux d'épaisseur atteignant 2 mm avec la qualité optique requise. Cette société a en outre non seulement obtenu des résultats pour un matériau fonctionnant aux alentours de 532 nm, mais également pour un matériau sensible dans le bleu, typiquement à 405 nm [Schnoes 03, Wang 04]. Il est en effet souhaitable de travailler à une longueur d'onde la plus faible possible afin de diminuer la taille des hologrammes. De plus, à variation d'indice équivalente, l'efficacité de diffraction d'un hologramme est plus importante pour une longueur d'onde plus faible. Bien qu'une définition particulière de la sensibilité soit utilisée pour reporter les performances atteintes, elle peut être estimée en moyenne à environ  $S_{\delta n} = 0,3 \text{ cm/mJ}$  dans le vert comme dans le bleu. Une dynamique holographique de 25 par millimètre a également été obtenue pour les deux longueurs d'onde. Des tests de vieillissement ont été effectués pour le matériau sensible à 532 nm. Il est reporté que 10 millions de lectures ne dégradent pas le rapport signal sur bruit

de pages de données de  $10^6$  bits enregistrés dans une épaisseur de 1,3 mm. Il a en outre été estimé que ce matériau peut conserver 80% de sa dynamique initiale à 30°C pendant 500 ans avant d'être utilisé. Les performances en terme de stockage de pages de données du matériau sensible à 405 nm n'ont en revanche à l'heure actuelle pas encore été clairement présentées.

Une autre stratégie pour augmenter la stabilité dimensionnelle des photopolymères consiste à les disperser dans une matrice de verre [Schnoes 99, Carretero 04]. Ceci ne permet cependant pas d'atteindre des dynamiques suffisamment élevées : typiquement  $M_{\#} = 2$  par millimètre. Pour les systèmes photopolymères classiques polymérisant selon un mécanisme radicalaire, les dynamiques obtenues sont du même ordre de grandeur [Hsu 03, Ortuno 05].

A l'aide de stratégies appropriées, les photopolymères sont donc au bout du compte en mesure de satisfaire les critères principaux nécessaires au stockage holographique de données de type WORM. Ils présentent en effet de sérieux atouts : des sensibilités élevées, des dynamiques holographiques importantes possibles, une bonne qualité optique, un développement en temps réel et une bonne stabilité des hologrammes, ainsi qu'un coût potentiellement peu élevé et une flexibilité de mise en forme importante [Dhar 98-b]. D'un point de vue pratique, ils ont cependant pour désavantages de nécessiter un scellement par des substrats vu leur consistance gélifiée initiale et de devoir être exposés aussi peu que possible à la lumière ambiante avant d'être utilisés pour enregistrer des données. La protection du milieu photopolymère par une cartouche opaque semble donc nécessaire en vue de l'obtention de produits commerciaux.

## C. Les cristaux photoréfractifs

### 1. L'effet photoréfractif

Les cristaux photoréfractifs sont des matériaux réinscriptibles capables de stocker un hologramme de phase du fait de leur caractère à la fois photo-conducteur et électro-optique. Pour une description détaillée de l'effet photoréfractif résultant de ces deux propriétés, le lecteur pourra se référer à la référence [Pauliat 00] (ou [Solymer 96]). Nous souhaitons juste ici en présenter les caractéristiques principales. Lorsqu'un cristal photoréfractif est soumis à un éclairage, des charges libres (électrons et/ou trous) sont photo-excités. Pour une illumination non uniforme, les charges libres migrent vers des sites situés dans les zones les moins éclairées du matériau où elles se recombinent. Cette redistribution des charges crée un champ électrique spatialement modulé dit champ de charge d'espace. Ce champ induit alors une variation spatiale de l'indice de réfraction par effet électro-optique (effet Pockels).

Le modèle de l'effet photoréfractif le plus largement utilisé est un modèle de transport de charges par les bandes [Kukhtarev 79]. Il s'inspire de ceux qui sont utilisés pour modéliser la photoconduction dans les semi-conducteurs. Il décrit le transport des charges dans des matériaux cristallins et considère que les charges libres se déplacent dans les bandes de conduction et de valence suivant qu'il s'agit d'électrons ou de trous (cf figure 1.6). Ces porteurs libres photo-excités proviennent de défauts natifs ou dopants, dits centres profonds, dont les niveaux d'énergie sont situés dans la bande interdite du matériau. Ces centres profonds existent sous au moins deux états de valence possibles.

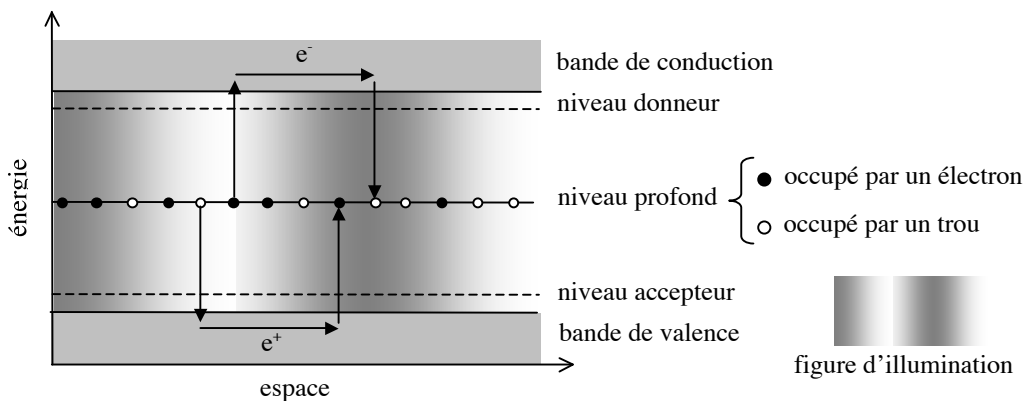


figure 1.6 : mécanisme de transfert de charges dans un cristal photoréfractif

La présence, en l'absence d'excitation lumineuse, de niveaux inoccupés pour certains centres est due à l'existence d'autres types d'impuretés ou de défauts (accepteurs ou donneurs superficiels) qui produisent des niveaux électroniques situés au voisinage des bandes. Ces niveaux superficiels assurent la neutralité électrique du matériau et ne participent pas au processus photoréfractif.

Pour dériver la modulation d'indice résultant de l'éclairement par une figure d'interférence, nous nous plaçons dans le cas simple d'une figure sinusoïdale unidimensionnelle pouvant s'écrire sous la forme :

$$I = I_0 (1 + m \cos(K_r z + \psi)) \quad (1.39)$$

où  $I_0$  est l'intensité moyenne d'exposition,  $m$  le taux de modulation réel,  $K_r$  le nombre d'onde du réseau d'interférence et  $\psi$  la phase de la modulation. Dans le cas d'un régime de redistribution des charges par diffusion pure (absence de champ appliqué au cristal et de courant photovoltaïque), le réseau de charges se construisant dans le matériau est en phase avec le réseau d'illumination appliqué. Au bout d'un certain temps, un régime stationnaire s'établit : la densité de courant de charges transférées est nulle, soit du fait de l'équilibre

obtenu entre les forces électrostatiques et de diffusion s'exerçant sur ces dernières, soit du fait de l'épuisement des charges disponibles dans les zones les plus éclairées. Il est alors possible de montrer que le champ de charge d'espace résultant est approximativement donné au premier ordre par [Pauliat 00] :

$$\vec{E}_{\text{crist}} = mE_{\text{sc}} \sin(K_r z + \psi) \vec{u}_r \quad (1.40)$$

où  $E_{\text{sc}}$  est l'amplitude du champ de charge maximal accessible et  $\vec{u}_r$  le vecteur unitaire associé au réseau.

En comparant les relations (1.39) et (1.40), nous remarquons que le champ de charge d'espace présente un déphasage de  $\pi/2$  par rapport à la figure d'illumination. En effet, d'après l'équation de Poisson, le champ électrique créé est proportionnel au gradient de la distribution de charges, ce qui est à l'origine du changement du cosinus en sinus. Ce champ électrique induit une modulation de la permittivité diélectrique du cristal du fait de ses propriétés électro-optiques. Nous nous restreignons ici au cas le plus significatif de l'effet électro-optique linéaire (effet Pockels). Sous l'action du champ, le tenseur de la permittivité diélectrique du cristal peut s'écrire sous la forme :

$$[\epsilon(\vec{E}_{\text{crist}})] = [\epsilon] - [\epsilon][r] \cdot \vec{E}_{\text{crist}} [\epsilon] \quad (1.41)$$

où  $[\epsilon]$  est le tenseur de permittivité du cristal dans l'obscurité et  $[r]$  le tenseur d'ordre 3 de l'effet électro-optique linéaire. En reportant l'expression du champ dans cette relation nous obtenons finalement :

$$[\epsilon(\vec{E}_{\text{crist}})] = [\epsilon] - mE_{\text{sc}} \sin(K_r z + \psi) [\epsilon][r] \cdot \vec{u}_r [\epsilon] \quad (1.42)$$

Le réseau d'indice créé est donc en phase avec le champ de charge d'espace, et de ce fait déphasé de  $\pi/2$  par rapport à la figure d'illumination. Il est justifié d'avoir ignoré les harmoniques d'ordre supérieur dans l'expression (1.40) du champ, car les réseaux d'indice résultants ne peuvent vérifier l'accord de Bragg qu'à moins de changer dans des proportions très importantes la longueur d'onde de lecture.

Cette description sommaire de l'effet photoréfractif permet de faire ressortir certaines de ses caractéristiques spécifiques. En premier lieu, il possède une certaine inertie : avant d'atteindre le régime stationnaire, le temps nécessaire pour construire le champ de charge d'espace, et donc la modulation d'indice, dépend de l'efficacité du mécanisme de transfert des

charges ainsi que de la rapidité avec laquelle est délivrée l'énergie lumineuse. De ce fait, des variations d'indice aussi importantes peuvent être induites avec des faisceaux laser continus de faible puissance qu'avec des faisceaux laser pulsés et plus puissants, du temps que l'énergie totale reçue est suffisante. En outre, la modulation d'indice obtenue en régime stationnaire est déterminée par le taux de modulation de la figure d'illumination et ne dépend en aucun cas de la puissance de cette exposition lumineuse. Enfin, l'effet photoréfractif est totalement réversible : un éclairage uniforme, ou l'excitation thermique, redistribue les charges de manière homogène et efface les variations d'indice, l'effacement étant là encore d'autant plus rapide que l'énergie est fournie rapidement. Même dans l'obscurité, la durée de vie du champ de charge d'espace n'est donc pas infinie du fait de la conductivité résiduelle due à l'excitation thermique. Elle peut ainsi énormément varier d'un cristal à l'autre et en fonction du dopage, mais des valeurs de plusieurs siècles sont accessibles [Bacher 95].

## **2. Les performances de stockage des cristaux photoréfractifs**

Les cristaux photoréfractifs constituent un milieu holographique de choix du fait des qualités suivantes. Ils ne présentent aucun rétreint optique ou alors très peu : leur stabilité dimensionnelle est excellente et leur indice moyen ne varie généralement pas pendant un enregistrement holographique. Ils possèdent de plus une très bonne qualité optique, conduisant à très peu de bruit de diffusion. Le caractère réversible de la modulation d'indice photo-induite les rend très attrayants pour la réalisation de mémoires holographiques réinscriptibles, même si cette réversibilité pose du même coup le problème de l'obtention d'une lecture non destructrice de l'information stockée. Il n'est usuellement pas concevable dans une perspective applicative de simplement jouer sur une asymétrie entre les puissances d'écriture et de lecture pour contourner ce problème.

Des procédures de fixation des hologrammes enregistrés ont ainsi été proposées, dont les principales sont les suivantes. La fixation thermique consiste à chauffer le cristal contenant les hologrammes : ceci va créer un champ de charge ionique pour compenser celui résultant de la migration des porteurs libres à l'enregistrement [Amodei 71]. De retour à température ambiante, le champ de charge ionique, copie négative de celui ayant produit les hologrammes, est stable et non sensible à l'exposition lumineuse. Il est également possible d'effectuer une fixation électrique : l'application d'un champ électrique suffisamment fort va permettre de convertir le champ de charge d'espace en motif de domaines ferro-électriques [Micheron 72]. Ces deux procédures ne permettent toutefois pas de réinscription de données directement de manière optique, et en outre la première se révèle coûteuse en temps tandis que la seconde

n'est applicable que de manière limitée. Une troisième procédure consiste à inscrire les hologrammes par excitation à deux photons [Linde 74]. Elle a lieu en soumettant le matériau à deux longueurs d'onde : la première sert à sensibiliser le matériau et ne nécessite donc pas de propriétés de cohérence particulières, tandis que la seconde sert à l'écriture des données. Celle-ci ne peut ainsi s'effectuer qu'en présence de la première longueur d'onde, et lors de la lecture, la seconde est uniquement requise et n'efface pas les données sous couvert d'une utilisation à intensité réduite [Vormann 84].

Les cristaux les plus utilisés pour le stockage holographique sont en niobate de lithium ( $\text{LiNbO}_3$ ) du fait des variations d'indice et du temps de stockage dans l'obscurité importants permis. Les dynamiques holographiques typiques obtenues par de tels cristaux d'épaisseurs centimétriques sont de l'ordre de 1 et les sensibilités d'environ 0,01 cm/mJ [Burr 97, Shelby 97, Coufal 00, Burr 01]. Ces performances sont donc bien inférieures à celles des photopolymères, même en tenant compte du fait que le bruit de diffusion est plus faible dans les cristaux photoréfractifs pour ce qui est de la dynamique holographique. En outre, une procédure comme l'inscription par excitation à deux photons diminue davantage les sensibilités accessibles. Enfin, il est nécessaire de rappeler que ces cristaux peuvent difficilement excéder des dimensions de quelques centimètres pour des raisons de coût et technologiques. Par contre, ces cristaux sont d'un point de vue pratique bien plus simples à utiliser que les photopolymères du fait de leur caractère réinscriptible et de leur absence de rétreint optique, ce qui les rend attrayants pour des montages de démonstration ou de validation de principe et a donc justifié leur utilisation au cours de ces travaux de thèse.

## **D. Les autres matériaux envisagés**

Pour les mémoires holographiques de type WORM, peu de matériaux autres que ceux basés sur des photopolymères sont étudiés. Une approche récente conduite chez General Electric privilégie toutefois un matériau thermoplastique dopé par des colorants [Dubois 05]. Les avantages avancés dans ce cas sont le caractère purement solide du matériau, opposé à la nature visqueuse des photopolymères qui nécessite l'encapsulation par des substrats, et de ce fait l'absence de rétreint dimensionnel à l'enregistrement. Bien que des dynamiques holographiques élevées puissent être atteintes avec ces matériaux, les sensibilités demeurent en revanche pour le moment au moins 1000 fois plus faibles que celles obtenues par les photopolymères d'Aprilis.

Du côté des matériaux réinscriptibles autres que les cristaux photoréfractifs, des approches plus nombreuses existent. Ainsi, les polymères photoréfractifs sont également

étudiés dans cette perspective. Ces matériaux composites résultent de l'assemblage de molécules à propriétés électro-optiques, photoconductrices et photosensibles. Contrairement aux cristaux photoréfractifs, ils possèdent donc une structure amorphe attrayante dans la perspective d'une fabrication à bas prix et pour la souplesse permise dans le mélange des molécules envisagées. Ils présentent toutefois le désavantage de devoir être soumis à un champ électrique intense pour que la non-linéarité photoréfractive puisse s'établir : ceci d'une part afin d'obtenir une photoconductivité suffisante, et d'autre part pour orienter les molécules non linéaires. Il s'est avéré que les modulations d'indice produites sont surtout dues à l'orientation par le champ de charge stocké de molécules optiquement anisotropes plutôt qu'à des non-linéarités électro-optiques classiques. Au bout du compte, ces matériaux n'ont pas encore atteint des performances suffisantes pour le stockage holographique. En particulier, les épaisseurs accessibles dépassent difficilement 100  $\mu\text{m}$  et des schémas de lecture non destructifs doivent être développés [Rahn 01, Kwon 03].

Une autre voie de recherche concerne les polymères dopés par des molécules photo-isomérisables. Contrairement aux polymères photoréfractifs, le changement d'indice photo-induit est dû à un effet purement local d'orientation moléculaire ne mettant pas en jeu de processus de diffusion. Les composés suscitant le plus d'intérêt sont à base de chromophores azobenzène [Cimrova 02, Varhegyi 03, Ke 03]. Ces chromophores subissent sous illumination polarisée une succession de cycles d'isomérisation, la probabilité d'amorçage d'un cycle étant typiquement proportionnelle au cosinus de l'angle entre la polarisation lumineuse locale et le moment dipolaire du chromophore. Au cours d'un cycle d'isomérisation, un chromophore change de configuration moléculaire puis revient à sa configuration initiale, en ayant toutefois perdu la mémoire de son orientation initiale : la nouvelle orientation est donc quelconque. Tant que cette orientation n'est pas perpendiculaire à la polarisation, un nouveau cycle peut être initié, et l'illumination se traduit au bout du compte par une augmentation du nombre de molécules ayant leur orientation perpendiculaire à la polarisation. Pour un enregistrement holographique, une modulation spatiale de l'orientation des molécules peut être obtenue par interférence de deux faisceaux de polarisations circulaires orthogonales. Dans cette perspective, les films polymères à base de chromophores azobenzène possèdent en particulier une excellente qualité optique, mais ont actuellement le désavantage d'être difficilement synthétisables pour des épaisseurs excédant quelques dizaines de microns, ce qui est inadapté au multiplexage. Ceci provient des doses de chromophores incorporés qui, pour atteindre une dynamique holographique et une sensibilité conséquentes, se traduisent par une absorption encore trop forte pour illuminer de manière homogène des épaisseurs plus importantes.



Enfin, la société InPhase Technologies a reporté récemment de premiers résultats concernant un matériau holographique réinscriptible en suivant une approche dérivée de celle utilisée pour mettre au point son photopolymère WORM [Trentler 04]. Ce nouveau matériau est enregistrable aux alentours de 405 nm et effaçable sous illumination incohérente en ultra-violet. D'après les performances présentées, il semble être à l'heure actuelle le matériau réinscriptible possédant les spécifications les moins éloignées de celles requises par le stockage holographique. A savoir, des épaisseurs millimétriques peu absorbantes ont été obtenues et possèdent typiquement une dynamique et une sensibilité respectivement 10 fois et 300 fois plus faibles que pour le photopolymère WORM développé pour le bleu. Les hologrammes enregistrés sont en outre très stables sous irradiation à la longueur d'onde de lecture. Du fait d'une fatigue chimique du matériau observée au cours d'une cinquantaine de cycles de réinscription et consécutive à l'irradiation d'effacement dans l'ultra-violet, le nombre de réinscriptions possible semble toutefois pour le moment limité.

Au bout du compte, les matériaux proposés actuellement dans la littérature pour le stockage holographique autres que les photopolymères et les cristaux photoréfractifs semblent ne pas être encore parvenus à un stade de développement suffisant pour satisfaire aux critères nécessaires pour atteindre des capacités et des débits très importants.

### **III. Les principales architectures de mémoires holographiques**

Selon les choix effectués en terme de méthodes de multiplexage, matériau d'enregistrement et nombre de bits codés par hologramme, plusieurs architectures de

mémoires holographiques sont envisagées. L'objet de cette partie est ainsi d'en présenter les principales.

## A. Le stockage holographique par pages de données

Cette approche de stockage holographique est la plus répandue et consiste à enregistrer les hologrammes sous la forme de pages de données codées la plupart du temps par un SLM. Le montage optique le plus courant utilisé dans ce contexte est obtenu en plaçant le milieu d'enregistrement dans le plan de Fourier (ou à son voisinage immédiat) d'un système  $4f$  dont les extrémités sont constituées respectivement du SLM et du photodétecteur de données, usuellement une matrice de capteurs CCD ou CMOS (cf figure 1.7).

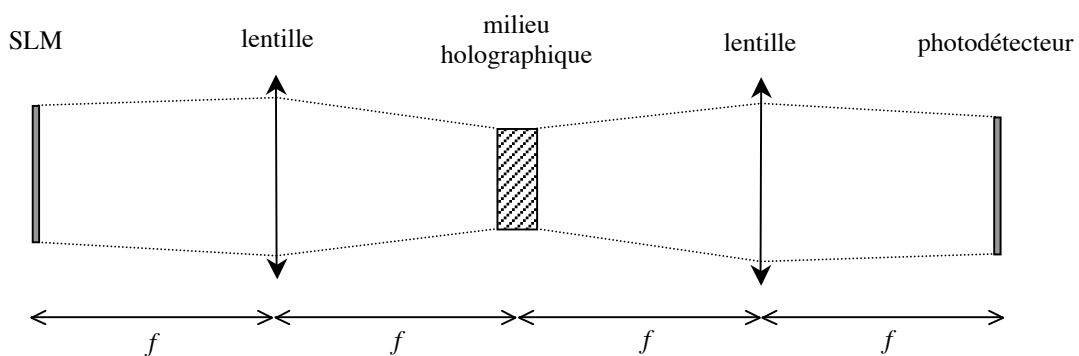


figure 1.7 : géométrie  $4f$  du système optique destiné à imager sur le photodétecteur les signaux reconstruits des pages de données du SLM précédemment enregistrées

L'intérêt principal de cette géométrie par rapport à celle où le SLM et le milieu seraient placés respectivement dans des plans objet et image autres que les plans focaux de la première lentille est qu'en effectuant une transformée de Fourier du SLM, chaque bit est codé dans l'ensemble de l'hologramme et se trouve donc moins perturbé par la présence de défauts locaux du matériau à ce niveau.

### 1. Contexte initial du stockage par pages de données

La première approche développée pour aboutir à un démonstrateur de mémoire holographique de grande capacité a consisté en une architecture dite "sans pièce mobile", où le milieu d'enregistrement est fixe et la restitution de l'information stockée se fait sans mouvement mécanique, par opposition aux architectures présentant un disque en rotation et/ou une tête de lecture en translation. Ceci doit garantir un débit de lecture élevé et la capacité importante recherchée nécessite le multiplexage du plus grand nombre possible  $N$  de pages de données (cf figure 1.8), la motivation principale sous-jacente étant la très haute

densité d'information théorique maximale de l'ordre de  $1/(n\lambda)^3$  prédite pour le stockage holographique.

Pour développer l'architecture de mémoire "sans pièce mobile", l'approche communément retenue a consisté à utiliser un cristal photoréfractif de volume proche de  $1 \text{ cm}^3$  comme milieu holographique et à y multiplexer les pages de données angulairement ou par codage en phase. Ces deux types de multiplexage peuvent en effet être mis en oeuvre sans mouvement mécanique coûteux en temps de réponse, dans le cas du codage en phase par simple changement du motif affiché sur le SLM [Alves 94], et dans celui du codage angulaire par exemple en utilisant un modulateur acousto-optique pour orienter le faisceau de référence [Hong 95].

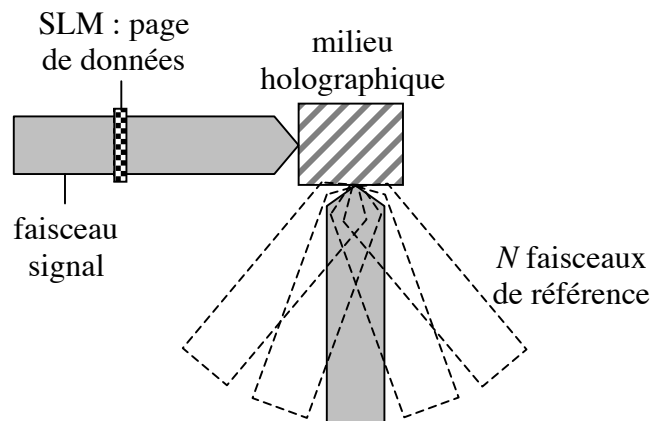


figure 1.8 : schéma de principe de la mémoire holographique "sans pièce mobile"

Toutefois, la pile d'hologrammes multiplexés par ces méthodes ne permet pas d'excéder des capacités de quelques gigabits, le nombre d'hologrammes pouvant difficilement dépasser le millier [Mok 93, Burr 01]. Dans des cristaux d'épaisseur proche du centimètre, ces techniques de multiplexage peuvent adresser plusieurs milliers d'hologrammes avant que les limites géométriques du montage ne se fassent sentir. C'est en revanche plus au niveau de l'efficacité de diffraction minimale requise par hologramme que la contrainte se situe, du fait des dynamiques holographiques pas assez importantes permises par les cristaux photoréfractifs. Des débits de lecture très élevés de l'ordre du Gbit/s ont ainsi été démontrés, mais pour de faibles densités surfaciques  $D_{3D}$  inférieures à  $1 \text{ bit}/\mu\text{m}^2$  [Shelby 97]. Avec des débits plus faibles, les densités surfaciques de données peuvent devenir très élevées, de l'ordre de  $300 \text{ bits}/\mu\text{m}^2$  [Burr 01], mais l'obtention de mémoires de grandes capacités doit passer par la multiplication des piles d'hologrammes à des positions adjacentes au sein du milieu d'enregistrement. Du fait des tailles limitées des cristaux photoréfractifs et de l'absence de positionnement mécanique, l'approche de mémoire "sans pièce mobile" semble

peu adaptée au stockage d'un nombre important de piles d'hologrammes. C'est donc dans ce contexte que l'architecture du disque holographique a pris son essor.

## 2. Le disque holographique à pages de données

Avec l'émergence des photopolymères comme milieux d'enregistrement s'est développée l'architecture de mémoire holographique se présentant sous la forme d'un disque de taille standard, type CD/DVD, où la couche de données est d'épaisseur millimétrique. Cette approche est actuellement la plus répandue, et l'obtention de capacités de stockage importantes est dans ce cas visée par la juxtaposition de piles d'hologrammes multiplexés sur toute la surface du disque (cf figure 1.9).

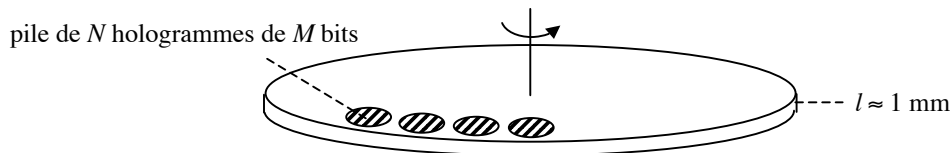


figure 1.9 : schéma de principe d'un disque holographique

Avec ce type d'architecture, la limitation principale face à cet objectif ne réside plus dans les dynamiques accessibles par le matériau d'enregistrement mais plutôt dans la géométrie elle-même de la mémoire et ses répercussions sur le multiplexage à haute densité d'hologrammes. Il se trouve en effet que l'augmentation de la capacité du disque par un accroissement de son épaisseur n'est plus possible au delà d'une certaine limite avec les méthodes de multiplexage conventionnelles basées sur la sélectivité de Bragg [Li 94, Barbastathis 96, Steckman 01]. Ce comportement peut être appréhendé par l'explication simplifiée suivante, adaptée au cas représentatif du multiplexage angulaire (cf figure 1.10). L'image du SLM dans le matériau est focalisée dans un plan unique du volume d'enregistrement, au delà duquel le faisceau signal diverge. En considérant un faisceau signal gaussien, son rayon  $w(z)$  en fonction de sa position dans l'épaisseur est donné par la formule classique :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \quad (1.43)$$

où  $w_0$  est le col du faisceau dans le plan image et  $z_0$  la zone de Rayleigh correspondante, donnée par la relation :

$$z_0 = \frac{\pi n w_0^2}{\lambda} \quad (1.44)$$

avec  $n$  l'indice du milieu et  $\lambda$  la longueur d'onde du faisceau. Pour une épaisseur  $l$  suffisamment grande devant  $z_0$ , l'aire occupée à la surface du matériau par ce faisceau est donc proportionnelle à  $l^2$ , et comme d'après (1.28) le nombre d'hologrammes multiplexables dans une pile est proportionnel à  $l$ , la densité surfacique de données décroît donc au final avec l'épaisseur. Même avec une longueur d'onde de 400 nm, une épaisseur d'un centimètre, et le couplage d'un multiplexage basé sur la sélectivité de Bragg avec un multiplexage fractal, la densité surfacique théorique peut ainsi difficilement atteindre  $500 \text{ bits}/\mu\text{m}^2$ , alors que pour un millimètre elle peut déjà dépasser  $300 \text{ bits}/\mu\text{m}^2$ . Même s'il est possible de s'en rapprocher, le teraoctet est donc hors d'atteinte de cette manière sur un disque de taille standard.

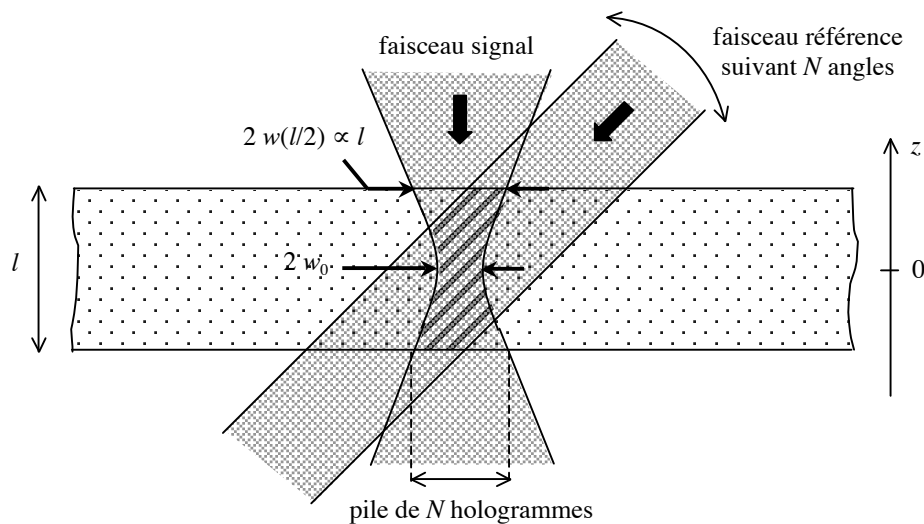


figure 1.10 : géométrie d'enregistrement d'un disque holographique épais

Afin de dépasser ces limites géométriques, deux approches distinctes développées séparément par les sociétés InPhase Technologies et Optware se démarquent actuellement.

InPhase Technologies propose ainsi de combiner le multiplexage angulaire avec une méthode permettant de superposer en partie les piles d'hologrammes obtenues. Celle-ci rend en effet possible la lecture indépendante de chaque pile dans une telle configuration grâce à un système comportant une ouverture qui bloque les signaux provenant des piles adjacentes [Anderson 04, Wilson 04]. En utilisant un photopolymère sensible à 407 nm et d'épaisseur typique 1,5 mm, il est ainsi attendu que la capacité d'un disque puisse excéder le teraoctet. Il a été annoncé en avril 2005 sur le site internet de la société qu'une densité surfacique de l'ordre de  $300 \text{ bits}/\mu\text{m}^2$  a d'ores et déjà été obtenue en pratique grâce à cette approche et qu'une première génération de systèmes d'enregistrement-lecture de disques holographiques de

300 Go serait disponible commercialement en 2006, avant d'atteindre graduellement des capacités de 1,6 To pour 2009.

De son côté, la société japonaise Optware met en avant une technique dite d'holographie colinéaire qui permettrait à la fois d'augmenter la capacité tout en relaxant les tolérances de fonctionnement de la mémoire par un schéma optique simplifié [Horimai 04, Horimai 05]. L'architecture proposée permet de faire interférer par une lentille de focalisation des faisceaux de référence et signal possédant le même axe optique, perpendiculaire au milieu holographique, celui-ci étant placé sur une surface réfléchissante. Ceci permet un multiplexage par translation à la fois selon les directions radiale et tangentielle du disque. Une capacité maximale par disque proche de 4 To est visée, et du fait de l'intégration dans le système d'un asservissement optique en position du disque, la compatibilité avec les stockages surfaciques de type CD/DVD serait améliorée. Il est toutefois à noter qu'aucune explication détaillée du principe de stockage par holographie colinéaire n'a à notre connaissance été donnée, et la société Optware reste en outre assez vague sur la densité surfacique de données obtenue en pratique à ce jour, qui semble être toutefois de l'ordre de  $100 \text{ bits}/\mu\text{m}^2$  au vu des informations fournies à ce jour sur son site internet.

Pour ce qui concerne les débits de lecture accessibles par un disque holographique, des performances supérieures à 1 Gbit/s ont été reportées avec des pages de  $10^6$  bits sur un disque photopolymère de  $200 \mu\text{m}$  d'épaisseur, ceci pour une densité surfacique toutefois modeste de  $10 \text{ bits}/\mu\text{m}^2$  obtenue avec un multiplexage par corrélation [Orlov 04]. Il n'a au bout du compte à notre connaissance pas encore été reporté clairement de démonstrateur de stockage holographique combinant un débit de lecture de l'ordre du Gbit/s avec des densités surfaciques excédant  $100 \text{ bits}/\mu\text{m}^2$ .

## **B. Le stockage holographique bit à bit**

Le stockage holographique par pages de données sur un disque précédemment présenté possède des attraits certains. Ce format d'hologramme est en effet particulièrement adapté à l'obtention de hauts débits de lecture, et les avancées technologiques de la dernière décennie ont permis de réduire de manière importante le coût des composants nécessaires correspondants, comme les SLM à cristaux liquides ferroélectriques et les matrices de détecteurs CMOS. Le coût et la complexité d'une telle approche restent cependant supérieurs à ceux des plate-forme traditionnelles de stockage optique, et leur compatibilité semble en outre impossible de manière immédiate. En ajoutant à cela le fait qu'une capacité de 1 To sur un disque reste conceptuellement difficile à atteindre de cette manière, il semble donc

avantageux de développer d'autres approches ayant des performances similaires mais une compatibilité accrue avec le stockage surfacique. Dans ce contexte, le stockage holographique bit à bit utilise des hologrammes codant pour un seul bit et se rencontre principalement sous les deux formes présentées ci-dessous.

## 1. Le stockage par microréseaux de Bragg

Une première possibilité consiste à stocker dans un disque des hologrammes sous forme de microréseaux de Bragg, chacun d'eux codant pour un seul bit [Orlic 01, Orlic 04, McLeod 05]. Ces réseaux sont enregistrés au col de deux faisceaux contre-propageants focalisés, et sont typiquement inclus dans des volumes cylindriques de quelques microns de hauteur pour un micron de diamètre. Pour atteindre des capacités élevées, ils sont multiplexés en longueur d'onde et/ou disposés sur plusieurs niveaux dans l'épaisseur du milieu holographique (cf figure 1.11).

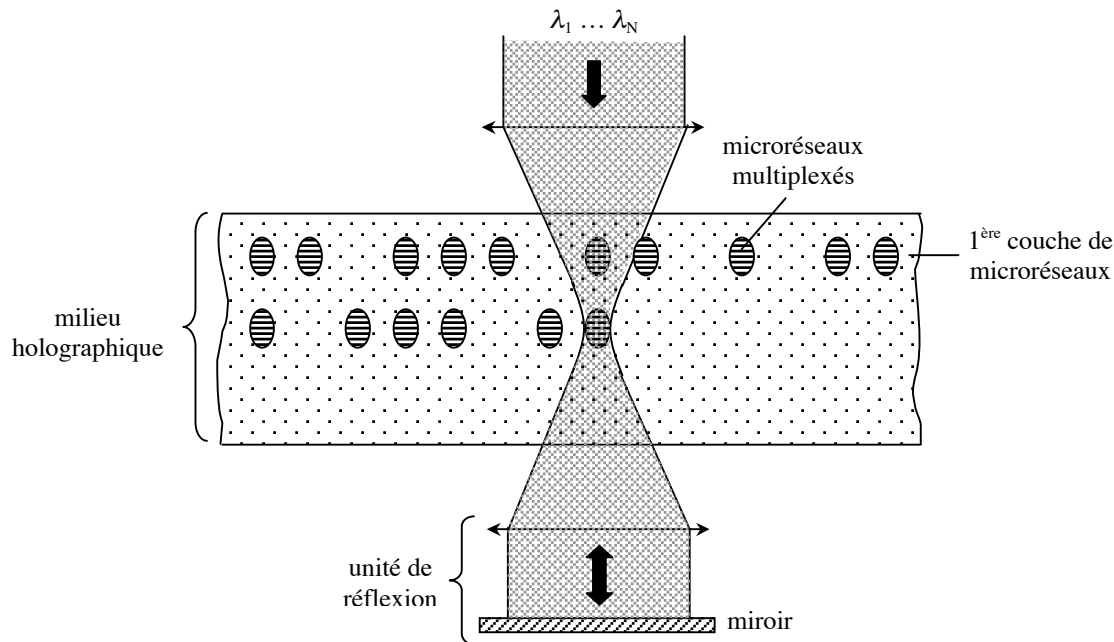


figure 1.11 : enregistrement de couches de microréseaux multiplexés en longueur d'onde

Tout comme pour le stockage optique conventionnel de surface, l'écriture et la lecture sont effectuées par un faisceau focalisé en incidence normale sur le milieu holographique, ce faisceau contenant les différentes longueurs d'onde désirées pour permettre un enregistrement et une lecture en parallèle. A l'écriture, le faisceau contre-propageant est le plus souvent généré grâce à l'activation d'une unité de réflexion placée de l'autre côté du disque. Lors de la lecture, une réflexion de Bragg du faisceau incident à une longueur d'onde donnée indique la présence d'un réseau et peut donc coder pour un niveau logique "1" ou "0". De plus, comme

ces réseaux sont essentiellement enregistrés dans la profondeur de champ des faisceaux, où les franges d'interférence peuvent être considérées comme planes, leurs largeurs peuvent être ajustées en utilisant la rotation du disque pour former des pistes semblables à celles des DVD, et un codage des données similaire basé sur les transitions de réflectivité peut donc être envisagé pour maximiser la capacité et accroître la fiabilité de la lecture. Il est également à noter qu'outre la possibilité du multiplexage, l'intérêt des microréseaux par rapport à un stockage volumique point à point non holographique réside dans l'efficacité bien plus importante de la diffraction pour générer des signaux réfléchis détectables [McLeod 05]. Enfin, cette architecture permet l'utilisation d'une tête d'écriture-lecture légère dérivée de celles employées pour les DVD : ceci autorise un temps d'accès plus rapide à une zone radiale donnée du disque en comparaison du stockage par pages, où un SLM et l'optique correspondante sont inclus dans la tête.

L'enregistrement et la lecture de microréseaux multiplexés selon trois longueurs d'onde pour une monocouche de photopolymère de  $15\ \mu\text{m}$  d'épaisseur ont ainsi été présentés [Orlic 01]. La disposition des microréseaux selon plusieurs couches pour une unique longueur d'onde de  $532\ \text{nm}$  a également été validée expérimentalement, avec dans un photopolymère de  $125\ \mu\text{m}$  d'épaisseur 12 couches de densité surfacique proche de  $1\ \text{bit}/\mu\text{m}^2$  lues à un débit d'environ  $20\ \text{Mbits/s}$  [McLeod 05]. La diaphonie à la lecture d'une couche due aux perturbations engendrées par les autres couches et le bruit de diffusion ont été dans ce cas limités grâce à une ouverture confocale placée devant le photodétecteur qui atténue fortement la lumière qui n'est pas générée dans la profondeur de champ du faisceau incident. La faible absorption des photopolymères paraît compatible avec l'enregistrement de quelques centaines de couches dans un matériau d'épaisseur millimétrique. Les spécifications de la prochaine génération de disques surfaciques Blu-Ray, à savoir une longueur d'onde de  $405\ \text{nm}$  et une ouverture numérique de la lentille de focalisation de  $0,85$ , permettraient ainsi une capacité théorique proche du teraoctet pour un tel disque multicouche à microréseaux. Avec une seule longueur d'onde, les débits d'écriture et de lecture prévisibles de cette approche sont en revanche inférieurs à ceux permis par le parallélisme de l'approche par pages. Du fait de la taille restreinte des microréseaux, leur sélectivité de Bragg est peu résolue et la dynamique d'une couche du matériau est limitée, ce qui rend difficilement envisageable de multiplexer plus d'une dizaine de longueurs d'onde. Pour un matériau comme les photopolymères où la variation d'indice en fonction de l'énergie lumineuse reçue ne présente pas de seuil d'activation marqué, il faut en outre tenir compte du fait que l'énergie n'est pas uniquement absorbée au col des faisceaux pour inscrire un réseau, mais également dans toute l'épaisseur



du disque. Il est ainsi possible de montrer que la dose d'énergie utilisée pour inscrire les données dans l'ensemble d'une des couches est également absorbée de manière à peu près uniforme dans chacune des autres couches [McLeod 05]. La variation d'indice accessible dans chaque couche est ainsi environ inversement proportionnelle au nombre total de couches enregistrées, et la majeure partie de la dynamique du matériau est donc localement consommée sans qu'aucune donnée ne soit inscrite, ce qui semble peu optimal.

## 2. L'approche par réseaux de Bragg microfibrés

Une deuxième approche plus prospective utilisant des réseaux de Bragg codant pour un bit est basée sur une couche de données qui a été structurée lors d'une étape de formatage en une matrice de microfibres photosensibles perpendiculaires à la surface du disque [Labeyrie 98]. Les réseaux multiplexés en longueur d'onde sont enregistrés dans chaque microfibre par des faisceaux contrepropageants focalisés à ses extrémités (cf figure 1.12). Lors de la lecture, un unique faisceau incident est utilisé pour générer des réflexions de Bragg sur les réseaux présents dans la fibre, l'absence ou la présence d'une réflexion à une longueur d'onde donnée pouvant coder respectivement pour un état logique "0" ou "1". Pour éviter la diaphonie entre les différentes longueurs d'onde utilisées, il est nécessaire que les microfibres soient monomodes. En effet, dans des fibres multimodes, l'enregistrement avec un faisceau d'une longueur d'onde dans le vide donnée conduirait à la création de plusieurs réseaux dont les périodes correspondent aux différentes constantes de propagation des modes de ces fibres. Le caractère monomode implique ainsi des diamètres de fibres typiques de 0,5  $\mu\text{m}$  dans les longueurs d'onde visibles.

Pour effectuer une première validation de ce principe de stockage, la référence ci-dessus présente un réseau de microfibres créé par une figure d'interférence adaptée entre 4 faisceaux dans un photopolymère d'épaisseur 60  $\mu\text{m}$ . Des réseaux de Bragg correspondant aux différentes raies d'un laser Argon sont inscrits dans ces fibres simultanément à leur création grâce à un faisceau supplémentaire contrepropageant. Des réflexions de Bragg correspondant aux différentes raies ont ainsi été observées en sondant une des microfibres en lumière blanche. Un aspect particulièrement attrayant de cette architecture microfibrée est que du fait du confinement de la lumière dans les microfibres, la capacité devrait être proportionnelle à l'épaisseur du disque. Par ailleurs, une capacité disque de 1 teraoctet a été estimée théoriquement avec le multiplexage de 500 réseaux pour des longueurs d'onde couvrant la gamme de 400 à 440 nm dans des microfibres de 1 mm de long [Labeyrie 04].

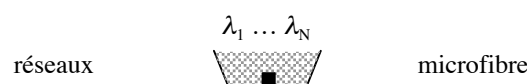


figure 1.12 : enregistrement de réseaux multiplexés en longueur d'onde dans une couche microfibrée

Tout comme l'approche précédente utilisant des microréseaux, l'architecture microfibrée conserve la simplicité d'un montage optique dérivé de celui du stockage surfacique actuel. Ces deux approches ont certes des contraintes de positionnement plus importantes que pour le cas des pages de données, vu les diamètres de l'ordre du micron des réseaux, mais elles sont aussi moins sensibles à un rétreint uniforme du matériau puisqu'un simple décalage en longueur d'onde à la lecture leur permet de rétablir les efficacités de diffraction maximales des réseaux. Par rapport aux cas des microréseaux, l'approche microfibrée introduit en plus un degré de parallélisme plus important dans les procédures d'écriture et de lecture par le multiplexage d'un grand nombre de longueurs d'onde. La réplification de masse des réseaux microfibrés pourrait être possible en adaptant les techniques utilisées industriellement pour copier les hologrammes enregistrés en configuration de réflexion [Tipton 94]. De nombreux points restent toutefois à valider pour cette approche, dont entre autres la structuration en microfibres sur des épaisseurs de l'ordre du millimètre, la détermination d'une source multi-longueurs d'onde adaptée à un multiplexage poussé et l'utilisation d'un matériau photosensible adéquat incorporé dans la structure microfibrée pour l'enregistrement des réseaux.

## Conclusion

Le stockage holographique semble être actuellement la voie la plus prometteuse pour atteindre des capacités de l'ordre du teraoctet sur un disque amovible, les autres axes de recherche étudiés dans ce contexte étant essentiellement les multi-couches de données selon le

format actuel, le stockage en champ proche optique et celui impliquant des effets dits de “super-résolution” [Bechevet 05]. L’investissement de sociétés européennes dans le stockage holographique est ainsi lui aussi initié suite aux résultats reportés aux Etats-Unis et au Japon, avec par exemple Thomson et Philips [Richter 04, Cromptvoets 05]. L’état de l’art du stockage holographique présenté dans cette partie n’est bien entendu pas exhaustif et s’est surtout focalisé sur les potentialités de cette méthode pour aboutir à un support de données inscriptible une fois (WORM), voire réinscriptible, de capacité disque proche du teraoctet et débit de lecture de l’ordre de 1 Gbit/s. D’autres applications cibles sont bien sûr étudiées pour le stockage holographique. Un premier exemple concerne son utilisation pour le cryptage de données : un dispositif de stockage holographique utilisant une carte de données basée sur un film mince de polymère dopé par des molécules photo-isomérisables a ainsi été réalisé au Département de Physique Atomique de l’Université de Budapest de Technologie et d’Economie, en partenariat avec la société Optilink [Ujvari 04, Kerekes 02]. Un autre exemple d’application concerne les supports de données miniaturisés et bon marché de type ROM (Read Only Memory), des travaux ayant été réalisés en ce sens par la société japonaise NTT [Imai 03].

Au bout du compte, seuls les photopolymères semblent actuellement pouvoir mener à un support de stockage holographique commercial combinant capacité et débits très importants, l’architecture de stockage privilégiée étant celle par pages de données sur disque. Ceci limite donc la mémoire à un usage WORM, avec un matériau qui comme nous l’avons mentionné plus haut possède plusieurs inconvénients pratiques, et un principe de stockage dont l’extension en capacité au teraoctet sur disque demeure non immédiate et pas encore acquise. Des solutions en ce sens sont toutefois proposées par les sociétés InPhase Technologies et Optware, mais leurs efficacités restent encore à prouver. Dans ce contexte, les travaux de recherche présentés dans ce manuscrit s’inscrivent dans l’élaboration d’une architecture de mémoire holographique permettant un usage réinscriptible, une compatibilité accrue avec les supports optiques surfaciques, et bien entendu des performances les plus élevées possible en terme de capacité disque et de débit de lecture. La présentation de cette architecture est ainsi l’objet du chapitre suivant.

# Chapitre 2

## Etude de l'architecture d'une mémoire holographique microfibrée réinscriptible

### Introduction

Au vu de l'état de l'art sur le stockage holographique présenté dans le chapitre 1, il apparaît que des architectures et matériaux variés peuvent être envisagés de manière prospective. Le champ d'investigation est donc très large, et le groupe Manolia de l'Institut d'Optique d'Orsay avait ainsi choisi avant le démarrage de cette thèse de développer sa thématique de recherche sur le stockage holographique en orientant ses travaux sur l'architecture de mémoire microfibrée. Les potentialités de cette approche sont en effet bien réelles. Tout d'abord, le fait que les capacités accessibles apparaissent proportionnelles à l'épaisseur de la couche de données est très attractif. De plus, l'utilisation d'un nombre important de longueurs d'onde est propice à augmenter les débits d'écriture et de lecture par rapport aux supports surfaciques optiques actuels.

L'approche par microréseaux est également très intéressante du fait de son fonctionnement proche de celui des supports surfaciques actuels, ce qui la rend moins prospective et semble garantir une bonne compatibilité avec ces supports. Les limitations que connaissent ces derniers pourraient toutefois poser certains problèmes à cette approche. D'une part au niveau des débits, qui sont surtout limités par les vitesses de rotation de disque accessibles [McLeod 05]. D'autre part au niveau des tolérances de fonctionnement. En effet, l'augmentation des capacités visée est essentiellement due à la multiplication des couches de microréseaux, et les contraintes de positionnement volumiques au sein d'un tel empilement pourraient être importantes avec de grandes ouvertures numériques de focalisation (donc particulièrement sensibles aux aberrations optiques). Par ailleurs, l'unité de réflexion nécessaire à l'enregistrement conduit à une architecture avec des éléments actifs à aligner de part et d'autre du disque, ce qui nécessite la plupart du temps la présence d'un asservissement.

Dans ce contexte, ce chapitre décrit une structure de mémoire microfibrée basée d'une part sur un matériau réinscriptible original, et d'autre part sur une configuration de type Lippmann permettant de supprimer l'unité de réflexion et d'accroître les performances de la mémoire par une méthode de lecture spécifique. Ainsi, après une présentation de l'état initial du projet de mémoire microfibrée au départ de cette thèse, les développements qui ont pu y être apportés au cours de celle-ci seront ensuite décrits.

## **I. Etat initial du projet de mémoire microfibrée réinscriptible**

Les travaux de recherche effectués sur ce projet dans le groupe Manolia bénéficiaient initialement de collaborations avec plusieurs partenaires qui se sont poursuivies par la suite. Ces principaux partenaires initiaux sont le Département de Photochimie Générale (DPG) de l'Université de Haute Alsace (Mulhouse), l'Institut de Chimie de la Matière Condensée de Bordeaux (ICMCB), le Centre de Physique Moléculaire Optique et Hertzienne (CPMOH, Bordeaux), le Laboratoire de Magnétisme et d'Optique de Versailles (LMOV), et Irilab, start-up fondée spécialement pour étudier l'architecture de mémoire microfibrée. Les principaux aspects de l'état du projet de mémoire holographique microfibrée réinscriptible au départ de cette thèse sont ainsi décrits ci-dessous.

### **A. Structure visée du matériau d'enregistrement**

Pour enregistrer des réseaux de Bragg dans les microfibres, celles-ci doivent contenir des éléments photosensibles introduits dans le matériau initial avant sa structuration en microfibres. Pour obtenir des capacités de l'ordre du teraoctet sur un disque microfibré, rappelons que 500 réseaux doivent typiquement être multiplexés dans des microfibres de longueur proche du millimètre. Un matériau de choix pour créer ces microfibres est un photopolymère. En effet, la création de microfibres monomodes sur une large plage spectrale (environ 100 nm) et de diamètre proche de 0,5  $\mu\text{m}$  nécessite de prévoir un saut d'indice entre cœur et gaine d'environ 0,05. Ceci est tout à fait possible dans les photopolymères conventionnels [Tomlinson 85, Kewitsch 96], et il est à noter que les effets de rétreint ne sont pas un problème dans le cas présent de structuration en microfibres. Au sein du projet, le DPG, et plus spécifiquement l'équipe de Christiane Carré, est chargée de l'élaboration et de la caractérisation d'un photopolymère adapté du fait de sa très forte expertise dans ce domaine. Parmi les méthodes potentielles pour la création des microfibres, l'exposition du

photopolymère à une figure d'interférence adaptée ou sa structuration par absorption à deux photons au col d'un faisceau focalisé ont particulièrement retenu l'attention. Pour la deuxième méthode, l'effet non linéaire impliqué garantit une inscription de structures d'indice avec une grande résolution, puisqu'il nécessite une intensité importante qui ne se trouve qu'aux environs immédiats du col du faisceau. Cette méthode semble en revanche difficile à mettre en œuvre pour créer simultanément un grand nombre de microfibrilles. Concernant ce dernier point, la méthode d'exposition à une figure d'interférence paraît plus adaptée. De premiers essais ont ainsi été réalisés au DPG sur un photopolymère d'épaisseur 50  $\mu\text{m}$  en y enregistrant successivement deux réseaux en transmission, chacun possédant des franges à la fois perpendiculaires à la couche et aux franges de l'autre réseau [Carré 04]. La variation d'indice obtenue pour la matrice de colonnes d'indice résultante, de l'ordre de  $2.10^{-3}$ , s'est cependant avérée insuffisante pour guider efficacement la lumière dans les conditions visées pour le projet.

Pour ce qui concerne les éléments photosensibles à disperser dans le photopolymère avant sa structuration et qui serviront par la suite de support d'enregistrement aux réseaux, les composés bistables moléculaires apparaissent particulièrement intéressants dans une perspective de stockage réinscriptible. Ces composés peuvent commuter entre deux états d'indices de réfraction différents sous l'influence d'un paramètre externe, comme une illumination ou un changement de température, et leurs propriétés sont activement étudiées de par le monde [Freysz 04, Liu 03]. Leur étude dans une perspective de stockage holographique n'a toutefois à notre connaissance encore jamais été présentée. Les systèmes bistables ciblés plus spécifiquement par le projet sont des composés dits à transition de spin, représentatifs des comportements bistables se trouvant dans la littérature. Les propriétés de ces composés initialement reportées au début de cette thèse sont ainsi l'objet de la sous-partie suivante.

## **B. Propriétés des composés à transition de spin**

Dans le cadre du projet, les composés à transition de spin sont étudiés du point de vue de leur synthèse et de leurs propriétés par les équipes de Jean-François Létard à l'ICMCB et d'Eric Freysz au CPMOH. Ces composés se présentent sous la forme de cristaux moléculaires pouvant être de tailles variées, aussi bien de quelques millimètres qu'inférieures à la centaine de nanomètres. Pour notre application, ces cristaux doivent avoir une taille suffisamment petite pour ne pas générer de diffusion Rayleigh excessive, ce qui veut dire que des dimensions bien inférieures à la longueur d'onde d'irradiation sont nécessaires. Des méthodes de synthèse en milieu confiné de type miscellaire permettent ainsi d'obtenir des cristaux de

quelques dizaines de nanomètres [Létard 04]. Selon les conditions externes auxquelles chaque cristal est soumis, d'ordre lumineux, thermique ou magnétique par exemple, les molécules le composant peuvent être dans leur état bas spin ou haut spin, les deux états conférant selon le cas un indice particulier au cristal.

Le comportement de ces composés plus spécifiquement attractif dans le contexte du stockage de données est une boucle d'hystérésis thermique entre ces états haut spin et bas spin. Une telle hystérésis résulte d'un processus de coopérativité entre les molécules à transition de spin d'un cristal et se produit à température ambiante pour de nombreuses versions de composés. En outre, pour une température située à l'intérieur de la boucle, les équipes d'Eric Freysz et de Jean-François Létard ont obtenu le résultat particulièrement intéressant suivant : un pulse laser d'1 mJ et de 8 ns incident sur une assemblée de cristaux micrométriques permet d'accéder à un état de transition entre les états bas spin et haut spin généralisés à l'ensemble des cristaux (cf figure 2.1).

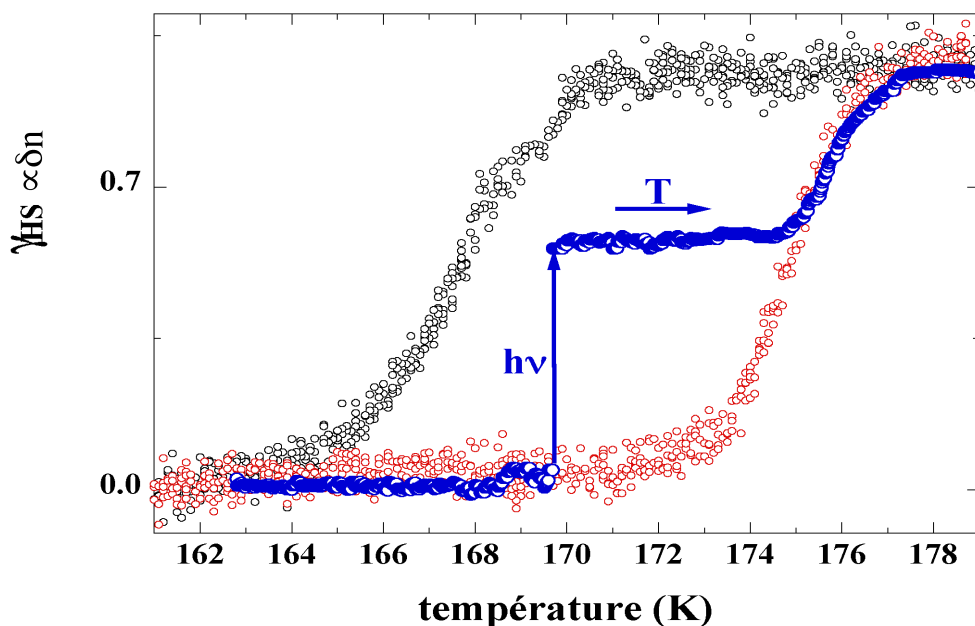


figure 2.1 : Evolution d'un état de transition de spin généré par un pulse laser pendant une augmentation de température (figure fournie par E. Freysz, CPMOH, Bordeaux)

Ce pulse correspond approximativement à une densité de puissance de  $2 \text{ MW/cm}^2$ . Sur la figure 2.1, l'ordonnée peut être considérée comme la variation d'indice obtenue par rapport à celui de l'état bas spin. D'après les études effectuées par les équipes précédentes, le pulse conduit immédiatement la distribution de cristaux dans un état haut spin généralisé qui relaxe ensuite au bout de quelques secondes vers l'état de transition. Cet état se révèle stable sur la plage de température à l'intérieur de la boucle. De plus, une fois l'état atteint, l'irradiation des

composés sous d'autres pulses identiques ne le modifie pas. En revanche, plus l'énergie présente dans le pulse est importante, plus l'état de transition atteint dans la boucle est haut.

Au démarrage de cette thèse, les phénomènes possibles à l'origine des propriétés précédentes n'étaient pas encore reportés de manière claire. De ce fait, une méthode permettant d'enregistrer des hologrammes dans les composés à transition de spin n'était pas clairement définie.

Suite à l'état initial du projet de mémoire microfibrée réinscriptible résumé dans cette partie, les parties suivantes vont présenter les avancées qui lui ont été apportées au cours de cette thèse, d'une part au niveau du matériau d'enregistrement et d'autre part au niveau de la procédure d'écriture-lecture.

## **II. Les développements apportés au matériau d'enregistrement**

### **A. L'enregistrement et le multiplexage d'hologrammes dans les composés à transition de spin**

Au cours de cette thèse, les équipes d'Eric Freysz et de Jean-François Létard ont reporté une interprétation des propriétés présentées précédemment, concernant l'induction par un pulse laser d'un état de transition dans la boucle d'hystérésis thermique de composés à transition de spin [Freysz 04]. D'après celles-ci, selon l'énergie du pulse, un nombre plus ou moins important de cristaux initialement dans l'état bas spin est capable de franchir la barrière énergétique les séparant de l'état haut spin. Ce seuil de commutation doit ainsi certainement dépendre de paramètres tels que la taille des cristaux ou le nombre de défauts qu'ils présentent. Si l'énergie fournie est inférieure au seuil, les molécules excitées du cristal relaxent donc rapidement vers l'état initial. Une fois qu'un pulse a permis d'obtenir un certain rapport de population entre états bas spin et haut spin, l'irradiation ultérieure avec des pulses identiques fournit donc toujours une quantité d'énergie insuffisante pour permettre aux cristaux qui n'avaient pas encore commuté de le faire. Une explication et un modèle complets permettant de rendre compte de ces phénomènes sont actuellement un sujet de recherche très actif [Tanasa 05].

Au vu de l'interprétation précédente, il apparaît clairement qu'une assemblée de grains de composés à transition de spin est un système dans lequel des niveaux de gris sont



enregistrables : selon l'énergie du pulse incident, une variation d'indice plus ou moins importante peut être induite. Ces composés sont donc sous cet aspect compatibles avec l'enregistrement d'hologrammes. La variation d'indice induite en fonction de l'énergie du pulse incident peut être schématisée comme sur la figure 2.2.

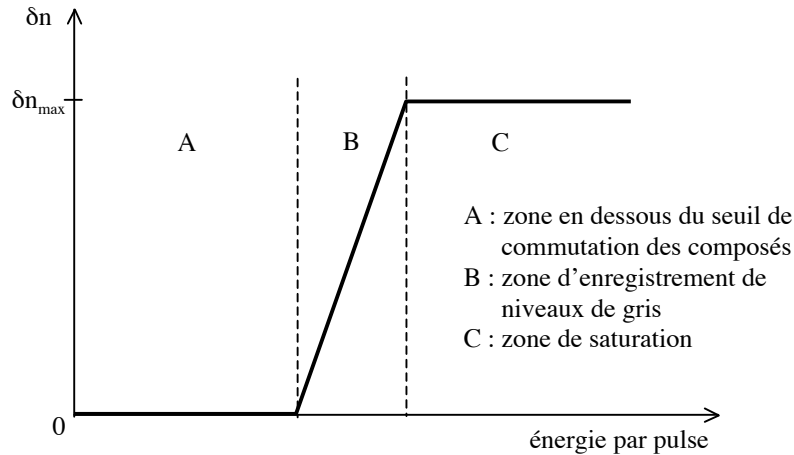


figure 2.2 : Variation d'indice accessible par une distribution de composés à transition de spin en fonction de l'énergie du pulse d'irradiation

Il existe donc une densité de puissance seuil en dessous de laquelle aucun des cristaux ne peut commuter (zone A). Un tel comportement est très attractif pour une application de stockage de données. Il signifie d'une part qu'un disque contenant ces composés serait insensible à la lumière ambiante avant enregistrement, contrairement au cas des photopolymères par exemple. D'autre part, la lecture avec une intensité inférieure au seuil serait totalement non destructive.

L'architecture microfibrée est en outre particulièrement adaptée pour l'utilisation de ces composés. Les densités de puissance nécessaires à la commutation sont tout à fait accessibles par des diodes laser focalisées. Il est en revanche nécessaire que cette densité puisse être distribuée de manière homogène dans toute l'épaisseur du matériau. Le confinement de la lumière dans les microfibrilles garantirait une telle homogénéité. Les pertes induites par ces composés lors de la propagation dans les microfibrilles du fait de la diffusion Rayleigh et de l'absorption ne sont toutefois à l'heure actuelle pas connues. Elles doivent bien sûr être suffisamment faibles pour ne pas détériorer la sélectivité de Bragg et permettre à l'énergie transmise de rester dans la zone B de la figure 2.2.

Pour ce qui concerne le multiplexage d'hologrammes dans ces composés, il semble ne pas être possible de le faire de manière séquentielle vu que les différents cristaux responsables

de la modulation d'indice commutent selon une distribution de densité de puissance. C'est pourtant de cette manière que procèdent la plupart des méthodes, comme par exemple les multiplexages angulaire et par translation. Pour peu de disposer d'une source multi-longueurs d'onde adaptée, le multiplexage en longueur d'onde dans le cas microfibré permettrait par contre d'enregistrer simultanément tous les réseaux de Bragg désirés, les centres bistables commutant directement selon le profil d'intensité somme des différentes figures d'interférence.

Concernant l'aspect réinscriptible de ces composés, la réversibilité photo-induite des commutations présentées précédemment n'a à notre connaissance pas encore été obtenue. Les cristaux ayant commuté dans l'état haut spin peuvent toutefois bien entendu être reconduits à leur état bas spin par une variation adéquate de la température. Le fait qu'une commutation réversible de manière optique ait été obtenue pour certains composés à transition de spin hors de la boucle d'hystérésis à très basses températures (typiquement inférieures à 50K) [Hauser 86] semble toutefois indiquer que ce type de composés a le potentiel pour présenter un phénomène similaire au sein de la boucle. Il est en outre à noter qu'une commutation réversible optiquement dans la boucle d'hystérésis a été reportée dans un autre type de composé bistable, à savoir un analogue du bleu de Prusse [Liu 03].

## **B. Le bruit de discrétisation des composés à transition de spin**

En inscrivant les réseaux d'indice dans des microfibres dopés par des centres bistables en densité finie, la distribution non continue de ces derniers est à l'origine d'un bruit de discrétisation à la lecture. Nous souhaitons donc ici déterminer par de premières estimations théoriques dans quelle mesure ce bruit est à prendre en compte dans l'élaboration du matériau d'enregistrement.

### **1. Statistique de la distribution de centres**

Pour calculer le bruit de discrétisation, nous nous plaçons dans la configuration suivante impliquant une microfibre donnée (cf figure 2.3). Celle-ci est coupée le long de son axe matérialisant la coordonnée  $z$  en  $Q$  éléments de longueur  $\delta z = l/Q$  et de section  $S$  égale à celle de la fibre.  $\delta z$  est bien inférieur au pas des figures d'interférence utilisées pour inscrire les différents réseaux. Chacune résulte de deux faisceaux contrepropageants de nombres d'onde  $\pm k_p$ . Nous considérons les centres bistables en densité  $N_c$  uniforme dans la microfibre et qu'ils sont avant enregistrement tous dans leur état de bas indice, supposé identique à celui du

photopolymère environnant. Les centres qui ont commuté sous l'action de la lumière dans l'état de haut indice pour inscrire le réseau numéro  $p$  sont en densité  $n_{c,p}(z)$ . En première approximation, l'illumination est supposée uniforme dans chaque élément de volume  $dV = S\delta z$ , et le nombre de centres y ayant commuté est ainsi  $n_{c,p}(z)S\delta z$ . Ce nombre est une variable aléatoire : d'un enregistrement à l'autre, il est amené à fluctuer du fait de l'aspect aléatoire de l'absorption des photons de la figure d'interférence.

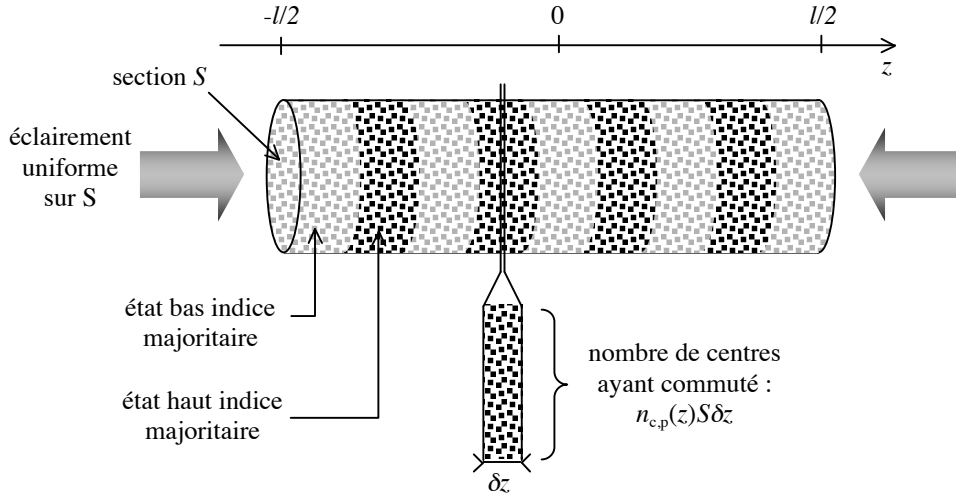


figure 2.3 : configuration d'enregistrement d'un réseau dans une microfibre

L'espérance mathématique de  $n_{c,p}(z)S\delta z$  est par définition la densité de centres commutés que nous désirons atteindre lors de l'enregistrement :

$$E[n_{c,p}(z)S\delta z] = \frac{N_c}{2M} (1 + m \cos(2k_p z)) S \delta z \quad (2.1)$$

où  $M$  est le nombre total de réseaux inscrits et  $m$  leur taux de modulation. Il a été supposé dans cette relation que les réseaux sont inscrits jusqu'à la saturation du matériau et qu'ils se partagent équitablement la densité totale de centres. En outre, cette relation fait l'hypothèse que la réponse du matériau est linéaire en fonction de l'énergie reçue. Or d'après la figure 2.2, la réponse de centres bistables comme les composés à transition de spin est fortement non linéaire. Nous avons toutefois également évoqué précédemment que la manière la plus adaptée d'enregistrer des réseaux multiplexés en longueur d'onde dans ces composés semble être de le faire en simultané. La figure d'interférence utilisée dans ce cas est donc la superposition des franges de modulation pour chaque longueur d'onde. Pour un enregistrement dans des conditions optimales de cette figure d'interférence, l'énergie issue de la somme des intensités moyennes de chaque système de franges doit se situer à peu près au centre de la zone linéaire de la réponse décrite figure 2.2. En considérant indépendamment

des autres un système de franges donné, la modulation d'énergie qu'il ajoute au niveau moyen d'énergie précédent peut à priori être tout à fait contenue dans la zone linéaire de la réponse des composés. Ceci justifie donc d'utiliser dans un premier temps une réponse linéaire pour la relation (2.1). L'influence de la non linéarité de la réponse par rapport à la figure de modulation due à l'ensemble des systèmes de franges sera étudiée plus spécifiquement par la suite.

Comme les centres commutent de manière indépendante, le nombre  $n_{c,p}(z)S\delta z$  obéit à une loi de Poisson qui implique donc une variance donnée par :

$$\sigma^2 [n_{c,p}(z)S\delta z] = E [n_{c,p}(z)S\delta z] \quad (2.2)$$

## 2. Calcul du signal diffracté

Pour obtenir une première estimation de l'amplitude diffractée par un réseau de la microfibre dans le cadre de l'approximation de Born, nous simplifions cette configuration dans nos calculs en la ramenant au cas d'une onde de lecture plane incidente sur un réseau plan infini. Le fait d'avoir un mode de lecture gaussien fondamental guidé par la microfibre implique en effet que la diffraction par les dimensions transverses du réseau n'est pas à prendre en compte. Nous pouvons donc appliquer à la configuration de la figure 2.3 la relation (1.21) donnant l'amplitude  $C_D(\vec{k}_L, \vec{k}_D)$  de la composante diffractée par un hologramme dans la direction  $\vec{k}_D$  avec une onde de lecture plane se propageant selon  $\vec{k}_L$ . D'après la formule de Clausius-Mossoti, liant la permittivité diélectrique d'un matériau aux densités des différentes entités atomiques le composant, la densité de centres ayant commuté est proportionnelle à la modulation de permittivité diélectrique du réseau si celle-ci est faible. En limitant la relation (1.21) à l'ordre de diffraction +1 et en l'utilisant de manière similaire au cas du réseau plan de la figure 1.3, l'amplitude diffractée nous intéressant dans le cas présent, pour une onde incidente en  $-l/2$  de vecteur d'onde de norme  $k$  orienté selon  $z$  dans le sens positif, est donc à un facteur de proportionnalité près :

$$C_{D,p}(k, -k) = S \int_{-l/2}^{l/2} n_{c,p}(z) e^{2ikz} dz = S \sum_{q=1}^Q n_{c,p}(-l/2 + q\delta z) e^{2ik(-l/2 + q\delta z)} \delta z \quad (2.3)$$

où  $q$  indice le numéro de l'élément de volume dans la fibre.

L'espérance mathématique d'une somme étant toujours égale à la somme des espérances mathématiques, l'espérance de l'amplitude diffractée peut être calculée en tenant compte des relations (2.1) et (2.3) :

$$\begin{aligned} E[C_{D,p}(k,-k)] &= \sum_{q=1}^Q \frac{N_c}{2M} (1 + m \cos(2k_p(-l/2 + q\delta z))) \delta z e^{2ik(-l/2 + q\delta z)} \\ &= \frac{N_c}{2M} S \int_{-l/2}^{l/2} (1 + m \cos(2k_p z)) e^{2ikz} dz \\ &\approx \frac{N_c}{4M} S m \int_{-l/2}^{l/2} e^{2i(k-k_p)z} dz \end{aligned}$$

et au bout du compte elle est donnée par la relation :

$$E[C_{D,p}(k,-k)] \approx \frac{N_c}{4M} m S l \operatorname{sinc}((k - k_p)l) \quad (2.4)$$

La variance de l'amplitude diffractée est estimée en calculant séparément les variances des parties réelle et imaginaire de cette amplitude. La variance d'une somme est égale à la somme des variances dans le cas de variables indépendantes. Dans le cas présent où l'approximation de Born est utilisée, la contribution à l'amplitude diffractée provenant d'une position  $z$  le long de la fibre est effectivement indépendante des contributions issues des autres positions. Nous obtenons ainsi à partir des relations (2.1) et (2.3) la variance de la partie réelle :

$$\begin{aligned} \sigma^2[\operatorname{Re}[C_{D,p}(k,-k)]] &= \sum_{q=1}^Q \frac{N_c}{2M} (1 + m \cos(2k_p(-l/2 + q\delta z))) \delta z \cos^2(2k(-l/2 + q\delta z)) \\ &= \frac{N_c}{2M} S \int_{-l/2}^{l/2} (1 + m \cos(2k_p z)) \cos^2(2kz) dz \\ &\approx \frac{N_c}{4M} S l \end{aligned} \quad (2.5)$$

Le calcul de la variance de la partie imaginaire conduit au même résultat. Les écarts types associés à ces variances représentent les parties réelle et imaginaire de l'amplitude du bruit diffracté dû à la distribution de centres associés à un réseau. Ainsi, un réseau diffracte un niveau de bruit identique quelle que soit la longueur d'onde incidente. En considérant le pire des cas où les  $M$  réseaux ont été inscrits, le calcul de la variance précédent appliqué à l'ensemble des réseaux conduit donc simplement à un facteur multiplicatif  $M$  supplémentaire : tous les réseaux présents génèrent du bruit en proportion équivalente à la lecture.

Si le rapport signal sur bruit en amplitude est suffisamment grand, alors la contribution de la partie imaginaire du bruit diffracté est négligeable car celle-ci est en quadrature avec le signal moyen diffracté. En tenant compte des résultats précédents, ce rapport signal sur bruit avec les  $M$  réseaux inscrits peut alors être estimé par :

$$\frac{\text{Signal}}{\text{Bruit}} = \frac{E[C_{D,p}(k,-k)]}{M^{1/2} \sigma[\text{Re}[C_{D,p}(k,-k)]]} = \frac{m}{2M} \sqrt{SIN_c} \quad (2.6)$$

Il est ainsi possible d'estimer la densité totale de centres nécessaire à l'obtention d'un rapport signal sur bruit convenable. Pour aboutir à un rapport égal à trois avec  $M = 1000$  réseaux,  $l = 1$  mm, un diamètre de fibre de  $0,5 \mu\text{m}$  et le cas favorable où  $m = 1$ , la densité nécessaire est  $N_c = 2.10^{23} \text{ m}^{-3}$ . Une telle valeur est importante : pour des centres régulièrement répartis, elle correspond à des distances entre centres d'environ 20 nm. Le bruit de discrétisation semble donc imposer des tailles de centres inférieures à 10 nm, en plus des contraintes dues à la diffusion Rayleigh. Par rapport aux tailles minimales de l'ordre de 30 nm qui semblent accessibles pour le moment aux grains de composés à transition à spin, il est à noter que les calculs précédents supposent des centres bistables, alors que la manière dont les grains commutent n'est toujours pas clairement établie. L'hypothèse selon laquelle ces grains seraient à niveaux de gris car structurés en domaines bistables est toujours d'actualité, et la prise en compte d'un comportement de ce type conduirait à calculer des tailles minimales de grains plus importantes. En outre, il a été reporté récemment que des nanoparticules de silice de diamètres proches de 10 nm ont été incorporés avec une fraction volumique de plus de 40% dans un matériau photopolymère sans que la qualité optique du composé soit altérée [Tomita 05], ce qui suggère que le dopage du matériau d'enregistrement nous intéressant ici par des composés à transitions de spin en fraction volumique importante est envisageable.

### **C. Influence de la réponse non linéaire des composés à transition de spin sur le bruit de lecture**

L'objet de cette sous-partie est de permettre de mieux cerner l'impact de la non linéarité de la réponse des composés à transition de spin (cf figure 2.2) au niveau du bruit généré à la lecture. Cet aspect a en effet été négligé dans les calculs précédents pour obtenir un ordre de grandeur de la taille requise des centres bistables.

De premières estimations de l'impact de cette non linéarité ont été obtenues grâce à des simulations effectuées avec le logiciel Mathematica. Les différents paramètres considérés dans ces simulations sont les suivants. Le nombre de bits mis en jeu est 500, chacun étant

potentiellement matérialisé par un réseau dans une microfibre de longueur 1 mm. La longueur d'onde d'enregistrement minimale de ces réseaux est choisie par commodité à 250 nm et implique que 8000 franges du réseau correspondant sont inscrites dans la microfibre. Les différentes longueurs d'onde sont séparées de la sélectivité de Bragg donnée par la relation (1.31) et la figure d'interférence d'enregistrement utilisée est la superposition de 250 systèmes de franges sinusoïdaux de taux de modulation égal à 1 choisis aléatoirement parmi les 500 possibles.

Deux cas sont alors considérés pour l'hologramme enregistré à partir de cette figure d'interférence selon que la réponse du matériau est linéaire ou pas. Les deux réponses possibles sont ainsi présentées figure 2.4. L'hologramme obtenu est discrétisé le long de la microfibre selon un pas plus faible que l'interfrange minimal des réseaux. Il est ensuite bruité artificiellement en multipliant sa modulation spatiale d'indice par une fonction aléatoire  $F_b$  :

$$F_b[p] = 1 + \sigma V[p] \quad (2.7)$$

où  $p$  est le numéro du pas considéré,  $V[p]$  une variable aléatoire de moyenne nulle et d'écart type unité, et  $\sigma$  une grandeur permettant d'ajuster cet écart type. Ceci revient donc à considérer un hologramme enregistré avec un bruit du même type que le bruit de discrétisation présenté précédemment.

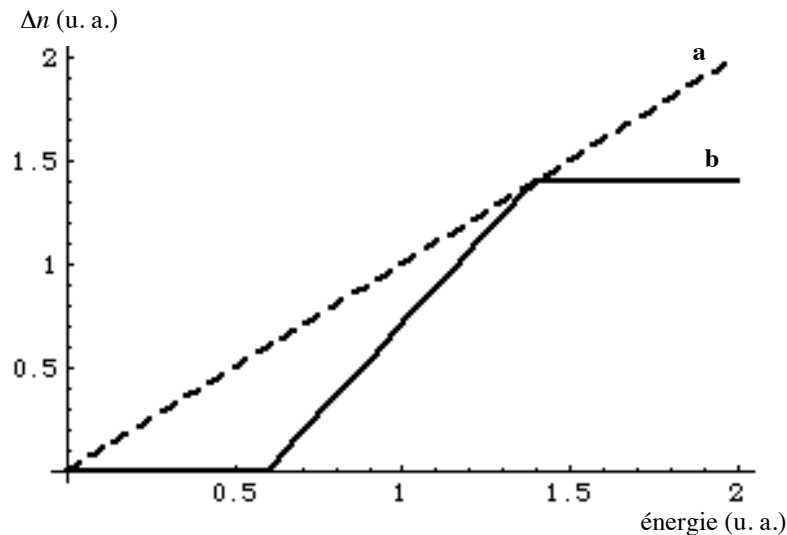


figure 2.4 : Variation d'indice induite dans le matériau en fonction de l'énergie reçue pour les cas linéaire (a) et non linéaire (b) ; une énergie égale à 1 correspond à l'énergie moyenne lorsque 250 systèmes de franges sont superposés

Une transformée de Fourier discrète est appliquée à l'hologramme discrétisé bruité pour modéliser la lecture. Les valeurs détectées pour chacun des bits sont ensuite classifiées dans la table des "0" ou des "1" selon les valeurs qui avaient été choisies initialement pour ces bits. Les histogrammes de ces tables où les valeurs ont été normalisées par la valeur moyenne de la table des "1" sont présentés figure 2.5 pour les cas linéaire et non linéaire, avec en noir l'histogramme de la table des "0" et en gris celui de la table des "1". Les écarts type pour chaque histogramme y sont en outre indiqués. Nous avons vérifié que dans le cas linéaire, les résultats obtenus sont en parfait accord avec les prédictions de la relation (2.6).

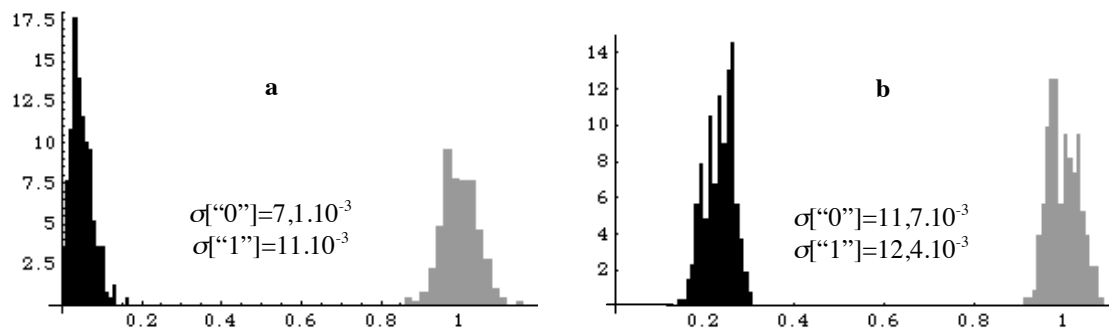


figure 2.5 : histogrammes des valeurs détectées normalisées pour les 500 bits dans le cas d'une réponse linéaire (a) et non linéaire (b) du matériau

Ces premières modélisations semblent donc indiquer que la non linéarité de la réponse du matériau n'introduit pas de bruit supplémentaire dans des proportions importantes par rapport au cas linéaire, vu que la dispersion des histogrammes n'est que légèrement augmentée dans le cas non linéaire sur la figure 2.5. Il a en outre été vérifié que les résultats obtenus ne dépendent pas de la largeur du pas de discrétisation. Au bout du compte, il était donc bien cohérent d'effectuer les calculs présentés précédemment sur le bruit de discrétisation avec une réponse linéaire du milieu d'enregistrement.

### III. Les développements apportés à la procédure d'écriture-lecture

#### A. Contexte de ces développements

Malgré les avantages présentés au chapitre 1 des mémoires microfibrées ou à microréseaux, l'architecture de ces mémoires présente le handicap de nécessiter l'accès aux deux faces du disque pour inscrire les bits, avec conventionnellement une unité de réflexion d'un côté du disque. Dans ce contexte, nous allons essentiellement mettre en avant dans cette



partie une nouvelle procédure de lecture adaptée à ces mémoires [Maire 05-d]. Basée sur une détection homodyne, elle vise à accroître leurs performances et peut en outre conduire à une simplification de l'architecture de la mémoire dans le cas microfibré nous intéressant.

Le principe d'une détection homodyne est le suivant. Les méthodes de détection classiques d'un signal optique mettent en oeuvre la plupart du temps un photodétecteur mesurant uniquement l'intensité de ce signal. Il est toutefois possible d'être sensible à l'amplitude complexe du signal en détectant son interférence au niveau du photodétecteur avec un signal de référence cohérent de phase stable. Dans le cas particulier où le signal de référence a la même fréquence que le signal à détecter, la détection est dite homodyne, par opposition à une détection hétérodyne lorsque les fréquences diffèrent. Avant de décrire en détail notre procédure de lecture par détection homodyne, nous établissons dans la sous-partie suivante les équations couplées à deux ondes, nécessaires pour caractériser son fonctionnement.

## B. Etablissement des équations couplées à deux ondes

Dans le cadre de la théorie des ondes couplées à deux ondes, la diffraction d'une onde sur un réseau volumique est appréhendée au travers de la résolution d'un système à deux équations : les équations couplées [Kogelnik 69]. Ces équations nous seront par la suite utiles pour caractériser des signaux diffractés et s'établissent de la manière suivante. Nous effectuons ici une analyse en ondes planes en géométrie contre-propagante selon la direction Oz et considérons un matériau où  $N$  réseaux de Bragg sinusoidaux multiplexés en longueur d'onde ont été inscrits. La figure de variation de la permittivité diélectrique relative est donc :

$$\tilde{\epsilon} = 0,5 \left( \sum_{p=1}^N \delta\epsilon_p e^{2ik_p z} + cc \right) \quad (2.8)$$

où  $k_p$  est le nombre d'onde correspondant à la longueur d'onde  $\lambda_p$  utilisée pour inscrire le réseau numéro  $p$ , et  $|\delta\epsilon_p|$  l'amplitude de la variation de permittivité diélectrique relative correspondante. Nous considérons que l'onde se propageant dans le matériau possède un champ électrique scalaire de la forme :

$$E = 0,5 \left( A_+ e^{-i(\omega t - kz)} + A_- e^{-i(\omega t + kz)} + cc \right) \quad (2.9)$$

Cette forme est en effet adaptée à nos hypothèses : l'onde sonde d'amplitude  $A_+$  est incidente à l'angle de Bragg et l'onde signal d'amplitude  $A_-$  contiendra un terme de diffraction si la

longueur d'onde incidente permet de vérifier au moins approximativement la relation de Bragg avec un des réseaux inscrits.

Le champ électrique (2.9) doit vérifier l'équation de propagation scalaire suivante issue classiquement des équations de Maxwell :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 (\varepsilon E)}{\partial t^2} \quad (2.10)$$

où :

$$\varepsilon = \varepsilon_m + \tilde{\varepsilon} \quad (2.11)$$

avec  $\varepsilon_m$  la permittivité diélectrique relative moyenne du matériau. Sachant que  $A_+$  et  $A_-$  varient lentement à l'échelle de la longueur d'onde, l'approximation de l'enveloppe lentement variable peut être effectuée : leurs dérivées secondes sont négligées dans le terme de gauche de (2.10). En outre, leurs variations temporelles ainsi que celles de  $\varepsilon$  sont supposées lentes par rapport aux fréquences optiques. Enfin, nous considérons que l'onde sonde et l'onde signal sont des ondes propres du matériau en l'absence de réseaux : elles vérifient chacune l'équation de propagation issue de (2.10) où  $\varepsilon_m$  a remplacé  $\varepsilon$ . Avec ces hypothèses, l'injection de (2.8) et (2.9) dans (2.10) conduit à l'équation complexe :

$$2ik \left( \frac{\partial A_+}{\partial z} e^{ikz} - \frac{\partial A_-}{\partial z} e^{-ikz} \right) = -\frac{\omega^2}{c^2} \frac{1}{2} \left( \sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p e^{2ik_p z} + cc \right) (A_+ e^{ikz} + A_- e^{-ikz}) \quad (2.12)$$

En conservant alors dans la partie de droite uniquement les termes pouvant être en accord de phase avec ceux de gauche, puis en regroupant les termes par direction de propagation, nous aboutissons aux équations couplées :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_+}{\partial z} = i \frac{\omega}{4nc} \left( \sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p e^{2ik_p z} \right) e^{-2ikz} A_- - \frac{\alpha}{2} A_+ \\ \frac{\partial A_-}{\partial z} = -i \frac{\omega}{4nc} \left( \sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p^* e^{-2ik_p z} \right) e^{2ikz} A_+ + \frac{\alpha}{2} A_- \end{cases} \quad (2.13)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial A_+}{\partial z} = i \frac{\omega}{4nc} \left( \sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p e^{2ik_p z} \right) e^{-2ikz} A_- - \frac{\alpha}{2} A_+ \\ \frac{\partial A_-}{\partial z} = -i \frac{\omega}{4nc} \left( \sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p^* e^{-2ik_p z} \right) e^{2ikz} A_+ + \frac{\alpha}{2} A_- \end{cases} \quad (2.14)$$

où nous avons introduit de façon formelle l'absorption en intensité  $\alpha$ , exprimée en  $m^{-1}$ , lors de la propagation dans le matériau d'enregistrement.  $n$  est l'indice moyen de ce matériau et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide.

## C. Principe de la lecture par détection homodyne

### 1. Contexte d'utilisation

Nous présentons ici le principe de la lecture par détection homodyne dans le cas nous intéressant des mémoires holographiques microfibrées. Pour enregistrer un réseau de Bragg dans la couche de données, il est possible de placer celle-ci directement sur un miroir faisant ainsi partie intégrante de la structure du disque (figure 2.6). Une telle configuration est simplificatrice pour l'écriture en ce qu'elle permet un accès par une seule face du disque avec une longueur de cohérence du faisceau d'enregistrement limitée au double de l'épaisseur de la couche de données. Cette configuration n'est pas sans rappeler celle utilisée par le procédé de photographie interférentielle en couleurs de Gabriel Lippmann [Connes 87]. Au cours de celui-ci, l'émulsion photographique est en effet mise en contact avec un miroir à bain de mercure lors de la prise d'image, le mercure étant ensuite évacué. L'application du procédé de Lippmann au stockage de données a par ailleurs été brièvement étudié par le passé [Fleisher 65]. Avec la configuration que nous proposons, il est cependant bien sûr peu adapté d'un point de vue pratique de supprimer le miroir pour la phase de lecture. Ceci semble problématique puisque, à notre connaissance, les procédures de lecture de mémoires holographiques présentées jusqu'à aujourd'hui consistent uniquement à détecter l'intensité du faisceau de lecture diffractée par l'hologramme lu. En conservant notre configuration pour la lecture, l'injection d'un faisceau de lecture résulte en revanche à la fois en sa diffraction par les réseaux inscrits et en une réflexion sur le miroir. Toutefois, nous allons à présent montrer qu'il est en fait possible de tirer parti de l'interférence de ces deux signaux pour détecter les réseaux inscrits. Ceci constitue bien une détection homodyne de l'amplitude diffractée par les réseaux, puisque c'est sa superposition avec l'onde de référence fournie par la réflexion sur le miroir qui est considérée.

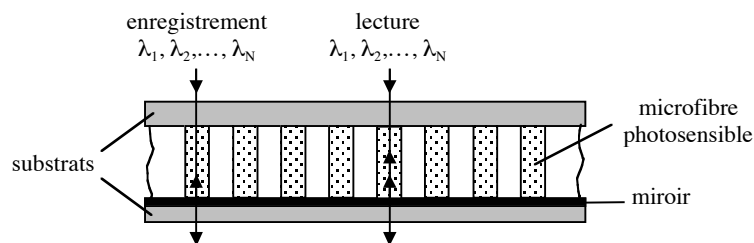


figure 2.6 : structure du disque en lecture par détection homodyne

Dans le contexte du stockage holographique de données, où l'objectif est de multiplexer un maximum d'hologrammes en un volume donné, l'amplitude diffractée par hologramme est faible et correspond à des efficacités de diffraction typiquement inférieures à  $10^{-3}$

[Waldman 03]. Dans notre configuration, l'amplitude réfléchiée par le miroir est donc bien plus importante puisque sa réflectivité doit être suffisamment élevée pour enregistrer des réseaux à fort taux de modulation. Ceci permet en effet, pour un nombre de réseaux à multiplexer donné, de maximiser leurs efficacités de diffraction, et ce aussi bien par exemple dans le cas d'un photopolymère que d'un cristal photoréfractif pour milieu d'enregistrement, les deux types de matériaux qui ont été utilisés au cours de ces travaux de thèse. La détection de l'intensité correspondant à l'interférence des amplitudes diffractée et réfléchiée peut ainsi accroître le signal utile, à savoir la modulation d'intensité provoquée par un réseau donné lorsque la longueur d'onde incidente varie [Maire 05-b]. Pour cela, il est toutefois nécessaire d'introduire des pertes dans le système : si l'absorption de la couche de données est négligeable à la lecture, la réflectivité du miroir ne peut être de 100%, sous peine d'interdire toute modulation d'intensité au signal à détecter.

## 2. Mise en équations de la lecture par détection homodyne

Pour cerner quantitativement les caractéristiques de la lecture par détection homodyne de manière simple, nous négligeons la structure fibrée et adoptons une approche en ondes planes. Les notations utilisées sont celles de la figure 2.7. Les champs montants et descendants à la lecture sont définis classiquement par :

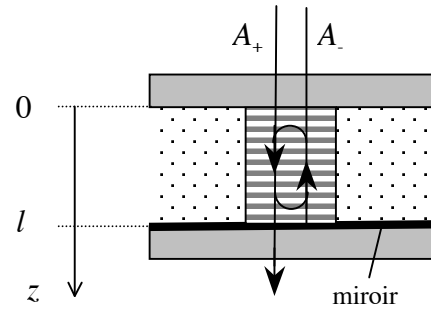


figure 2.7

$$E_{\pm} = 0,5(A_{\pm} e^{-i(\omega \mp kz)} + cc) \quad (2.15)$$

Nous nous plaçons dans un contexte similaire à celui utilisé pour établir les équations couplées (2.13) et (2.14), valables pour  $0 \leq z \leq l$ . En négligeant l'absorption du matériau, usuellement faible dans le contexte du stockage holographique, elles deviennent alors :

$$\begin{cases} \frac{\partial A_+}{\partial z} = i \frac{\omega}{4nc} \left( \sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p e^{2ik_p z} \right) e^{-2ikz} A_- \\ \frac{\partial A_-}{\partial z} = -i \frac{\omega}{4nc} \left( \sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p^* e^{-2ik_p z} \right) e^{2ikz} A_+ \end{cases} \quad (2.16)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial A_+}{\partial z} = i \frac{\omega}{4nc} \left( \sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p e^{2ik_p z} \right) e^{-2ikz} A_- \\ \frac{\partial A_-}{\partial z} = -i \frac{\omega}{4nc} \left( \sum_{p=1}^N \delta \varepsilon_p^* e^{-2ik_p z} \right) e^{2ikz} A_+ \end{cases} \quad (2.17)$$

Les champs correspondant aux ondes utilisées pour inscrire le réseau numéro  $p$  sont définis de manière identique à (2.15) en rajoutant l'indice  $p$ .  $\delta \varepsilon_p$ , de module égal à la variation de permittivité pour le réseau numéro  $p$ , peut alors être défini par :

$$\delta\varepsilon_p = \frac{\delta\varepsilon_{\max}}{N} M_p e^{i\varphi} \quad (2.18)$$

où  $\delta\varepsilon_{\max}$  est la variation de permittivité maximale possible pour inscrire les réseaux dans le matériau, le facteur  $1/N$  supposant que celle-ci est partagée équitablement entre les réseaux par une procédure d'écriture adaptée.  $M_p$  est le taux de modulation complexe de la figure d'interférence utilisée pour inscrire le réseau numéro  $p$  :

$$M_p = \frac{2A_{+p}A_{-p}^*}{|A_{+p}|^2 + |A_{-p}|^2} \quad (2.19)$$

Enfin,  $\varphi$  est le déphasage entre cette figure d'interférence et la variation de permittivité effectivement induite dans le matériau. Nous pouvons ainsi tenir compte du type de réponse du matériau : par exemple une réponse locale pour un photopolymère ( $\varphi = 0$ ) ou non locale pour un cristal photoréfractif ( $\varphi = \pm\pi/2$ ).

A ces équations, il convient d'ajouter la condition limite sur le miroir de réflectivité en amplitude  $r$  :

$$A_{-p}(l) = rA_{+p}(l)e^{2ik_p l} \quad (2.20)$$

Il est alors possible de résoudre l'ensemble pour déterminer  $A_{+p}(0)$ , l'amplitude du signal de lecture à détecter.

Il est en outre commode d'introduire le taux de modulation réel  $m$ , identique pour tous les réseaux et égal au module du taux de modulation complexe :

$$m = |M_p| = \frac{2|r|}{1 + |r|^2} \quad (2.21)$$

La formule (2.18) suppose que la modulation de permittivité pour les réseaux est proportionnelle à  $m$ . C'est une approche simplifiée, mais en pratique, aussi bien dans les photopolymères que dans les cristaux photoréfractifs, la modulation de permittivité pour un réseau sinusoïdal augmente effectivement avec le taux de modulation de la figure d'interférence correspondante. Dans les cristaux photoréfractifs, la relation de proportionnalité peut typiquement être considérée comme valide pour  $m < 0,6$  [Pauliat 00]. Dans les photopolymères, la proportionnalité est typiquement respectée pour des énergies d'exposition en dehors de la zone de saturation des courbes de réponse présentant la racine

carrée de l'efficacité de diffraction en fonction de l'énergie d'exposition d'un réseau plan en cours d'inscription [Waldman 96].

### 3. Résolution analytique approchée du signal de lecture

Une résolution analytique simple est possible moyennant des hypothèses supplémentaires. Cette résolution va nous permettre de mieux comprendre les caractéristiques principales du signal en détection homodyne. Les hypothèses sont les suivantes : nous supposons que l'efficacité de diffraction des réseaux est faible et que  $|r| \ll 1$ . Ainsi,  $A_- \ll A_+$  et nous pouvons donc considérer le terme de droite de l'équation (2.16) comme nul. L'intégration de (2.17) en tenant compte de (2.20) conduit alors à :

$$A_-(0) = rA_+ e^{2ikl} \left( 1 + i \frac{\omega}{4nc} \frac{\delta\epsilon_{\max}}{N} \frac{2}{1+|r|^2} e^{i\varphi} l \sum_{p=1}^N e^{-i(k-k_p)} \text{sinc}((k-k_p)) \right) \quad (2.22)$$

L'amplitude de notre signal est ainsi la somme de l'amplitude réfléchiée par le miroir et de celle diffractée par les réseaux inscrits. La réflectivité en intensité  $R_S$  en sortie de la microfibre lue est donc obtenue à partir du module au carré de la relation précédente :

$$R_S = |r|^2 + 2|r|\eta_1^{1/2} m \sum_{p=1}^N \sin((k-k_p) - \varphi) \text{sinc}((k-k_p)) + \eta_1 m^2 \left| \sum_{p=1}^N e^{-i(k-k_p)} \text{sinc}((k-k_p)) \right|^2 \quad (2.23)$$

où  $\eta_1$  est l'efficacité de diffraction qui serait obtenue pour les réseaux avec  $m = 1$ , donnée dans le cadre de l'approximation de Born par la relation suivante issue de (1.27) :

$$\eta_1 = \left( \frac{\pi \delta n_{\max} l}{N \lambda} \right)^2 \quad (2.24)$$

Comme nous l'avons vu précédemment, l'hypothèse des efficacités de diffraction faibles pour les réseaux est tout à fait valide dans le contexte du stockage holographique de données. En revanche, celle d'une réflectivité du miroir faible ne permet pas d'obtenir les forts taux de modulation recherchés. Nous verrons cependant par la suite que (2.23) continue à donner des résultats cohérents pour des réflectivités en amplitude du miroir bien plus élevées allant jusqu'à 0,7, donnant des taux de modulation proches de 1. Cette formule est donc un bon indicateur des caractéristiques du signal en détection homodyne.

D'après (2.23), le signal de lecture consiste donc en une somme de trois termes. Le premier est un offset dû à la réflexion sur le miroir. Le dernier correspond au signal de lecture usuel qui serait obtenu si le miroir était ôté à la lecture : il est composé des intensités diffractées par les différents réseaux présents, avec la sélectivité en longueur d'onde bien connue en sinus cardinal au carré pour chacun d'eux. Le deuxième terme est spécifique au schéma de lecture en détection homodyne. Modulé en longueur d'onde par rapport à celles utilisées pour inscrire les réseaux, il est susceptible de fournir lui aussi l'information recherchée, à savoir quels sont les réseaux présents dans la microfibre lue. Il est en outre particulièrement attractif du fait de sa décroissance en  $1/N$  au lieu d'une décroissance en  $1/N^2$  pour un schéma de lecture classique que l'on retrouve dans le dernier terme. Les grandes capacités visées par le stockage holographique en augmentant le nombre d'hologrammes multiplexés se traduisent donc dans notre configuration en détection homodyne par une diminution du signal de lecture beaucoup moins prononcée.

#### 4. Etude du gain en signal apporté par la détection homodyne

##### a. Approche numérique utilisée

Nous avons mentionné dans le contexte d'utilisation de la lecture par détection homodyne qu'un de ses attraits est d'augmenter le signal utile de lecture. La résolution analytique présentée précédemment a permis de présenter les caractéristiques principales de cette lecture. Les résultats donnés par la relation (2.23) ne sont toutefois rigoureusement exacts que pour des efficacités de diffraction des hologrammes et une réflectivité  $|r|$  faibles. Les réflectivités utilisées en pratique devant être suffisamment importantes pour obtenir des figures d'interférence à fort taux de modulation, cette formule n'est alors en toute rigueur plus adaptée. Pour mettre en évidence de manière quantitative le gain en signal apporté par la détection homodyne, il est donc nécessaire d'effectuer une résolution numérique exacte du signal de lecture dont l'approche est la suivante. En notant  $r_s$  la réflexion en amplitude du résonateur formé par le miroir et les réseaux inscrits dans la configuration de la figure 2.7, celle-ci peut être exprimée à partir du système suivant :

$$\begin{cases} A_-(0) = r_s A_+(0) \\ A_-(l) = r A_+(l) e^{2ikl} \\ \begin{pmatrix} A_+(l) \\ A_-(l) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} \\ c_{21} & c_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_+(0) \\ A_-(0) \end{pmatrix} \end{cases} \quad (2.25)$$

où les coefficients  $c_{ij}$  sont ceux de la matrice de transfert de l'ensemble des réseaux inscrits dans le cristal. Nous obtenons ainsi immédiatement :

$$r_s = \frac{c_{21} - c_{11} r e^{2ikl}}{c_{12} r e^{2ikl} - c_{22}} \quad (2.26)$$

Les coefficients  $c_{ij}$  sont calculés par la résolution numérique sous Mathematica des équations couplées. La résolution avec pour conditions  $A_+(0)=1$  et  $A_-(0)=0$  donne  $c_{11}=A_+(l)$  et  $c_{21}=A_-(l)$ , tandis que celle avec  $A_+(0)=0$  et  $A_-(0)=1$  donne  $c_{12}=A_+(l)$  et  $c_{22}=A_-(l)$ .

### b. Mise en évidence du gain

Comme il a été mentionné plus haut, les efficacités de diffraction par hologramme dans le contexte du stockage holographique sont typiquement inférieures à  $10^{-3}$ . Pour mettre en évidence le gain en signal, nous allons effectuer une résolution numérique comme décrit ci-dessus et tracer la réflectivité en intensité  $R_s$  de la microfibre sondée en fonction de la longueur d'onde incidente dans le cas particulier suivant. Je considère un unique réseau d'efficacité de diffraction  $10^{-3}$ , inscrit par exemple à 500 nm sur une épaisseur de 1 mm et pour une réflectivité en intensité  $R$  du miroir de 50% (ce qui correspond à  $m = 0,94$ ). Selon que pour ce réseau  $\varphi = \pi/2$  ou  $\varphi = 0$ , les réflectivités obtenues sont présentées sur les figures 2.8 et 2.9.

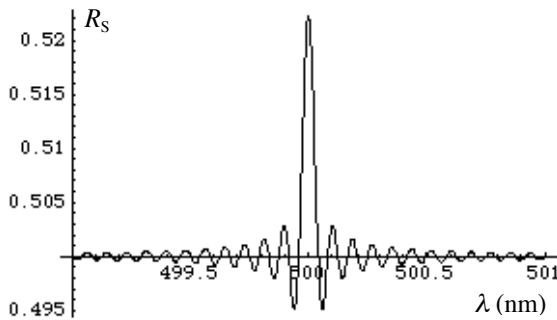


figure 2.8 : réflectivité en intensité en fonction de la longueur d'onde incidente pour un réseau inscrit à 500 nm avec  $\varphi = \pi/2$ , résolution numérique des équations couplées

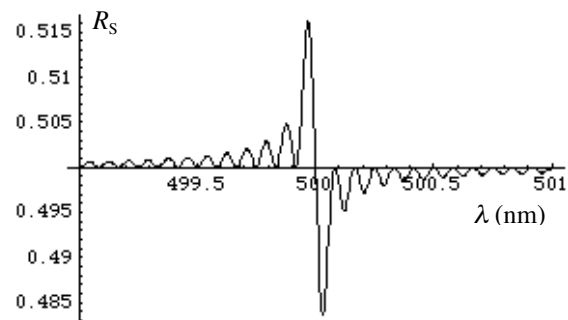


figure 2.9 : réflectivité en intensité en fonction de la longueur d'onde incidente pour un réseau inscrit à 500 nm avec  $\varphi = 0$ , résolution numérique des équations couplées

Les caractéristiques de la modulation en intensité se superposant à l'offset dû à la réflexion sont ainsi les suivantes. Son amplitude maximale par rapport à l'offset est obtenue à la longueur d'onde de Bragg pour  $\varphi = \pi/2$ , tandis que dans le cas  $\varphi = 0$ , elle a lieu à des longueurs d'onde légèrement décalées par rapport celle de Bragg. Ceci indique donc que le paramètre  $\varphi$  est important à prendre en compte pour déterminer la longueur d'onde optimale de lecture d'un réseau inscrit à une certaine longueur d'onde. En outre, dans les deux cas et



avec les paramètres précédents, l'amplitude maximale est au moins supérieure d'un facteur 15 par rapport à une détection classique, où seule l'efficacité de diffraction de  $10^{-3}$  serait mise en jeu. A titre de comparaison, la courbe obtenue pour  $\varphi = \pi/2$  avec les mêmes paramètres mais en utilisant la relation approchée (2.23) peut être observée sur la figure 2.10. Son allure est tout à fait similaire à celle de la figure 2.8 mais le signal utile obtenu à la longueur d'onde de Bragg  $\lambda$  est deux fois plus important que pour la résolution numérique.

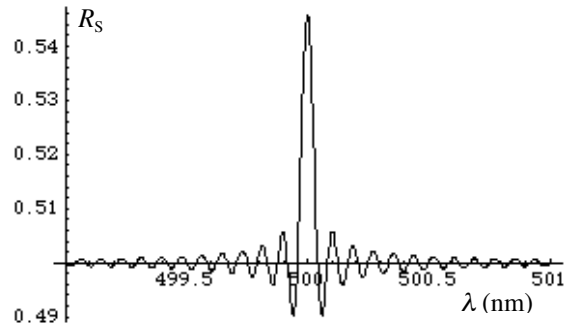


figure 2.10 : réflectivité en intensité en fonction de la longueur d'onde incidente pour un réseau inscrit à 500 nm avec  $\varphi = \pi/2$ , selon la relation (2.23)

### c. Optimisation de la réflectivité du miroir

Nous avons vu précédemment que des pertes sont nécessaires dans la structure du disque pour mettre en œuvre la détection homodyne. Il est possible de déterminer la réflectivité en amplitude du miroir optimale pour maximiser le gain apporté par la détection homodyne. Les caractéristiques principales du signal obtenu en détection homodyne ayant été présentées dans les paragraphes précédents, il est maintenant possible de donner une définition plus précise du gain en signal utile qu'il permet. Ce gain, noté  $G$ , peut être défini comme le rapport suivant pour un réseau donné. Au numérateur se trouve l'amplitude maximale du signal décrit sur les figures 2.8 ou 2.9 par rapport à l'offset dû à la réflexion. Le dénominateur consiste en l'intensité diffractée par le réseau en supposant qu'il a été inscrit avec un taux de modulation égal à 1, car c'est bien sûr ainsi que le signal est maximisé dans ce cas. Dans le paragraphe précédent, cette précision n'était pas nécessaire puisque avec  $R = 50\%$ , le taux de modulation est de toute façon très proche de 1. Dans le cas présent, la réflectivité est cette fois notre variable, et le gain  $G$  est donc défini par la formule suivante :

$$G = \frac{\max_{\lambda} |R_s - |r|^2|}{\eta_1} \quad (2.27)$$

D'après la relation (2.23), le gain  $G$  est pour de faibles efficacités de diffraction (typiquement inférieures à 1%) inversement proportionnel à  $\eta_1^{1/2}$ . En choisissant par exemple  $\varphi = \pi/2$  pour illustrer nos propos, la figure 2.11 présente le gain normalisé  $\eta_1^{1/2}G$  en fonction du module de la réflectivité en amplitude du miroir pour les deux cas où  $G$  est calculé numériquement et avec la relation approchée (2.23). D'après cette figure, le gain maximal

permis par la détection homodyne est obtenu pour  $|r|$  proche de 0,65 (soit une réflectivité en intensité du miroir de 42%) et s'élève à environ  $0,7/\eta_1^{1/2}$ . Il apparaît aussi que les résultats obtenus grâce à la relation approchée (2.23) peuvent continuer à donner le bon ordre de grandeur du signal de lecture en détection homodyne jusqu'à des valeurs de  $|r|$  d'environ 0,5. Pour  $|r| = 0,7$ , l'écart observé par rapport à la résolution numérique exacte est bien le facteur 2 observé entre les figures 2.8 et 2.10. De plus, pour cette même réflectivité et si  $\eta_1 = 10^{-3}$ , le calcul du gain par la formule  $0,7/\eta_1^{1/2}$  conduit à un facteur 22 qui est bien celui observé sur la figure 2.8. Par ailleurs, pour d'autres valeurs de  $\varphi$ , des courbes similaires à celles de la figure 2.11 sont obtenues.

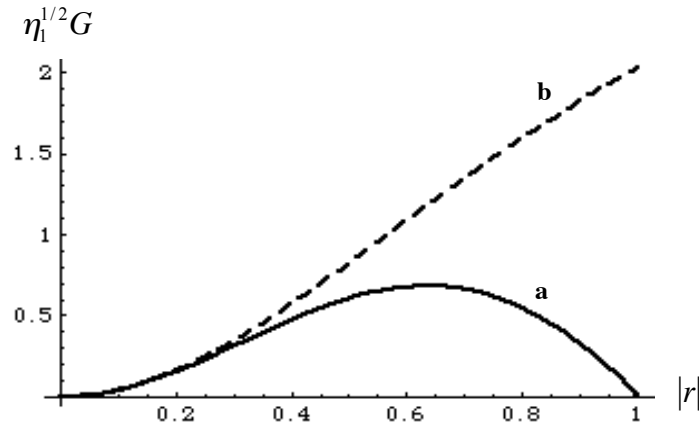


figure 2.11 : gain normalisé apporté par la détection homodyne en fonction du module de la réflectivité en amplitude du miroir, calculé numériquement (a) et de manière approchée (b)

Au bout du compte, le gain en signal permis par la lecture par détection homodyne est donc d'autant plus important que l'efficacité de diffraction des réseaux lus est faible, ce qui montre l'adéquation de cette procédure au contexte du stockage holographique. Un tel gain peut ainsi être mis à profit pour augmenter le débit de lecture de la mémoire.

## 5. L'influence du multiplexage en lecture par détection homodyne

Jusqu'à présent, la lecture par détection homodyne a été présentée sur un réseau isolé afin de déterminer ses caractéristiques. En pratique, il est bien entendu visé de multiplexer des réseaux de Bragg de la manière la plus dense possible compatible avec les contraintes de diaphonie. La figure 2.12 présente ainsi le signal détecté en fonction de la longueur d'onde de lecture en utilisant la relation (2.23) pour 9 réseaux inscrits avec une séparation égale au double de la sélectivité de Bragg  $\Delta\lambda_B$  et pour les 3 cas suivants : lecture en détection homodyne lorsque  $\varphi = 0$  (a),  $\varphi = \pi/2$  (b), et dans le cas classique sans détection homodyne où seul le dernier terme de (2.23) est conservé (c). Les paramètres de la relation (2.23) utilisés

sont une longueur d'onde maximale de réseau inscrit de 400 nm,  $\delta n_{\max} = 1.10^{-5}$ ,  $l = 1$  mm et  $|r|^2 = 0,5$ .

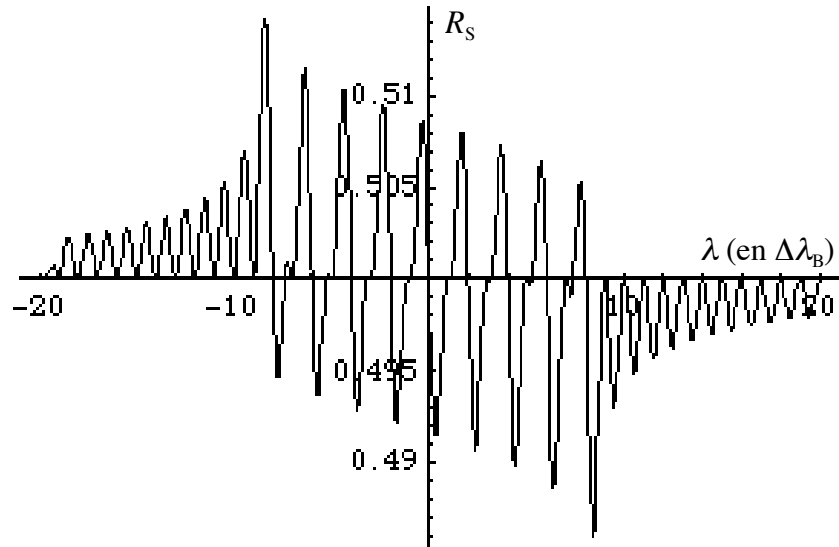


figure 2.12-a : lecture en détection homodyne de 9 réseaux multiplexés en longueur d'onde séparés de  $2\Delta\lambda_B$ , cas où  $\varphi = 0$

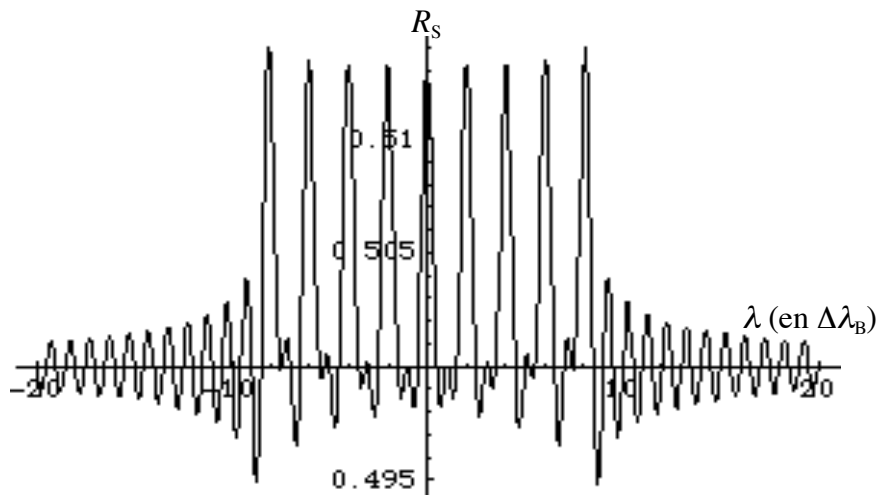


figure 2.12-b : lecture en détection homodyne de 9 réseaux multiplexés en longueur d'onde séparés de  $2\Delta\lambda_B$ , cas où  $\varphi = \pi/2$

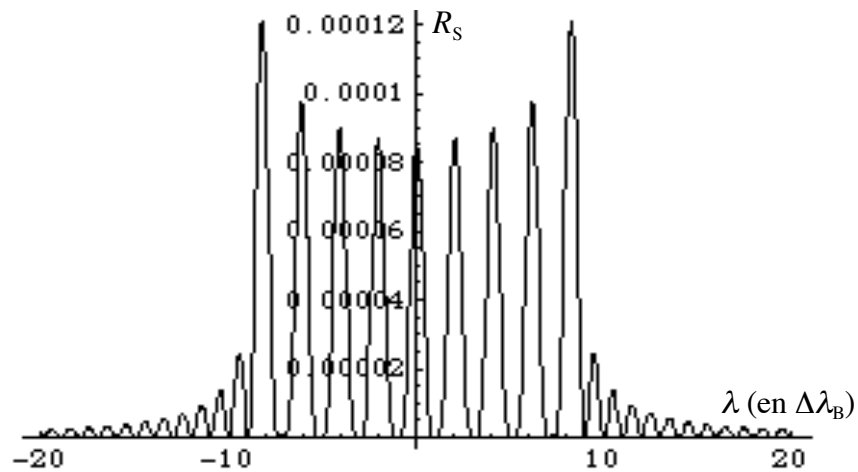


figure 2.12-c : lecture sans détection homodyne de 9 réseaux multiplexés en longueur d'onde séparés de  $2\Delta\lambda_B$

Les graphiques précédents montrent que chacun des bits peut être clairement distingué en lecture par détection homodyne. Dans le cas où  $\varphi = 0$  (figure 2.12-a), une diaphonie importante apparaît toutefois entre les différents bits. Celle-ci est due aux lobes secondaires des sinus cardinaux des pics de Bragg, qui se superposent de manière cohérente. Il a ainsi été remarqué que la diaphonie diminue considérablement en choisissant un espacement entre les bits non multiple de la sélectivité de Bragg, comme le montre la figure 2.13.

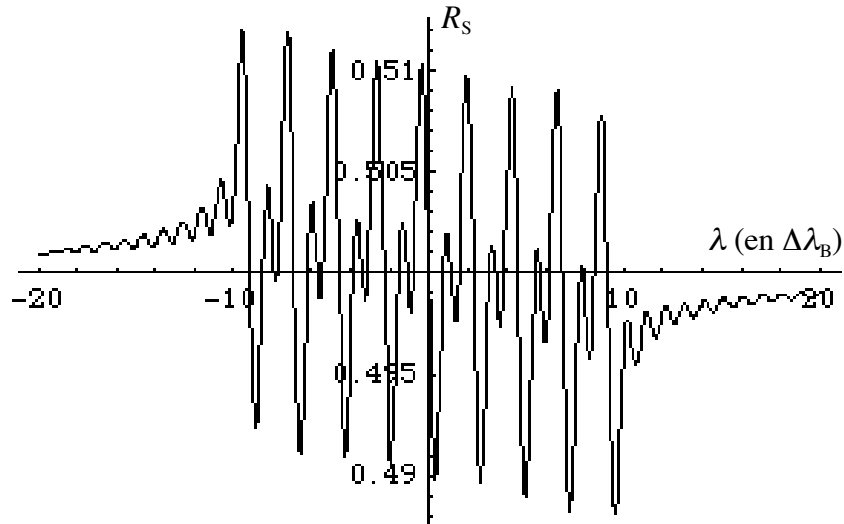


figure 2.13 : lecture en détection homodyne de 9 réseaux multiplexés en longueur d'onde séparés de  $2,3 \Delta\lambda_B$ , cas où  $\varphi = 0$

La diminution doit certainement être encore plus prononcée pour des écarts entre bits non constants, le codage optimal restant à déterminer. Un traitement du signal par des opérations classiques, comme un filtrage passe-haut et une corrélation par un noyau correspondant au signal qui serait obtenu avec un bit unique, permettrait en outre une optimisation supplémentaire. Dans le cas où  $\varphi = \pi/2$  (figure 2.12-b), la diaphonie est moins importante et présente un niveau tout à fait comparable à celui d'une lecture sans détection homodyne (figure 2.12-c).

## 6. Optimisation du signal en détection homodyne

Si la détection homodyne permet de gagner en signal utile, elle résulte également dans la configuration présentée en un signal dont l'exploitation pourrait être optimisée. En effet, le terme d'offset dû à la réflexion rend la détection sensible aux fluctuations d'intensité du laser. D'autre part, dans le cas d'un matériau où  $\varphi = 0$  et si la lecture n'est pas effectuée avec une source à spectre étendu, il est nécessaire d'ajuster les longueurs d'onde de lecture des réseaux par rapport à celles utilisées à l'écriture. Différentes solutions sont ainsi envisageables pour améliorer ces points.

### a. Utilisation d'une détection différentielle

La lecture par détection homodyne a été présentée jusqu'à présent en utilisant le signal réfléchi par la structure du disque. Néanmoins, le signal transmis, complémentaire du précédent, est lui aussi utilisable. Il est en outre possible d'effectuer une détection différentielle entre ces deux signaux. Une réflectivité en intensité du miroir particulièrement adaptée pour cela est de 50%. Elle est en effet très proche de celle maximisant le gain par la détection homodyne (cf figure 2.11) et permet de supprimer aisément par la détection différentielle l'offset du signal de lecture dû à la réflexion sur le miroir. La lecture est ainsi rendue insensible aux fluctuations d'intensité du laser, et le signal utile s'en trouve en outre doublé.

### b. Utilisation d'une lame de phase

L'adjonction dans la structure d'une lame de phase entre le miroir et le matériau d'enregistrement peut également se révéler utile à plus d'un titre. Il est alors possible, en inscrivant les réseaux avec une polarisation du faisceau incident parallèle à l'un des axes de la lame et en changeant la polarisation pour la lecture, d'ajuster le déphasage entre les amplitudes réfléchiée et diffractée du résonateur Fabry-Perot formé par le miroir et les réseaux inscrits (cf figure 2.14). Plusieurs possibilités sont ainsi envisageables.

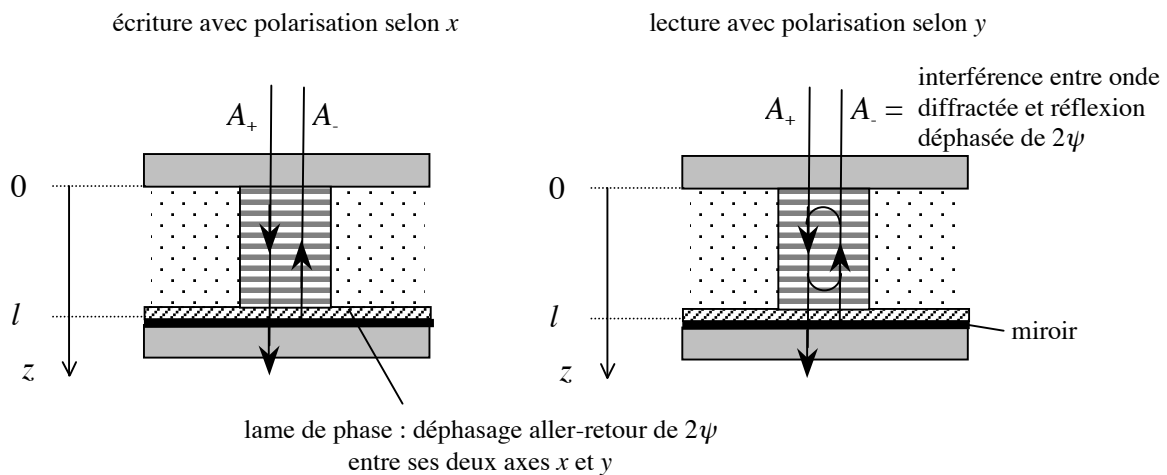


figure 2.14 : principe d'utilisation d'une lame de phase en lecture par détection homodyne

Si la lame induit un déphasage  $\psi = \pi/4$  entre les composantes de polarisation selon ses axes (lame  $\lambda/8$ ), une lecture effectuée avec une polarisation perpendiculaire à celle de l'écriture induit un déphasage aller-retour supplémentaire de  $\pi/2$  entre les amplitudes réfléchies et diffractées par rapport au cas où la lecture se ferait avec la même polarisation qu'à l'écriture. En considérant que la lame a une épaisseur négligeable, sa présence peut être

prise en compte dans notre approche de résolution numérique en remplaçant  $r$  par  $re^{2i\psi}$  dans le système (2.25). En reprenant l'exemple de la lecture d'un réseau illustré par les figures 2.8 et 2.9, nous obtenons des courbes de réflectivité en intensité  $R_s$  en fonction de la longueur d'onde rigoureusement identiques pour les cas  $(\varphi = 0, \psi = \pi/4)$  et  $(\varphi = \pi/2, \psi = 0)$ . La lame de phase permet donc dans ce cas d'avoir des longueurs d'onde d'écriture et de lecture identiques pour un matériau où  $\varphi = 0$ .

La détection différentielle présentée précédemment peut en outre être effectuée d'un seul côté du disque avec l'aide d'une lame de phase. La lecture est effectuée pour cela avec une polarisation à  $45^\circ$  des axes de la lame. Par exemple, avec les mêmes paramètres que pour la figure 2.8 et avec  $\psi = \pi/2$  (lame quart d'onde), la réflectivité  $R_s$  obtenue selon la polarisation perpendiculaire à celle d'écriture est présentée figure 2.15. La modulation d'intensité se superposant à l'offset de réflexion est complémentaire de celle obtenue pour la figure 2.8, c'est à dire pour la même polarisation qu'à l'écriture. La détection différentielle est ainsi possible entre les deux composantes de polarisation. Cette procédure est aussi envisageable dans le cas où  $\psi = \pi/4$ . La détection différentielle revient alors à effectuer une soustraction entre les signaux des figures 2.8 et 2.9, ce qui résulte en la figure 2.16. Un signal de lecture dénué de l'offset de réflexion et exploitable à la longueur d'onde d'écriture est donc aussi possible pour le cas d'un matériau où  $\varphi = 0$ .

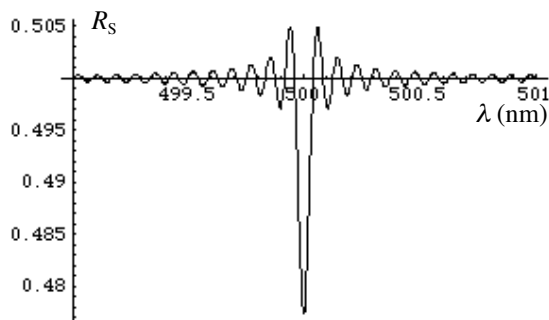


figure 2.15 : réflectivité en intensité en fonction de la longueur d'onde incidente pour un réseau inscrit à 500 nm avec  $\varphi = \pi/2$  et  $\psi = \pi/2$  (calcul numérique)

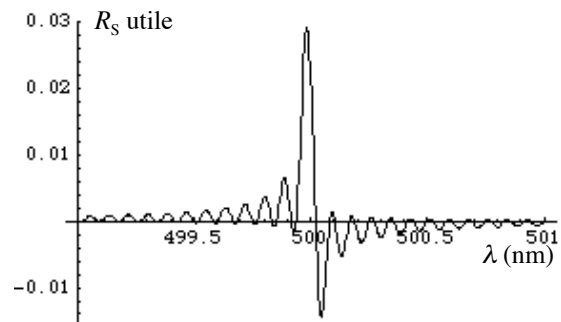


figure 2.16 : signal en détection différentielle pour un réseau inscrit à 500 nm et avec  $\psi = \pi/4$  (calcul numérique)

# Conclusion

Nous avons présenté dans ce chapitre une architecture de mémoire microfibrée dont les potentialités nous semblent particulièrement intéressantes. L'utilisation de composés à transition de spin incorporés dans une structure microfibrée pourrait être une solution pour obtenir des capacités supérieures au teraoctet sur un disque utilisable de manière réinscriptible, sans contrainte environnementale lumineuse particulière et dans une configuration pouvant être compatible avec les supports surfaciques actuels. La lecture par détection homodyne permettrait quant à elle d'augmenter considérablement les débits de lecture tout en simplifiant le montage optique de la mémoire. De nombreuses études physiques s'avèrent cependant nécessaires avant de pouvoir déterminer si les potentialités précédentes peuvent se concrétiser. Ceci plus particulièrement au niveau de la structuration en microfibres d'un photopolymère d'épaisseur millimétrique, de l'enregistrement holographique dans les composés à transition de spin, et de l'utilisation efficace de la lecture par détection homodyne. Dans le cadre des travaux de thèse présentés dans ce manuscrit, c'est ce dernier point qui a été développé expérimentalement. Un tel schéma de lecture paraît en effet particulièrement adapté au contexte des mémoires microfibrées, et aussi à microréseaux, dans la mesure où il pourrait palier au manque de parallélisme de ces architectures par rapport à l'approche par pages de données. Le chapitre suivant présente ainsi une première validation expérimentale de la lecture d'hologrammes par détection homodyne.

# Chapitre 3

## 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.

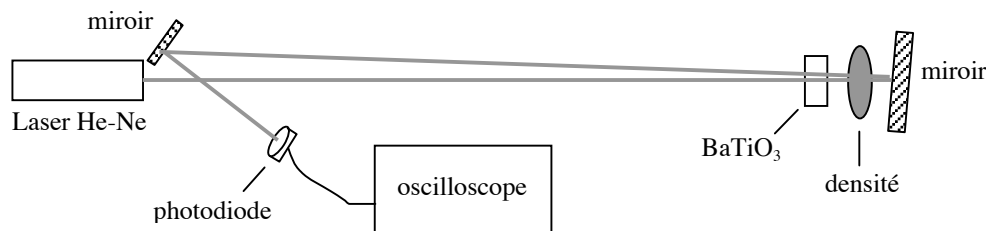


figure 3.1 : Montage de mesure de gain photoréfractif par mélange à deux ondes

La mesure consiste à déterminer le gain photoréfractif  $\Gamma$  du cristal en géométrie contrepropageante, donné par la relation suivante [Pauliat 00] :

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

où  $\varphi$  est le déphasage entre la figure d'interférence et le réseau d'indice créé,  $\delta n_{\max}$  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  $\eta$  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).

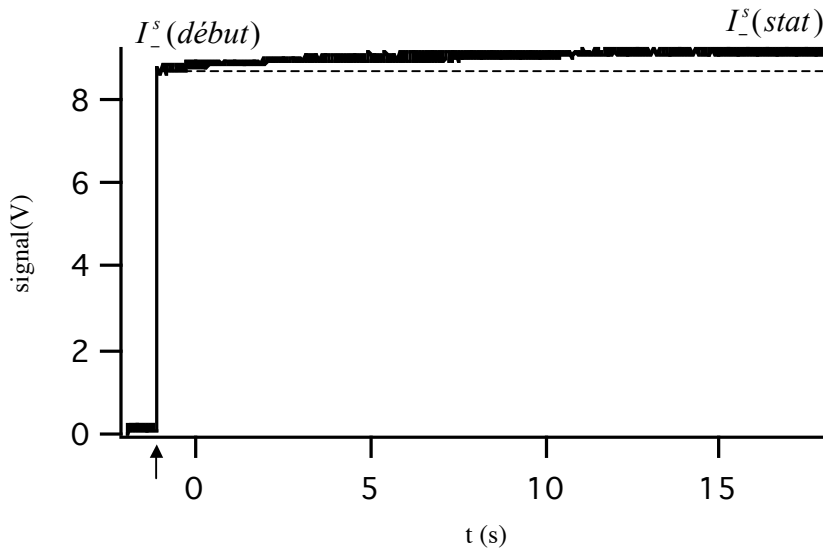


figure 3.2 : intensité signal de sortie (en V) en fonction du temps (s)

### 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).

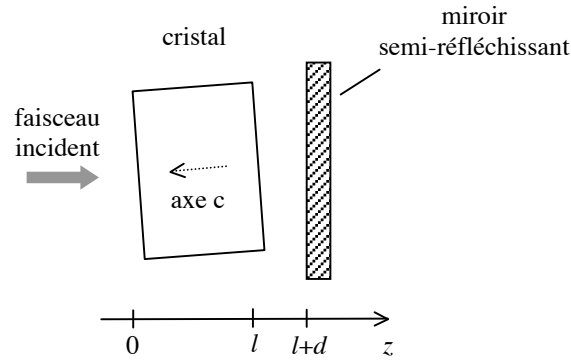


figure 3.3 : Configuration d'enregistrement-lecture du cristal

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  $\beta$  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.

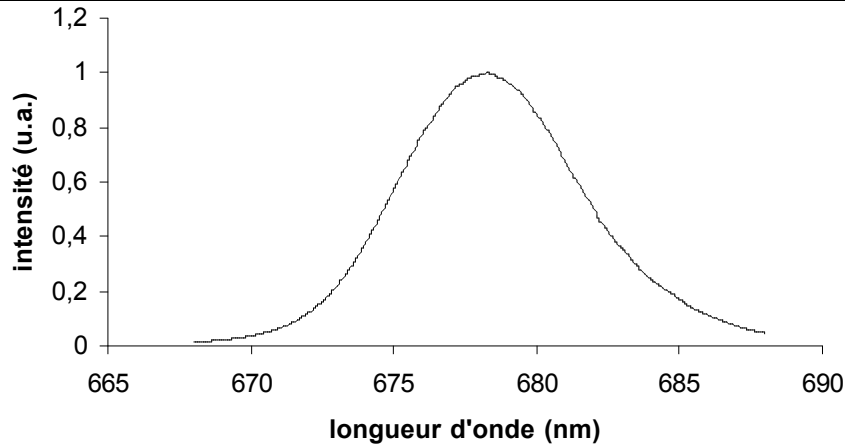


figure 3.4 : spectre de la diode superluminescente

Pour obtenir une cohérence temporelle suffisante pour enregistrer des hologrammes dans le cristal de  $\text{BaTiO}_3$  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.

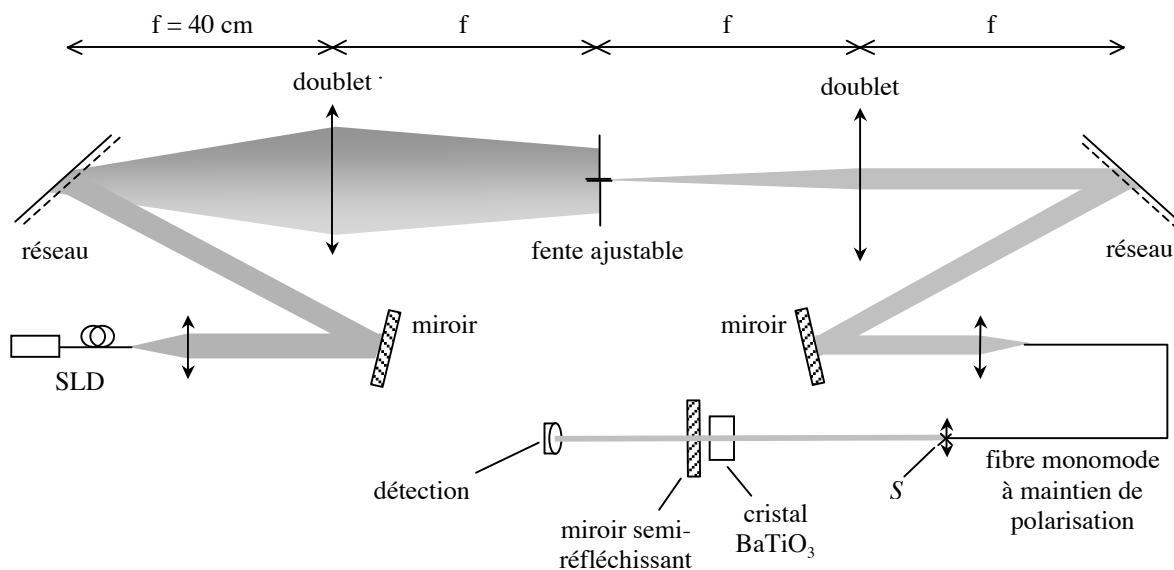


figure 3.5 : Architecture du montage d'écriture-lecture

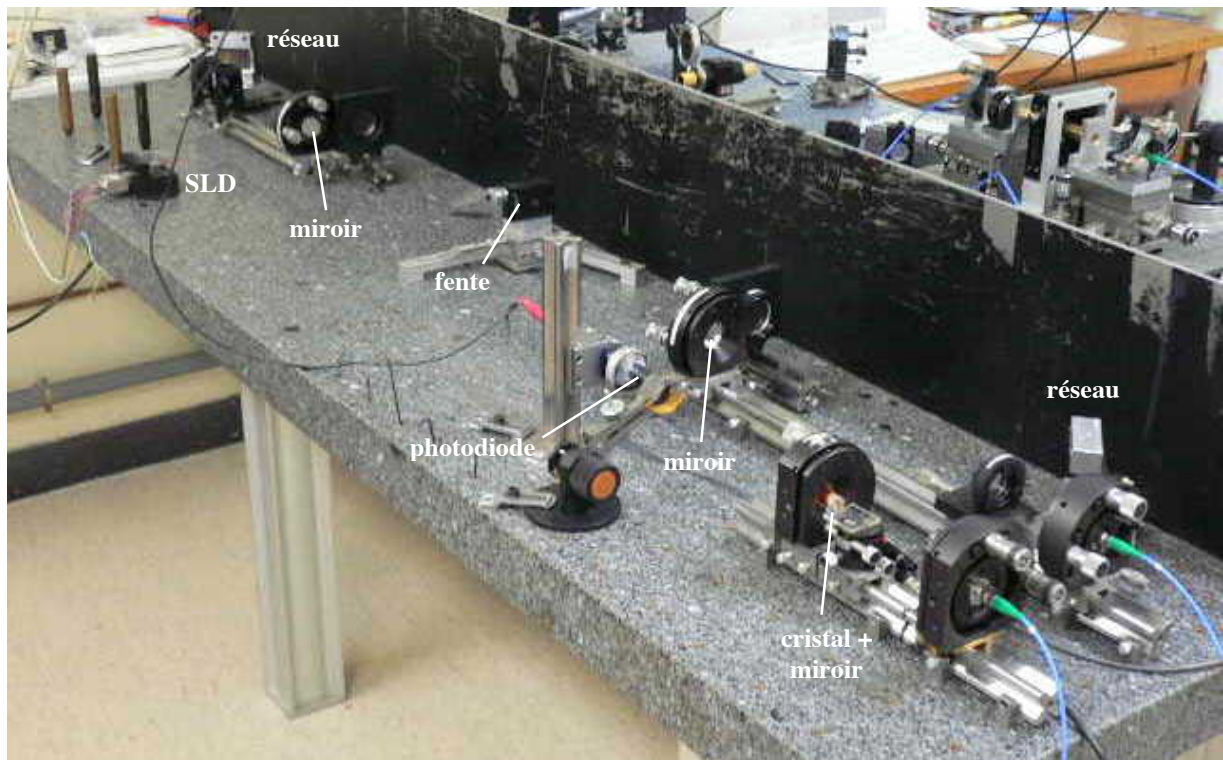


figure 3.6 : Photographie du montage d'écriture-lecture

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.

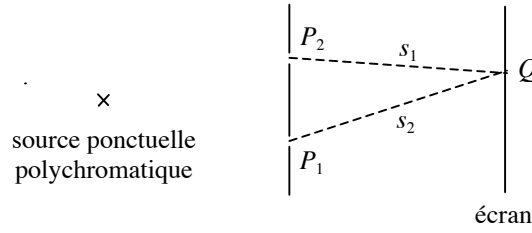


figure 3.7 : expérience d'interférence avec une source polychromatique

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.

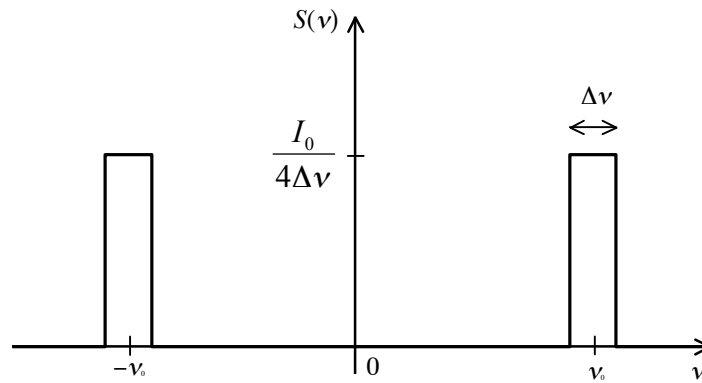


figure 3.8 : profil spectral supposé de la source

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.

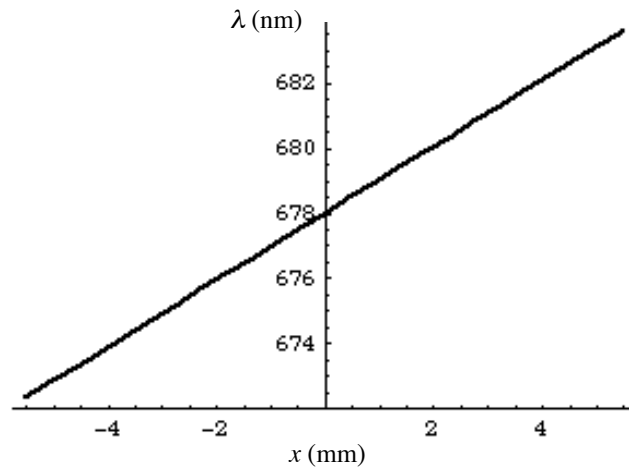


figure 3.9 : longueur d'onde focalisée selon la position sur la ligne image

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  $\mu\text{m}$ . 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  $D = 33$   $\mu\text{m}$ . 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  $\Gamma$  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  $\beta$  est le déphasage intervenant dans la relation (3.6).  $2\beta$  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.

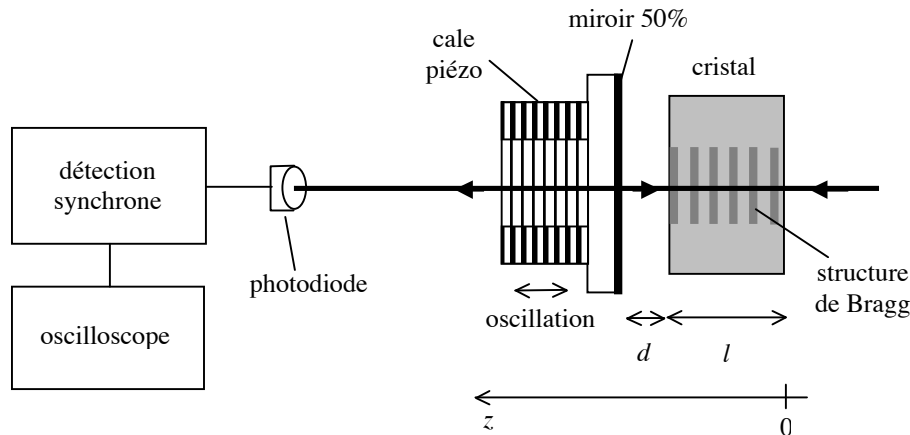


figure 3.10 : Configuration de détection du signal

## 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  $\mu\text{m}$  et filtre donc environ 36 pm de largeur spectrale autour de 680 nm.

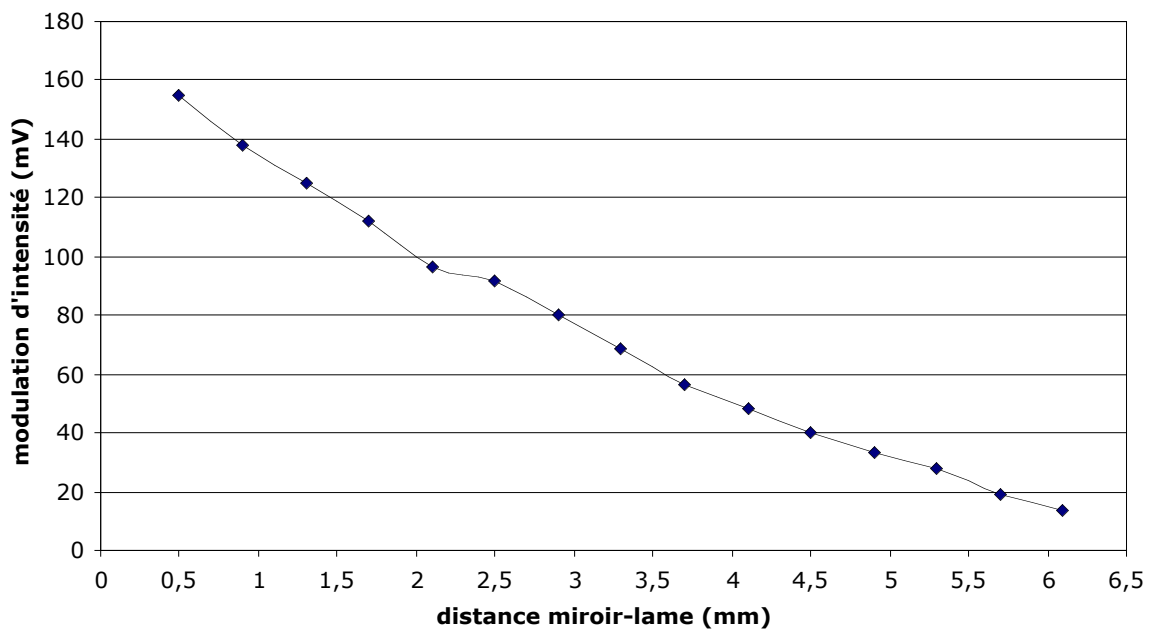


figure 3.11 : modulation maximale d'intensité du résonateur oscillant miroir-lame en fonction de son espacement

En utilisant la relation (3.12), la longueur de cohérence attendue est de 3,4 mm dans le cristal de  $\text{BaTiO}_3$ , 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  $\text{BaTiO}_3$  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  $\mu\text{m}$ . 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  $\mu\text{m}$  est donc bien adaptée. Son efficacité de diffraction s'est en revanche révélée encore plus faible que celle présentée précédemment pour le cristal de  $\text{BaTiO}_3$ , 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  $\text{BaTiO}_3$ , 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  $\delta n$ . Dans la relation (3.17),  $\delta n$  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  $\lambda_i$ ,  $J_1$  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  $\mu\text{m}$  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  $\delta l$  supposée du déplacement sinusoïdal 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.

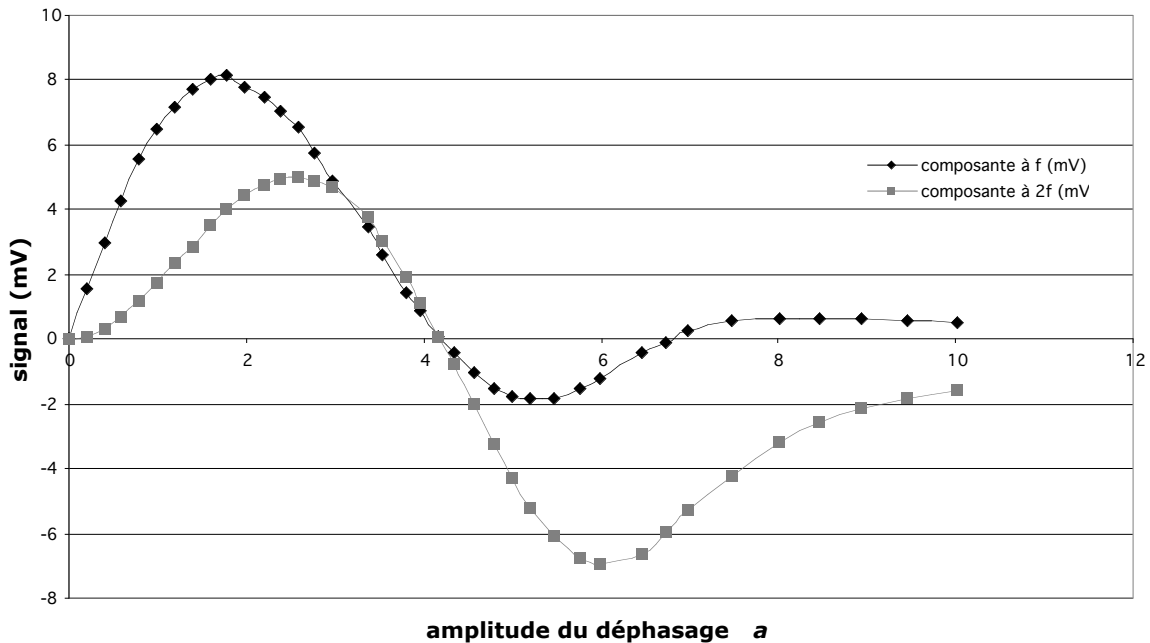


figure 3.12 : signaux à la détection synchrone en fonction de l'amplitude supposée du déphasage induit

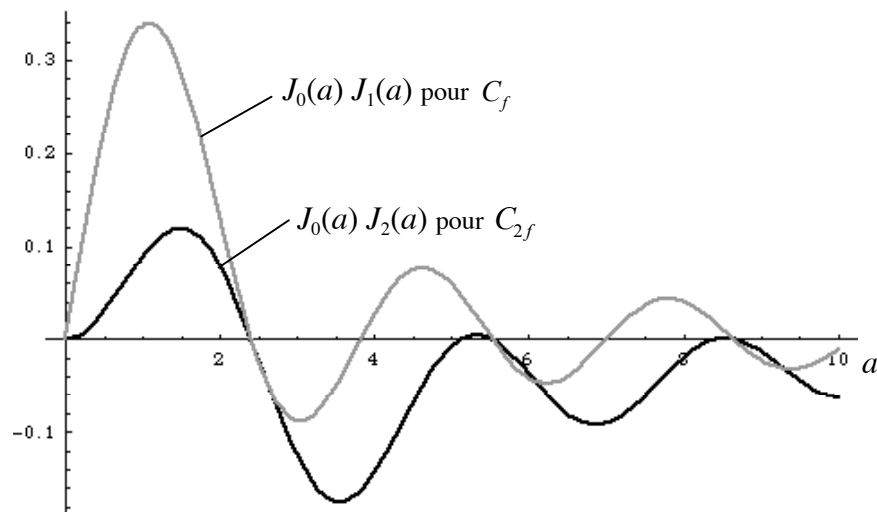


figure 3.13 : profils de référence relatifs aux signaux à la détection synchrone en fonction de l'amplitude du déphasage induit

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  $\varphi$  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  $\pi$  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  $\pi$  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  $\pi$ , 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).

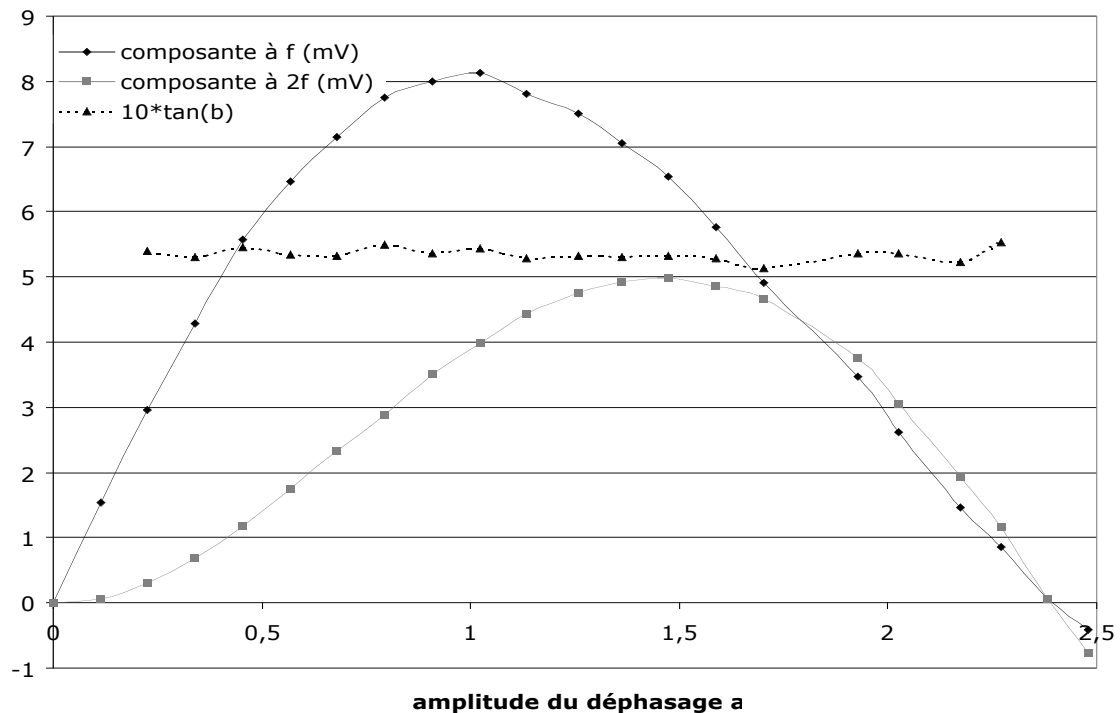


figure 3.14 : Estimation de  $\tan b$  en fonction de l'amplitude de déphasage réelle induite

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.

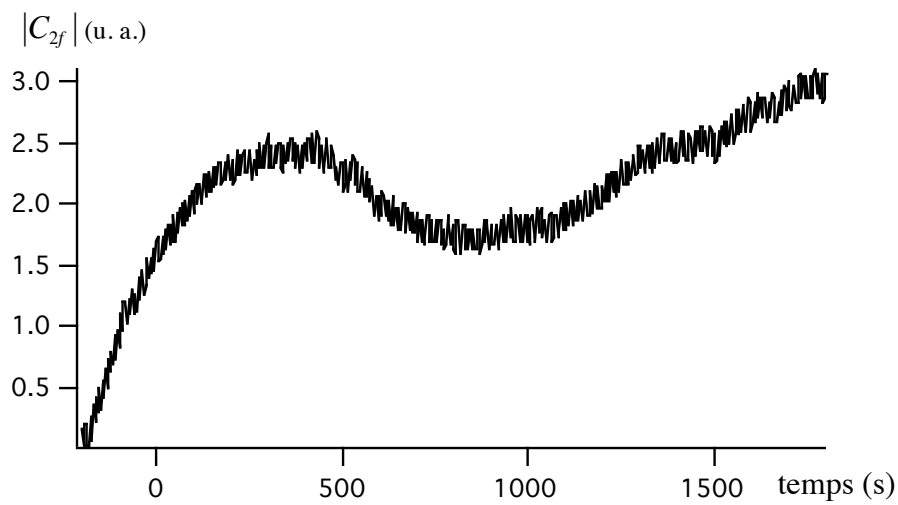


figure 3.15 :  $|C_{2f}|$  à la détection synchrone en fonction du temps pendant l'inscription d'un réseau avec la SLD

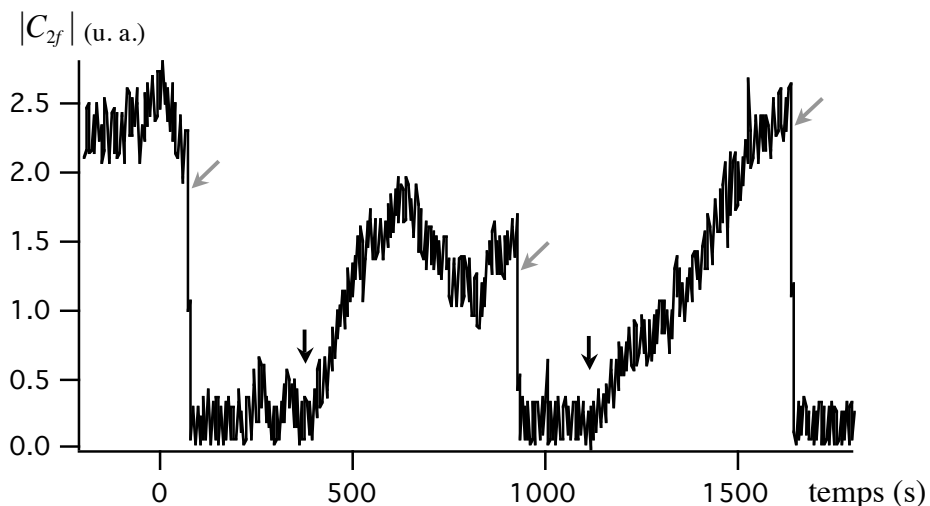


figure 3.16 :  $|C_{2f}|$  à la détection synchrone en fonction du temps pendant une succession d'inscription-effacement de réseau avec la SLD

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  $\delta n_{\max}^0$  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,  $\Psi$  est un terme de déphasage global, et  $\tau_e$  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  $\mu\text{m}$  à 10  $\mu\text{m}$ . 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  $\lambda_1$ , à savoir essentiellement sur la plage de sélectivité de Bragg. Avec notre cristal, cette modulation ne sera pas symétrique par rapport à  $\lambda_1$  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  $\varphi$ . 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.

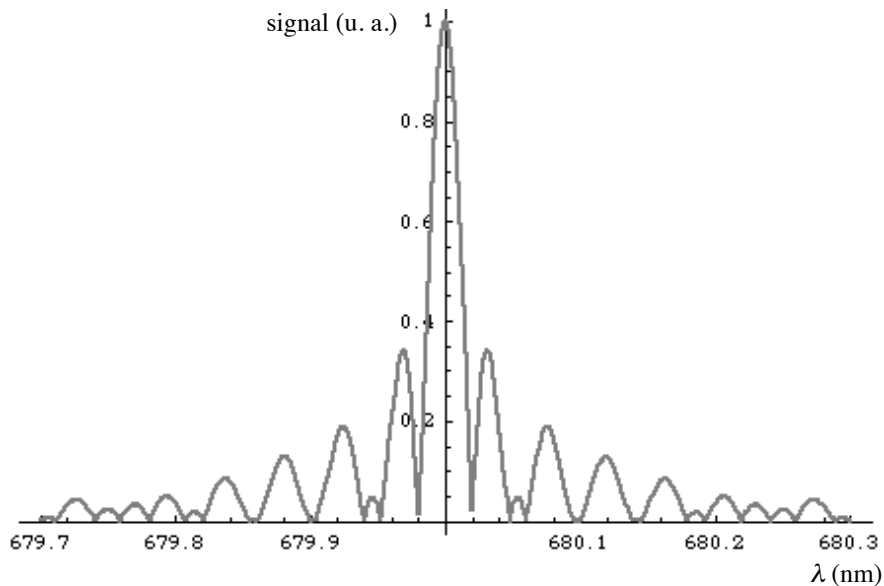


figure 3.17 : signal  $|C_f|$  avec  $\varphi = 0$  ou  $|C_{2f}|$  avec  $\varphi = \pi/2$  en fonction de la longueur d'onde incidente

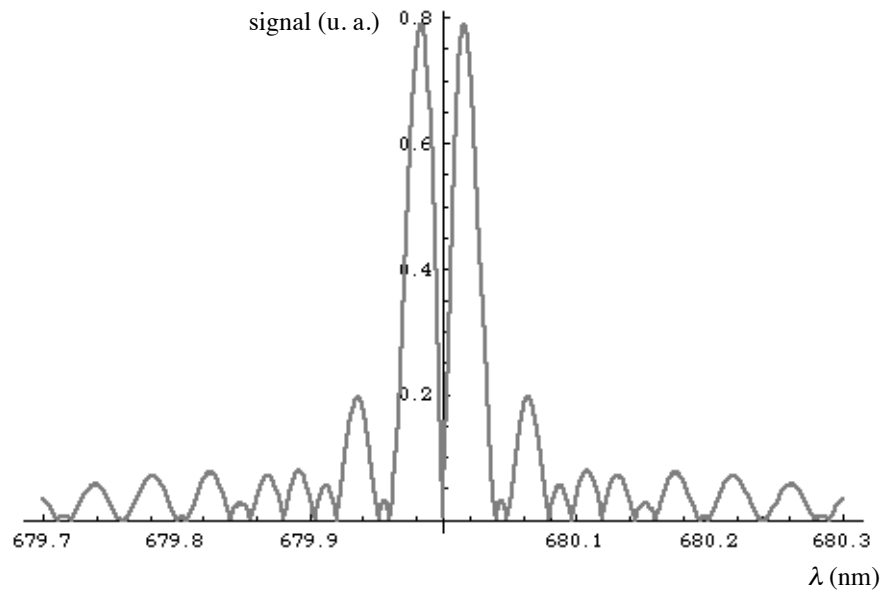


figure 3.18 : signal  $|C_f|$  avec  $\varphi = \pi/2$  ou  $|C_{2f}|$  avec  $\varphi = 0$   
en fonction de la longueur d'onde incidente

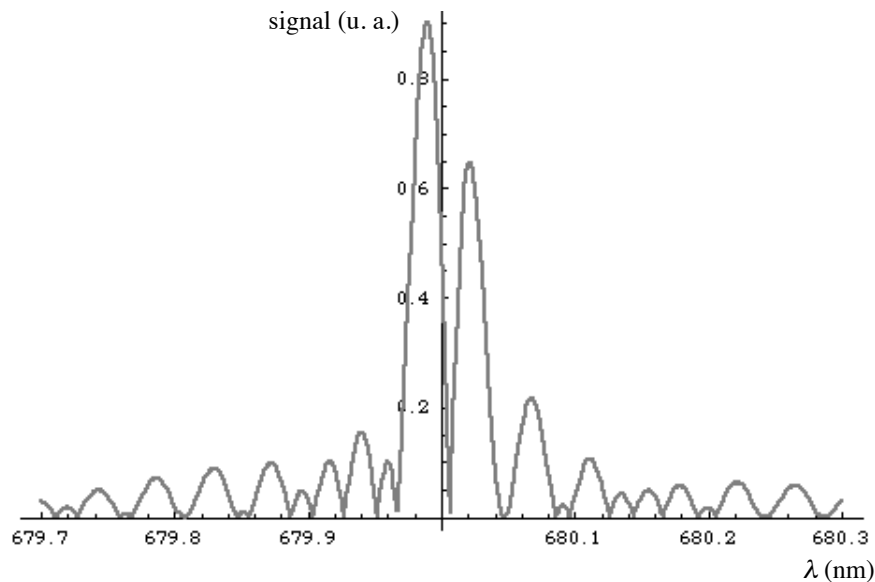


figure 3.19 : signal  $|C_f|$  avec  $\varphi = -\pi/3$  ou  $|C_{2f}|$  avec  $\varphi = \pi/6$   
en fonction de la longueur d'onde incidente

## 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  $\mu\text{m}$  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.

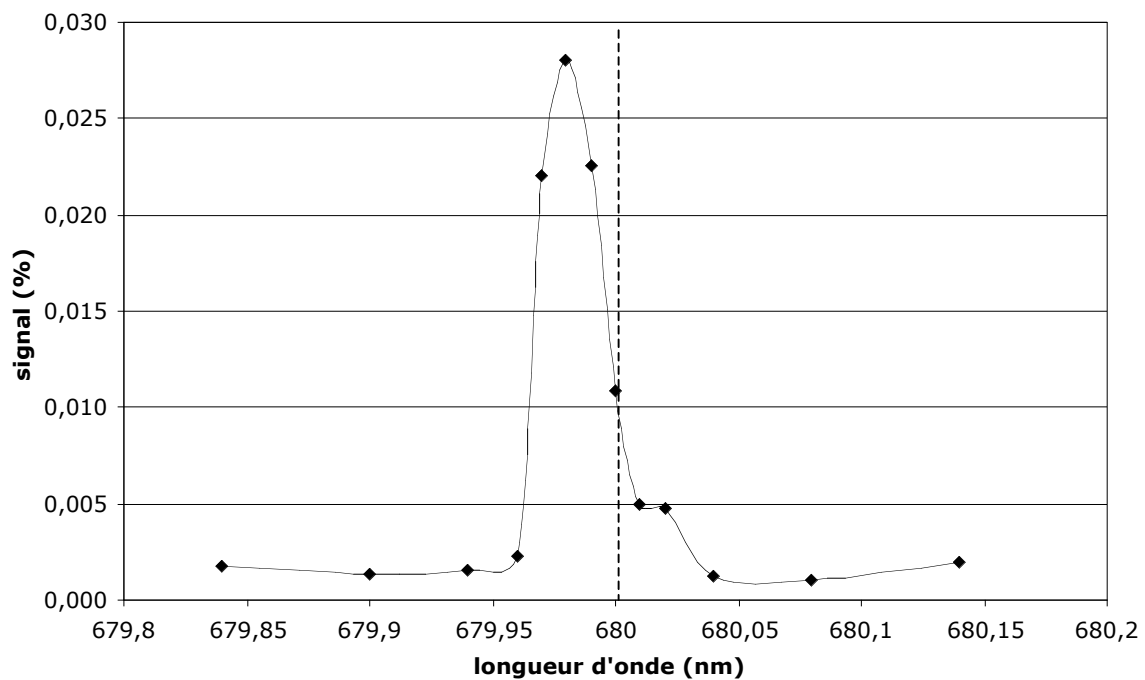


figure 3.20 :  $|C_{2f}|$  à la détection synchrone (en % de la composante continue) en fonction de la longueur d'onde de lecture pour un réseau enregistré à 680,00 nm

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.

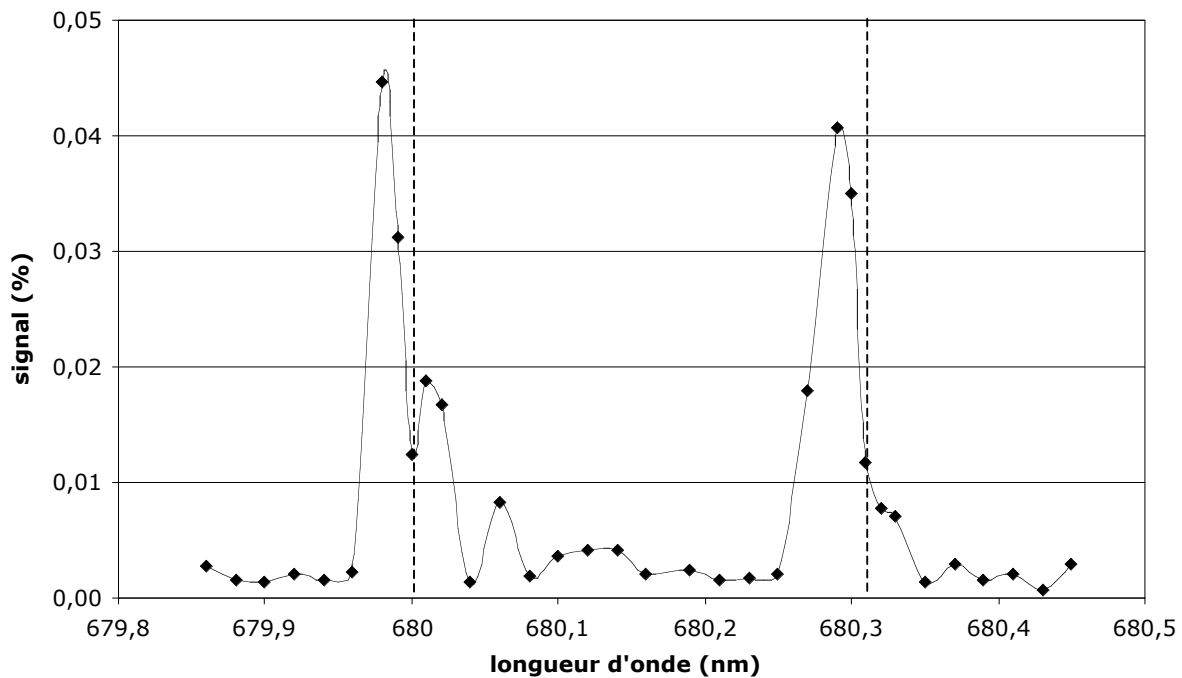


figure 3.21 :  $|C_f|$  à la détection synchrone (en % de la composante continue) en fonction de la longueur d'onde de lecture pour deux réseaux enregistrés à 680,00 nm et 680,31 nm

### 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.

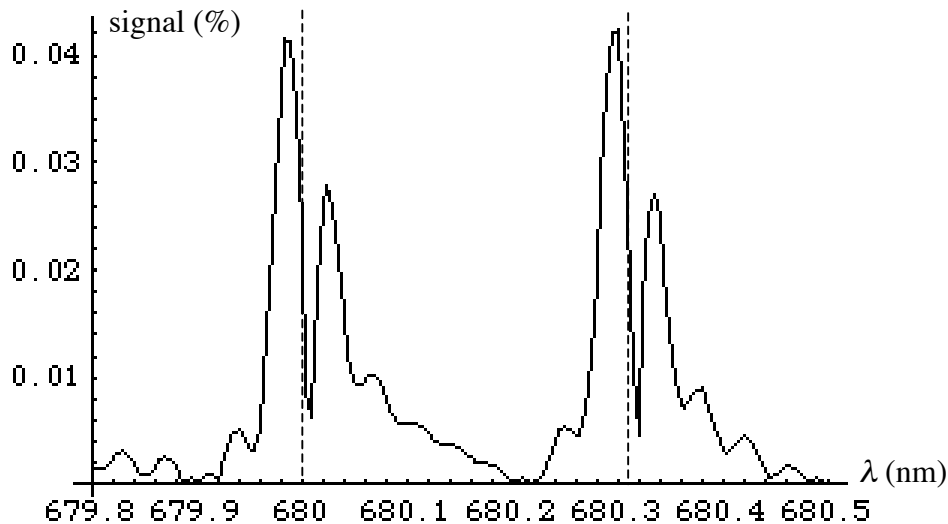


figure 3.22 : Modélisation de  $|C_f|$  (en % de la composante continue) pour la courbe présentée figure 3.21

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  $\varphi$  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  $\delta n_{\text{eff}}$  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 BaTiO<sub>3</sub>, 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.

# Chapitre 4

## Etude d'un disque holographique de type Lippmann

### Introduction

Le travail présenté dans ce chapitre concerne l'étude du schéma de lecture par détection homodyne dans une architecture de stockage holographique plus aboutie par rapport au montage de démonstration présenté dans le chapitre précédent. A savoir, l'objectif est d'obtenir un signal de lecture ayant une intensité utile absolue d'une part plus importante, et d'autre part mise en évidence par une détection différentielle comme il a été proposé dans le chapitre 2, afin de supprimer l'offset de réflexion. Pour cela, le choix du matériau d'enregistrement s'est naturellement orienté vers une couche de photopolymère pour les raisons suivantes. Les efficacités de diffraction accessibles dans ce cas sont importantes et il est aisé d'obtenir une surface de l'échantillon de plusieurs centimètres carrés. Ceci est propice à l'enregistrement de nombreux réseaux de Bragg dans des zones adjacentes de l'échantillon et ainsi à la détermination de leur espacement optimum en terme de compromis entre capacité et diaphonie. En outre, les effets physiques et chimiques intervenant dans un tel matériau pourront être identifiés expérimentalement, ce qui contribuera à fournir des informations pertinentes dans la perspective à plus long terme d'une structuration en microfibres. Dans le cas présent, une telle structuration n'est bien sûr pas l'objectif et les réseaux seront enregistrés dans le photopolymère brut. Dans cette optique, ce chapitre présentera donc tout d'abord la configuration géométrique du matériau retenue, dite en disque de Lippmann [Maire 05-a], et les performances théoriques qu'elle implique, pour ensuite décrire sa mise en œuvre expérimentale.

# I. Etude théorique des performances du disque de Lippmann

## A. Descriptif et principe du disque

Nous désignons par structure en disque de Lippmann le fait de placer le milieu d'enregistrement, à savoir un photopolymère, directement sur un miroir faisant partie intégrante de la structure. L'architecture résultante est ainsi présentée figure 4.1, en ignorant le substrat supplémentaire situé au dessus du milieu holographique. A l'écriture, le faisceau incident, considéré comme gaussien, est donc focalisé sur le miroir semi-réfléchissant pour inscrire un réseau de Bragg aux longueurs d'onde voulues par interférence avec sa réflexion. Au bout du compte des piles de réseaux multiplexés en longueur d'onde sont ainsi créés. La même configuration est alors utilisée pour la procédure de lecture par détection homodyne, au cours de laquelle une détection différentielle entre les intensités réfléchie et transmise par la structure sera mise en œuvre.

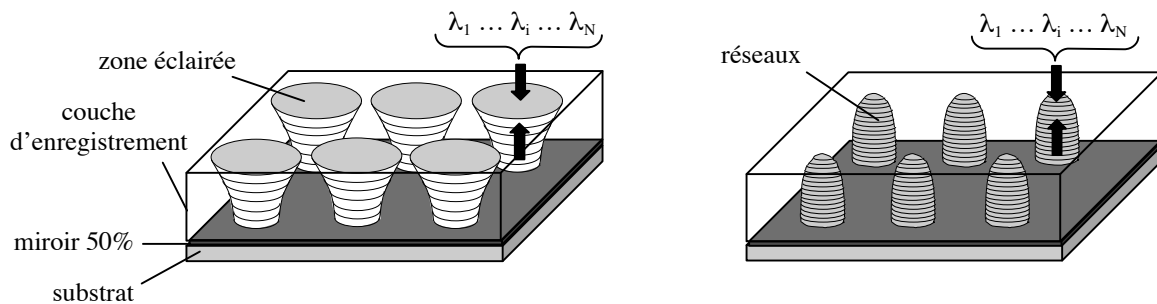


figure 4.1 : procédures d'écriture (à gauche) et de lecture (à droite) d'un disque de Lippmann

Afin de pouvoir juxtaposer de manière dense les piles d'hologrammes, il paraît adapté de focaliser le faisceau d'écriture-lecture sur le miroir de telle sorte que sa longueur de Rayleigh soit typiquement égale à l'épaisseur du matériau d'enregistrement. Outre le fait que la densité d'énergie peut alors être considérée comme constante au sein de l'épaisseur, c'est en effet dans cette configuration que l'aire  $S$  occupée par le faisceau gaussien sur la surface du matériau opposée au miroir est minimale. Avec une telle configuration, nous allons dans un premier temps déterminer l'incidence de l'épaisseur  $l$  du matériau sur la densité surfacique de données accessible par un disque de Lippmann. Celle-ci est proportionnelle au rapport du nombre de réseaux multiplexables  $N$  sur l'aire  $S$  évoquée précédemment. Comme du fait de la sélectivité de Bragg en longueur d'onde (1.31),  $N$  est inversement proportionnel à  $l$  et que d'après les relations (1.43) et (1.44), la surface  $S$  est proportionnelle à  $l$ , la capacité du disque de Lippmann est donc indépendante de l'épaisseur de sa couche de données.

Un tel comportement semble peu attractif pour atteindre de très hautes capacités, mais il comporte toutefois l'avantage de permettre à un niveau de capacité donné d'utiliser une ouverture numérique de focalisation d'autant plus faible que l'épaisseur est importante. Il paraît ainsi possible de relâcher considérablement les tolérances de fonctionnement du disque par rapport à celles des supports surfaciques classiques. Pour ces derniers, les marges de focalisation, d'inclinaison et de variation de l'épaisseur de la couche de protection sont en effet respectivement inversement proportionnelles à la puissance carrée, cubique et quatre de l'ouverture numérique, celle-ci atteignant 0,85 dans le cas du disque Blu-Ray [www.blu-ray.com]. En terme de débit de lecture, la procédure de lecture par détection homodyne a en outre le potentiel pour apporter une amélioration significative au disque de Lippmann.

## B. Performances attendues

Suite aux premières considérations effectuées précédemment sur les caractéristiques du disque de Lippmann, nous allons estimer quantitativement ses performances en terme de capacité accessible, tolérances de fonctionnement et gain en débit de lecture [Maire 05-c].

### 1. Champ diffracté à l'infini par un réseau du disque

Pour commencer, le champ diffracté par un réseau enregistré est calculé en adaptant les formules de diffraction volumique présentées dans le chapitre 1. Considérons un repère orthonormé  $(O, \vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$  associé au disque, l'origine  $O$  étant placée sur le miroir et les  $\vec{u}_i$  étant les trois vecteurs unitaires, avec  $\vec{u}_z$  perpendiculaire à la couche d'enregistrement (figure 4.2). Nous supposons les réseaux enregistrés par un faisceau incident de profil gaussien focalisé sur le miroir dont le champ électrique  $\vec{E}_p$  est donné en notation complexe par :

$$\vec{E}_p(\vec{r}, t) = A_p \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{\rho^2}{w^2(z)}} e^{-i\left(\omega_p t + k_p z + \frac{k_p \rho^2}{2R(z)} - \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right)} \vec{u}_x \quad (4.1)$$

où  $A_p$  est l'amplitude au centre du col du faisceau,  $\rho$  le module de la position dans le plan  $(x, y)$ ,  $k_p$  le nombre d'onde correspondant à la longueur d'onde  $\lambda_p$ ,  $w(z)$  le rayon du faisceau donné par la relation (1.43), et  $R(z)$  le rayon de courbure des fronts d'onde :

$$R(z) = z \left( 1 + \left( \frac{z_0}{z} \right)^2 \right) \quad (4.2)$$



avec  $z_0$  la longueur de Rayleigh donnée par la relation (1.44).

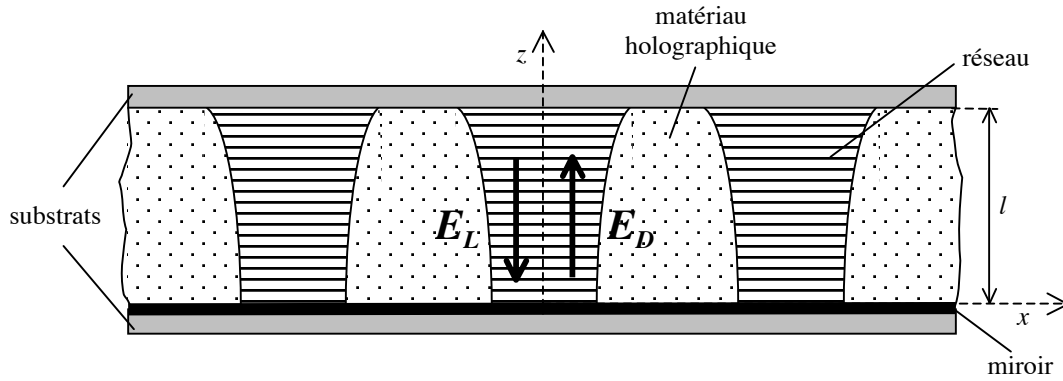


figure 4.2 : lecture du disque de Lippmann

Considérons un des réseaux gaussiens enregistrés dans le disque, dont nous plaçons le col à l'origine du repère. Nous supposons la variation de la permittivité diélectrique du matériau linéaire en fonction de l'énergie lumineuse absorbée, ce qui revient pour un photopolymère à se placer dans la partie linéaire de la courbe de la figure 1.5. La figure d'interférence de deux faisceaux gaussiens contre-propageants conduit à une variation de permittivité où la modulation périodique du réseau de Bragg se superpose à une modulation de la permittivité locale moyenne. Pour le réseau en question la permittivité diélectrique relative  $\varepsilon(\vec{r})$  résultante est ainsi :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_m + \delta\varepsilon \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}} \left[ 1 + m \cos \left( 2k_p z + \frac{k_p \rho^2}{R(z)} - 2 \tan^{-1} \left( \frac{z}{z_0} \right) \right) \right] \quad (4.3)$$

où  $\varepsilon_m$  est la permittivité diélectrique relative du matériau avant exposition,  $\delta\varepsilon$  la variation de permittivité locale moyenne induite au centre du col, supposée faible devant  $\varepsilon_m$  afin de pouvoir appliquer l'approximation de Born.  $m$  est le taux de modulation réel de la figure d'interférence donné par (2.21). D'après (4.3), la modulation de permittivité du réseau est prise en compte avec une bonne approximation en se limitant au volume de la couche d'enregistrement défini par le cylindre d'axe  $(O, \vec{u}_z)$  et de section dont le rayon est donné par  $w(l)$ , avec  $l$  l'épaisseur de la couche d'enregistrement que nous considérons ici égale à  $z_0$ . C'est donc ce volume que nous allons considérer comme le volume  $V$  occupé par un réseau.

Au cours de l'approche suivie dans le chapitre 1 pour étudier la diffraction volumique d'un hologramme dans le cadre de l'approximation de Born, il était supposé que la figure de modulation de permittivité (1.2) mise en jeu ne comportait aucun terme de fréquence spatiale élevée autre que celui du réseau de Bragg porteur. Seule la fréquence spatiale de ce réseau

était donc prise en compte dans le calcul du gradient de la permittivité intervenant dans l'équation de propagation (1.3). Pour la modulation (4.3) étudiée ici, seul le terme en cosinus est susceptible de contenir des fréquences spatiales élevées. Les composantes du gradient de ce terme dans le repère  $(\vec{u}_x, \vec{u}_y, \vec{u}_z)$  sont :

$$\frac{-2k_p x}{R(z)} \sin\left(2k_p z + \frac{k_p \rho^2}{R(z)} - 2 \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right) \vec{u}_x \quad (4.4)$$

$$\frac{-2k_p y}{R(z)} \sin\left(2k_p z + \frac{k_p \rho^2}{R(z)} - 2 \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right) \vec{u}_y \quad (4.5)$$

$$-2 \left( k_p - \frac{z_0}{z_0^2 + z^2} + \frac{k_p \rho^2}{2} \frac{z_0^2 - z^2}{(z_0^2 + z^2)^2} \right) \sin\left(2k_p z + \frac{k_p \rho^2}{R(z)} - 2 \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right) \vec{u}_z \quad (4.6)$$

Il n'est bien sûr nécessaire de considérer ces composantes que dans le volume  $V$  du réseau défini précédemment. Les amplitudes maximales en valeur absolue de (4.4) et (4.5) dans ce volume valent ainsi  $2\sqrt{2}/w_0$ . De même, l'amplitude de (4.6) résulte d'une somme de trois termes dont les deux derniers sont en valeur absolue inférieurs respectivement à  $4/(k_p w_0^2)$  et  $8/(k_p w_0^2)$ . En considérant que la couche de photopolymère du disque de Lippmann ne sera pas plus mince que  $5 \mu\text{m}$ , le col  $w_0$  minimal correspondant est de  $0,65 \mu\text{m}$  pour une longueur d'onde de  $400 \text{ nm}$  et un indice de  $1,5$ . Avec ces paramètres  $2k_p = 4,7 \times 10^7$ ,  $2\sqrt{2}/w_0 = 4,35 \times 10^6$  et  $8/(k_p w_0^2) = 8 \times 10^5$  : il est donc légitime de ne considérer que la fréquence spatiale  $2k_p$  du réseau porteur. Au final l'approche de diffraction volumique considérée dans le chapitre 1 s'applique donc bien au cas présent.

Vu la configuration d'écriture-lecture du disque de Lippmann et d'après l'étude de la sélectivité de Bragg effectuée dans la partie I.D du chapitre 1, seul l'ordre +1 de diffraction est à considérer et ainsi la forme pertinente de la modulation de permittivité à prendre en compte est la suivante :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_m + \delta\varepsilon \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}} \left[ 1 + 0,5 m \exp\left( 2ik_p z + i \frac{k_p \rho^2}{R(z)} - 2i \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right) \right) \right] \quad (4.7)$$

Par analogie avec la relation (1.2), (4.7) peut se reformuler en :

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon_m + \delta\varepsilon \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}} + 0,5 \tilde{\varepsilon}(\vec{r}) e^{2ik_p z} \quad (4.8)$$

En suivant ensuite la même approche que pour établir la relation (1.8), l'équation de propagation dans le réseau à résoudre est la suivante :

$$\nabla^2 \vec{E} + \omega^2 \mu_0 \left( \varepsilon_m + \delta\varepsilon \left( \frac{w_0}{w(z)} \right)^2 e^{-\frac{2\rho^2}{w^2(z)}} \right) \vec{E} = U(\vec{r}) \vec{E} \quad (4.9)$$

où  $U(\vec{r})$  est l'opérateur donné par la relation (1.9), restreint ici aux termes pertinents pour l'ordre de diffraction +1. Par rapport au cas de (1.8), l'équation sans second membre issue de (4.9) fait donc intervenir une modulation de la permittivité matérialisée par  $\delta\varepsilon$  et qui s'apparente à une lentille d'indice. Si nous considérons l'onde de lecture gaussienne suivante focalisée sur le miroir :

$$\vec{E}_L(\vec{r}, t) = A_L \frac{w_0}{w(z)} e^{-\frac{\rho^2}{w^2(z)}} e^{-i\left(\omega t + kz + \frac{k\rho^2}{2R(z)} - \tan^{-1}\left(\frac{z}{z_0}\right)\right)} \vec{u}_x = \tilde{A}_L(\vec{r}) e^{-i(\omega t + kz)} \vec{u}_x \quad (4.10)$$

celle-ci ne vérifie pas a priori cette équation de propagation sans second membre, alors que c'est une condition nécessaire à l'utilisation de la relation (1.16), expression de l'onde diffractée. Toutefois, ce problème peut être résolu en considérant qu'il est possible d'effacer la lentille d'indice dans le photopolymère par une post-irradiation homogène une fois les réseaux inscrits, afin de consommer la dynamique holographique résiduelle du matériau. Il est alors possible d'utiliser la relation (1.16) avec l'onde de lecture (4.10), ce qui conduit au champ diffracté suivant :

$$\vec{E}_D(\vec{r}) = -k^2 \vec{u}_x \int_V d^3\vec{r}' \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \frac{\tilde{\varepsilon}(\vec{r}')}{2\varepsilon_m} \tilde{A}_L(\vec{r}') e^{i(2k_p - k)z'} \quad (4.11)$$

## 2. Estimation de la capacité accessible

La capacité du disque de Lippmann dépend de l'espacement minimal qu'il est possible de placer entre deux piles de réseaux adjacentes sans qu'il y ait diaphonie entre elles à la lecture. La quantité pertinente à étudier dans ce contexte est l'amplitude diffractée par un réseau selon que l'onde de lecture gaussienne est plus ou moins décalée transversalement par rapport à l'axe de rotation de ce réseau. L'expression de cette amplitude est la suivante :

$$E_D(\vec{r}, a) = -k^2 \int_V d^3\vec{r}' \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \frac{\tilde{\mathcal{E}}(\vec{r}')}{2\varepsilon_m} \tilde{A}_L(\vec{r}' - a\vec{u}_x) e^{i(2k_p - k)z'} \quad (4.12)$$

où  $a$  est la distance entre l'axe du réseau et celui de l'onde de lecture. Avec une procédure de lecture par détection homodyne, le signal détecté est sensible au module de l'amplitude diffractée par un réseau dans le cadre de l'approximation de Born, comme le montre le deuxième terme de la relation (2.23), qui fait intervenir la racine carrée de l'efficacité de diffraction des réseaux inscrits. Dans le cas présent, l'onde diffractée par un réseau sous la lecture par un faisceau gaussien n'est pas elle-même gaussienne. Pour définir l'efficacité de diffraction d'un réseau dans ce contexte, nous introduisons le coefficient de recouvrement  $R_{D,G}$  de l'onde diffractée avec une onde gaussienne contre-propageante de l'onde de lecture focalisée sur le miroir :

$$R_{D,G}(a) = \iint E_D(\vec{r}, a) E_L(\vec{r}) dx dy / \iint E_L(\vec{r}) E_L^*(\vec{r}) dx dy \quad (4.13)$$

les intégrations étant faites entre  $-\infty$  et  $+\infty$ . Sa valeur ne dépend pas de la coordonnée  $z$  choisie pour effectuer le calcul (Théorème de Gouy).  $|R_{D,G}(a)|^2$  est ainsi la proportion de puissance diffractée présente dans l'onde gaussienne contre-propageante, normalisée par rapport à la puissance de cette dernière. C'est donc une efficacité de diffraction qui revient à considérer que seule la puissance diffractée présente dans le profil gaussien contre-propageant est à prendre en compte. Nous verrons par la suite que cette définition sera bien adaptée au montage expérimental en configuration de disque de Lippmann qui a été mis en place, puisqu'elle ne va considérer que la puissance diffractée pouvant y être détectée. La figure 4.3 présente ainsi la racine carrée normalisée d'une telle efficacité de diffraction en fonction de la distance  $a$ , elle-même normalisée par rapport au col du faisceau d'écriture. Le calcul a été effectué numériquement sous Mathematica pour une longueur d'onde de 470 nm, une couche de photopolymère de 50  $\mu\text{m}$ , et à une distance d'1 cm du miroir, suffisante pour considérer une diffraction à l'infini. Il est ainsi visible qu'une distance entre les axes de deux réseaux adjacents égale au double du col du faisceau d'écriture est suffisante pour aboutir à une diaphonie négligeable. Il est donc possible de considérer que pour une densité à peu près maximale, la surface du disque de Lippmann se divise en surfaces élémentaires de  $4w_0^2$ , chacune occupée par une pile de réseaux. Il est à noter que la diaphonie serait encore plus faible pour une détection non homodyne où c'est cette fois l'efficacité de diffraction, et non sa racine carrée, qui interviendrait.

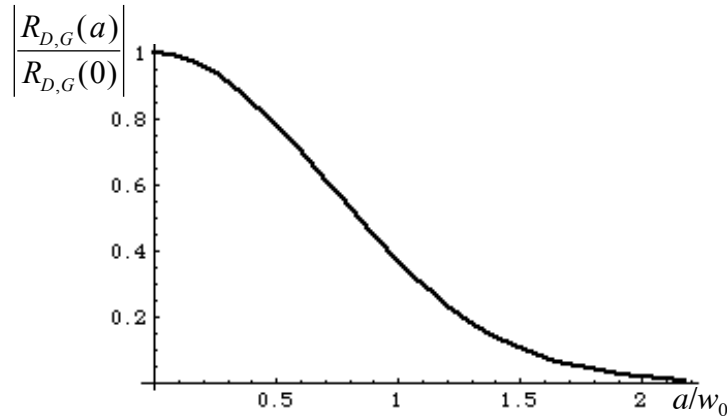


figure 4.3 : racine carrée normalisée de l'efficacité de diffraction d'un réseau en fonction de la distance  $a$  entre l'axe de ce réseau et celui de l'onde gaussienne de lecture

Pour estimer les densités surfaciques de données accessibles, nous supposons qu'il est possible de multiplexer en longueur d'onde les réseaux sur une plage spectrale  $\Delta\lambda = 100$  nm permise par la source. La densité  $D_{3D}$  maximale est obtenue en espaçant les longueurs d'onde de la sélectivité de Bragg  $\Delta\lambda_B$ , donnée par la relation (1.31). Au vu de l'ensemble des considérations précédentes et en considérant que  $\Delta\lambda_B$  varie peu sur  $\Delta\lambda$ , la densité est approximativement donnée par la relation :

$$D_{3D} \approx \frac{\Delta\lambda}{4w_0^2 \Delta\lambda_B} = \frac{\pi n^2 \Delta\lambda}{2\lambda_0^3} \quad (4.14)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde centrale de la plage  $\Delta\lambda$  pour laquelle  $\Delta\lambda_B$  est calculée. Pour  $n = 1,5$  et  $\lambda_0 = 450$  nm, elle s'élève à  $3,9$  bits/ $\mu\text{m}^2$ . Une telle densité est donc du même ordre que celle du DVD et rend de ce fait le disque de Lippmann inadapté pour accroître les capacités des supports actuels.

### 3. Gain en signal apporté par la détection homodyne

L'efficacité de diffraction par réseau de Bragg pour la densité surfacique précédente peut être estimée à partir des meilleures dynamiques accessibles actuellement par les photopolymères. Ceux développés par exemple par la société Aprilis ont une dynamique holographique  $M_{\#}$  d'environ 5 par  $100 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Avec la même plage spectrale disponible que dans le paragraphe précédent, la sélectivité de Bragg permet de multiplexer environ 148 réseaux dans une telle épaisseur. D'après la relation (1.32), cela correspond à une efficacité de diffraction par réseau proche de  $1,1 \cdot 10^{-3}$ . Dans ces conditions, l'analyse

numérique effectuée dans la sous-partie III.C.4 du chapitre 2 conduit à un gain en signal par la détection homodyne d'environ 15.

Cette estimation est valable quelle que soit l'épaisseur du matériau, puisque la dynamique et le nombre de réseaux multiplexables sont tout deux proportionnels à celle-ci. Bien entendu, la détection homodyne fait que le gain apporté serait encore plus important pour des dynamiques holographiques plus faibles, mais dans ce cas l'amplitude du signal utile serait elle aussi plus faible.

#### 4. Tolérances de focalisation

Les figures 4.4-a et 4.4-b présentent la racine carrée normalisée de l'efficacité de diffraction d'un réseau, toujours calculée à l'aide de la relation (4.13), en fonction du décalage de focalisation  $b$  par rapport au miroir respectivement à l'écriture et à la lecture.  $b$  y est normalisé par rapport à la longueur de Rayleigh des faisceaux. Pour la figure 4.4-a, la modulation de permittivité considérée est celle produite par une onde d'écriture  $\vec{E}_p(\vec{r}, t)$  décalée de  $b\vec{u}_z$  par rapport à son expression (4.1), et l'onde de lecture est focalisée sur le miroir comme selon la relation (4.10). Dans le cas de la figure 4.4-b, l'onde d'écriture est focalisée sur le miroir et celle d'écriture est décalée de  $b\vec{u}_z$  par rapport à l'expression (4.10).

Au vu des figures 4.4-a et b, il apparaît donc que les tolérances de focalisation à l'écriture et à la lecture compatibles avec une restitution de signal importante sont de l'ordre de plus ou moins la zone de Rayleigh du faisceau. Il est à noter qu'avec la lecture par détection homodyne, sensible au module de l'amplitude diffractée, la tolérance est accrue par rapport au cas usuel où c'est le carré de ce module qui est détecté, ceci toutefois au détriment de la densité surfacique de données comme nous l'avons évoqué précédemment. L'asymétrie de la courbe de la figure 4.4-b indique que l'intégrale effectuée dans la relation (4.11) est maximisée lorsque le col de l'onde de lecture est légèrement décalé à l'intérieur du réseau de permittivité. L'ouverture numérique de focalisation  $NA$  du faisceau gaussien d'écriture-lecture peut être estimée comme le sinus de l'angle par rapport à son axe pour lequel l'intensité est divisée par  $e^2$  à l'air libre, ce qui conduit à la relation :

$$NA \approx \frac{w_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (4.15)$$

Pour le cas considéré comme minimal où la couche de photopolymère correspond à une zone de Rayleigh de  $5 \mu\text{m}$ , l'ouverture numérique maximale correspondante est ainsi de 0,2 pour

une longueur d'onde de 450 nm. Une telle valeur est à comparer à celles bien plus élevées de 0,6 et 0,85 utilisées respectivement pour le DVD et le Blu-Ray.

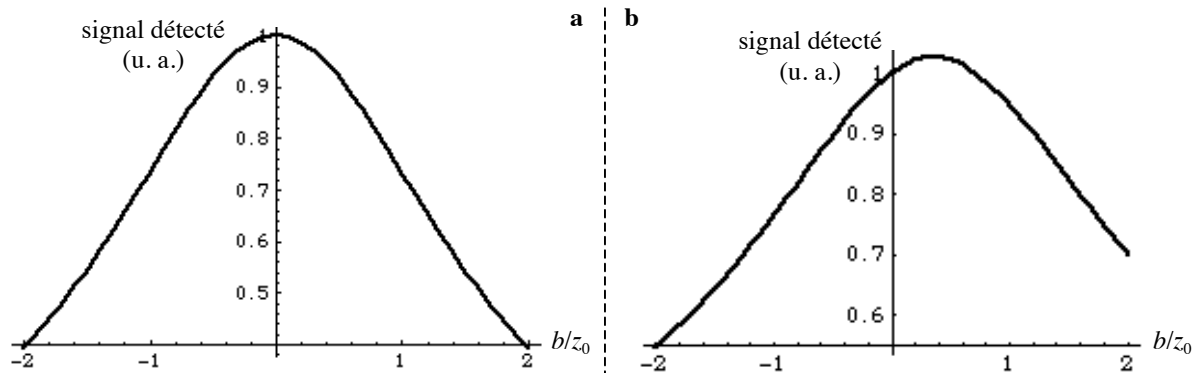


figure 4.4 : racine carrée normalisée de l'efficacité de diffraction d'un réseau en fonction du décalage  $b$  en focalisation à l'écriture (a) et à la lecture (b)

## II. Le dispositif expérimental

Après avoir présenté ci-dessus les performances théoriques du disque de Lippmann, cette partie décrit le montage dérivé de cette configuration de stockage qui a été mis en place afin d'étudier la lecture par détection homodyne dans un schéma de détection différentielle.

### A. Architecture de la tête d'écriture-lecture

L'échantillon de photopolymère servant de milieu holographique dans le montage possède l'architecture classique d'une couche de gel photopolymérisable scellée entre deux substrats de verre BK7. Ces substrats présentent une surface carrée de 4,5×4,5 cm et une épaisseur de 1,6 mm. Pour obtenir la structure du disque de Lippmann, un des substrats possède une surface en contact avec le gel rendue semi-réfléchissante grâce une couche diélectrique que nous avons fait déposer par la société SAGEM. Les spécifications demandées sont une réflectivité en intensité de 50% à la longueur d'onde de fonctionnement du montage, qui sera présentée par la suite, lorsque le gel est complètement polymérisé et possède un indice d'environ 1,51. Les surfaces des substrats à l'air libre ont en outre subi un traitement anti-reflet déposé par la même société, conduisant à une réflectivité résiduelle en intensité inférieure à  $5 \cdot 10^{-3}$ . Nous présenterons par la suite l'épaisseur exacte de photopolymère qui a été choisie et considérons juste pour le moment qu'elle est suffisante pour contenir une longueur de Rayleigh d'environ 50  $\mu\text{m}$  du faisceau incident. La structure de la tête d'écriture-lecture destinée à fonctionner sur cet échantillon est présentée figure 4.5.

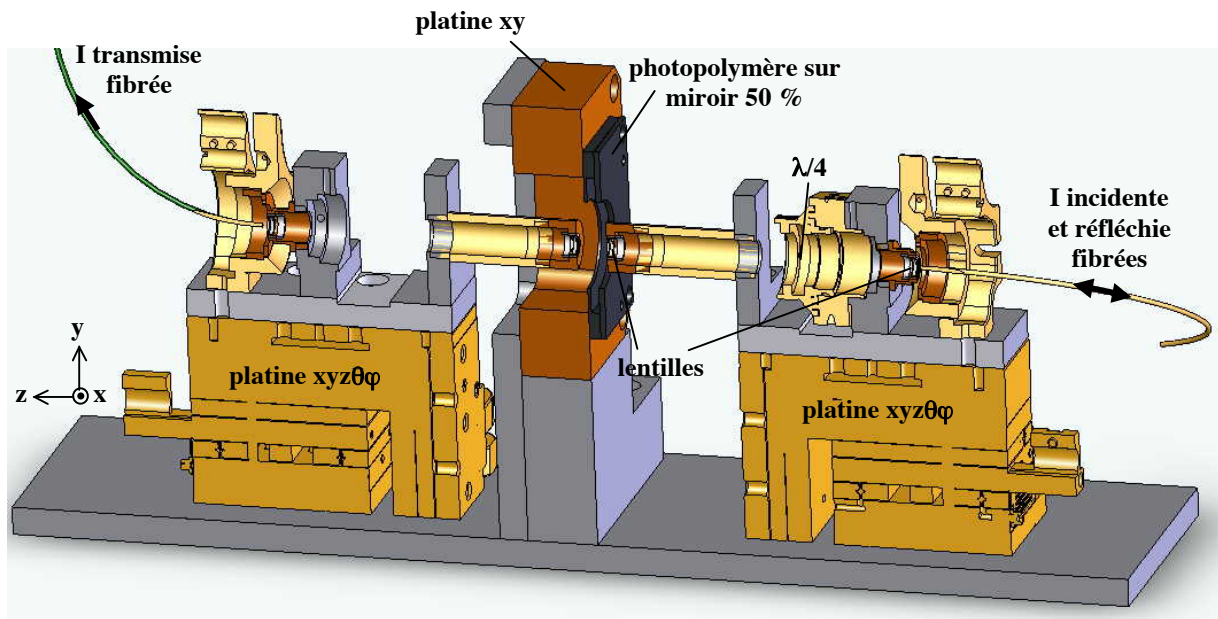


figure 4.5 : Coupe de la tête d'écriture-lecture environnant l'échantillon

L'échantillon est maintenu verticalement sur une platine de translation piézoélectrique pouvant induire des déplacements selon les axes du plan de la couche photopolymère. Les positions de l'échantillon selon  $x$  et  $y$  peuvent ainsi être ajustées sur une plage de  $90\ \mu\text{m}$  avec une résolution de  $0,3\ \text{nm}$ . De part et d'autre de cet échantillon se trouvent des dispositifs de structure identique qui servent de tête d'écriture-lecture, et qui seront appelés par la suite tête de réflexion et tête de transmission. En se référant à la figure 4.6, schématisant la coupe de la figure 4.5, seul la tête de réflexion (à droite) est utilisée à l'écriture. La lumière incidente polarisée linéairement provient d'une fibre monomode à maintien de polarisation dont l'ouverture numérique donnée par la relation (4.15) est de  $0,082$ . Nous présenterons par la suite la longueur d'onde de fonctionnement qui a été choisie pour le montage, il est pour le moment juste utile de savoir que la longueur de Rayleigh du faisceau issu de la fibre est ainsi de  $22\ \mu\text{m}$ . L'extrémité de la fibre se trouve au foyer d'une première lentille asphérique traitée anti-reflet large bande et de focale  $4\ \text{mm}$ . Pour parvenir à cette situation, seul un ajustement de la position de la lentille selon  $z$  est nécessaire en la vissant plus ou moins loin, car nous avons fait en sorte que l'extrémité de la fibre soit centrée par construction en  $x$  et  $y$  sur la lentille. Le faisceau collimaté résultant passe alors au travers d'une lame quart d'onde et est ensuite focalisé sur le miroir  $50\%$  par une deuxième lentille asphérique de distance focale identique à la première. La zone de Rayleigh obtenue dans le photopolymère est ainsi d'environ  $33\ \mu\text{m}$ . A la lecture, la tête de réflexion est utilisée pour récolter dans la fibre précédente le signal réfléchi par le résonateur miroir - réseau inscrit. La lame quart d'onde permet de récolter une onde polarisée perpendiculairement par rapport à l'onde émise



initialement par la fibre. La tête de transmission (à gauche) permet quant à elle d'obtenir le signal transmis par le résonateur en le couplant dans une fibre analogue. Ces deux signaux peuvent alors être acheminés vers un détecteur différentiel, et nous verrons plus loin dans cette partie II comment ceci est effectué en pratique.

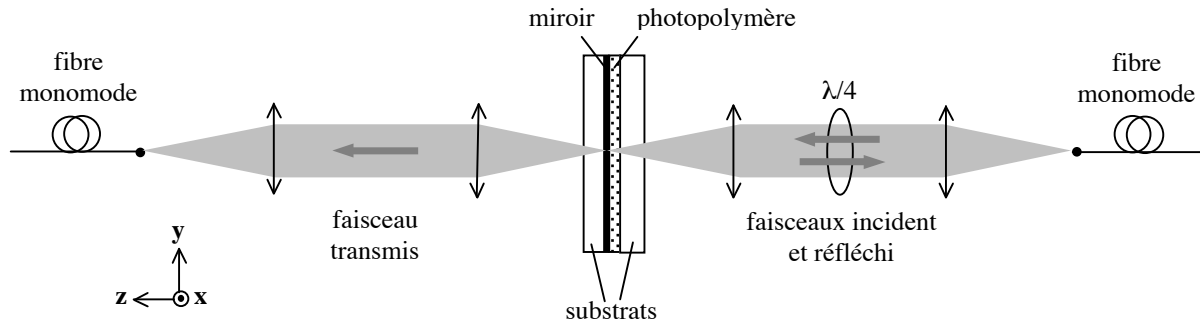


figure 4.6 : Schéma de la tête d'écriture-lecture environnant l'échantillon

Les deux dispositifs de la tête d'écriture-lecture peuvent être déplacés selon les trois axes de l'espace grâce à des butées de translation. Celles-ci permettent d'une part une course de 8 mm à une sensibilité de 1  $\mu\text{m}$  et d'autre part un réglage plus fin sur une course de 0,3 mm (graduations tous les microns et sensibilité de 0,02  $\mu\text{m}$ ). Les extrémités de fibre sont maintenues sur le pivot central de supports permettant d'ajuster leurs orientations angulaires par deux vis de réglage (sensibilité de 4,2 secondes d'arc sur une plage de  $\pm 5^\circ$ ). Le positionnement de la tête d'écriture-lecture par rapport à l'échantillon s'avère relativement aisé et est effectué selon le principe suivant. La position de la tête de réflexion est tout d'abord ajustée suivant l'axe  $z$  de manière à obtenir une focalisation sur le miroir. Celle-ci peut être vérifiée grossièrement en plaçant manuellement une lame de verre à  $45^\circ$  entre les deux lentilles et en observant que la réflexion provenant du miroir est bien collimatée. L'orientation du support de la fibre est ensuite réglée jusqu'à détecter un signal réfléchi en sortie de fibre, ceci étant possible du fait que ce réglage est découplé du précédent grâce au placement de l'extrémité de la fibre sur le pivot central du support. La position  $z$  et l'orientation du support peuvent alors être réajustées plus finement pour maximiser le couplage dans la fibre. C'est ensuite au tour de la tête de transmission d'être positionnée. Le réglage de sa position selon  $z$  est tout d'abord effectué afin d'observer un faisceau transmis collimaté entre les deux lentilles. Les positions suivant  $x$  et  $y$  sont alors optimisées afin de centrer ce faisceau sur le support de la fibre, dont l'orientation est par la suite ajustée pour détecter un signal transmis en sortie de fibre. Un ajustement plus fin des paramètres précédents peut alors à nouveau avoir lieu pour maximiser ce signal. La relative facilité avec laquelle ces réglages sont opérés provient du fait que leurs sensibilités sont largement

suffisantes pour satisfaire aux tolérances qu'impose la faible ouverture numérique du faisceau. Nous avons en outre vérifié que l'utilisation d'une ouverture numérique faible permet de s'affranchir des effets d'aberration sphérique lors de la focalisation du faisceau sur le miroir au travers du substrat de verre.

Le fibrage de la tête d'écriture-lecture permet de rendre les réglages précédents indépendants du reste du montage, à savoir les sources lumineuses et leur dispositif d'injection ainsi que la partie dédiée à la détection des signaux de lecture. La description de ces éléments interviendra plus loin au cours de ce chapitre. Les signaux en réflexion et en transmission sont au bout du compte tous deux obtenus après passage dans une fibre monomode à maintien de polarisation qui effectue un filtrage selon son mode gaussien principal. Comme il a été supposé au cours de la partie précédente sur les performances théoriques du disque de Lippmann, l'intensité diffractée par un réseau et effectivement détectée avec notre montage est obtenue à l'aide du coefficient de recouvrement (4.13) dans le profil gaussien. Il est en outre à noter que toutes les fibres mises en jeu sont coupées à angle afin de s'affranchir de réflexions parasites qui, comme nous l'avons constaté lors de la mise en place du montage de démonstration du chapitre 3, sont susceptibles de perturber la lecture.

## **B. Paramétrage de l'échantillon de photopolymère**

Lors de la mise en place de notre dispositif, le but n'a pas été de faire optimiser un système photopolymère pour notre application : c'est au contraire notre montage que nous avons rendu compatible avec l'utilisation d'un matériau de caractéristiques aussi clairement établies que possible.

### **1. Caractéristiques de la formulation photopolymère utilisée**

Le système photopolymère utilisé est synthétisé dans l'équipe APOLO de Christiane Carré, au Département de Photochimie Générale de l'Université de Haute Alsace à Mulhouse. Les échantillons que nous avons obtenus ont plus spécifiquement été préparés par Safi Jradi, doctorant dans cette équipe. Le monomère intervenant est un ester acrylate trifonctionnel, le triacrylate de pentaérythriol, polymérisant par des réactions radicalaires avec une grande réactivité [Carré 04]. Son caractère multifonctionnel lui permet de former un réseau polymère tridimensionnel. Le système photo-amorceur impliqué met en jeu des molécules d'éosine Y comme photosensibilisateur et des molécules de N-méthyle diéthanolamine (MDEA) servant de générateur de radical et de diluant.

L'éosine possède un spectre d'absorption s'étendant de 450 à 550 nm, avec un maximum d'absorption dans la formulation à 528 nm, où son coefficient d'extinction molaire s'élève à  $85.10^3 \text{ mol}^{-1}.\text{L}.\text{cm}^{-1}$ . La formulation est obtenue en diluant dans le monomère l'éosine et le MDEA à des concentrations respectives typiques de  $4,7.10^{-4} \text{ mol/L}$  et  $1 \text{ mol/L}$ . Suite à la génération de radicaux permettant d'initier la polymérisation, l'éosine est progressivement consommée par une réaction de dismutation lui faisant perdre son caractère photosensibilisateur. A partir de telles formulations, des réseaux plans en configuration contre-propageante ont pu être typiquement enregistrés avec une amplitude de la modulation d'indice de  $0,9.10^{-3}$ , le photopolymère ayant subi depuis son état initial gélifié un rétreint optique estimé à  $-1,2\%$  [Carré 04]. Ces résultats ont été obtenus sur des films de  $50 \mu\text{m}$  d'épaisseur irradiés à  $514 \text{ nm}$  avec une fluence de  $650 \text{ mJ/cm}^2$  pour une puissance variant de  $2$  à  $12 \text{ mW/cm}^2$ . Une telle fluence permet de consommer la majeure partie de l'éosine présente, ce qui garantit une bonne stabilité temporelle des réseaux inscrits.

D'un point de vue pratique, l'utilisation d'une telle formulation pour notre application d'enregistrement-lecture de réseaux de tailles micrométriques implique qu'elle ne soit pas exposée à des sources lumineuses autres que le faisceau d'écriture-lecture aux longueurs d'onde auxquelles elle est sensible. Ceci sera obtenu en plaçant le montage sous lumière inactinique, à savoir en l'éclairant par des sources émettant dans le rouge, puisque l'éosine est insensible à ce domaine spectral.

## 2. Implications de ces caractéristiques sur le montage

### a. Le choix de la source

Les caractéristiques précédentes ont plusieurs implications importantes pour une utilisation de ces formulations dans une configuration de type disque de Lippmann. Tout d'abord, il est nécessaire de déterminer s'il est possible d'enregistrer les réseaux dans le photopolymère pendant que celui-ci évolue du fait de l'établissement d'un rétreint optique. La configuration correspondante du photopolymère au début et à la fin de l'enregistrement est schématisée figure 4.7.

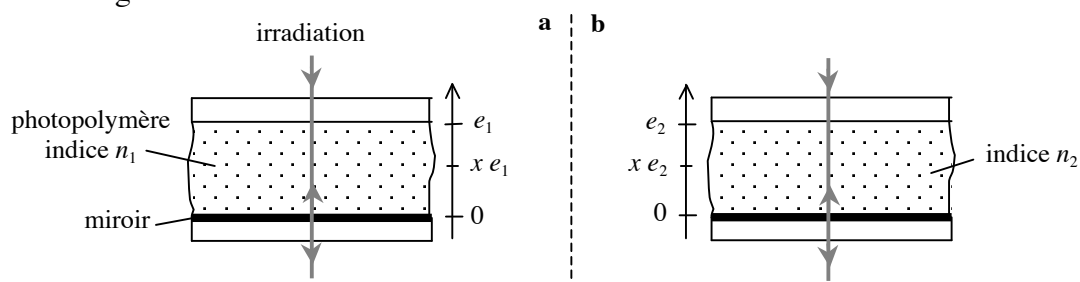


figure 4.7 : Configuration du photopolymère irradié au début (a) et à la fin (b) de l'enregistrement d'un réseau

La couche de photopolymère possède au début de l'enregistrement une épaisseur  $e_1$  et un indice  $n_1$  qui atteignent respectivement à la fin de l'enregistrement les valeurs  $e_2 = e_1 + \delta e$  et  $n_2 = n_1 + \delta n$ . En considérant que le rétreint du matériau est homogène, le déphasage à une position située à une fraction  $x$  de l'épaisseur entre l'onde incidente et sa réflexion sur le miroir vaut initialement  $\varphi_1 = 2kx n_1 e_1$  et finalement  $\varphi_2 = 2kx(n_1 e_1 + \delta(ne))$ , ce qui implique  $\delta\varphi = 2kx\delta(ne)$ . Avec un nombre d'onde  $k$  correspondant à 500 nm de longueur d'onde,  $n_1 = 1,49$ ,  $e_1 = 50 \mu\text{m}$  et un rétreint optique de  $-1,2\%$ , valeurs reportées pour notre système photopolymère [Carré 04],  $|\delta\varphi|$  vaut environ  $7\pi$  pour  $x = 1$  et est inférieur à  $\pi/10$  pour  $x < 1/70$ . Le brouillage des franges est donc très important si l'irradiation a lieu à la même échelle de temps que celle de la polymérisation. Comme cette dernière est usuellement de l'ordre de quelques secondes, le brouillage peut être évité en fournissant l'énergie lumineuse nécessaire à la construction du réseau pendant un temps très court, typiquement de quelques millisecondes, à la suite duquel la polymérisation aura lieu. Dans ce contexte, nous estimons un ordre de grandeur de la puissance nécessaire de la source lumineuse. Pour fournir  $650 \text{ mJ/cm}^2$  en 1 ms sur un spot de  $17 \mu\text{m}^2$ , correspondant à la surface au col d'un faisceau de longueur de Rayleigh dans le photopolymère de  $50 \mu\text{m}$ , une puissance incidente d'environ 0,1 mW est nécessaire. Une telle valeur est donc tout à fait compatible avec l'utilisation de diodes laser.

Par ailleurs, une fois le rétreint optique établi, celui-ci est à l'origine d'un décalage en longueur d'onde à la lecture par rapport à celle utilisée à l'écriture. En effet, l'illumination de la formulation en configuration contre-propagante à une longueur d'onde  $\lambda_1$  produit une figure d'interférence de pas  $\lambda_1/2n_1$ , avec  $n_1$  l'indice initial. D'après le point précédent, cette exposition doit avoir lieu pendant un temps suffisamment court, et si le rétreint est uniforme la polymérisation ultérieure aboutit à un réseau de pas  $\lambda_1/2n_1(1+\delta e/e_1)$ , où  $\delta e$  et  $e_1$  sont respectivement la variation d'épaisseur due au rétreint et l'épaisseur initiale. La longueur d'onde de lecture  $\lambda_2$  adaptée pour une efficacité de diffraction maximale sur ce réseau doit donc vérifier la relation  $\lambda_2/2n_2 = \lambda_1/2n_1(1+\delta e/e_1)$ , où  $n_2 = n_1 + \delta n$  est l'indice moyen post-polymérisation. Nous obtenons ainsi immédiatement pour  $\lambda_2$  :

$$\lambda_2 = \lambda_1 \left( 1 + \frac{\delta n}{n_1} + \frac{\delta e}{e_1} + \frac{\delta n \delta e}{n_1 e_1} \right) \approx \lambda_1 \left( 1 + \frac{\delta(ne)}{n_1 e_1} \right) \quad (4.16)$$

Le décalage en longueur d'onde n'est donc sensible en configuration contre-propagante qu'au rétreint optique global du matériau. Pour la valeur de  $-1,2\%$  mentionnée ci-dessus, le

décalage n'est donc pas du tout négligeable : la longueur d'onde à la lecture doit être diminuée d'environ 5 nm pour une longueur d'onde d'écriture proche de 500 nm.

Il est possible de réduire ce décalage en n'utilisant qu'une partie de la dynamique des formulations, ceci en effectuant une pré-irradiation plus importante. D'après Christiane Carré, nous pouvons considérer pour simplifier que pour une amplitude du réseau d'indice divisée par 10, soit de  $0,9 \cdot 10^{-4}$ , le rétreint optique diminue proportionnellement à  $-0,12\%$ . Le décalage en longueur d'onde nécessaire devient ainsi inférieur au nanomètre et compatible avec l'utilisation comme source d'une simple diode laser, dont la longueur d'onde d'émission peut être ajustée en variant la température. Dans le domaine du visible, les diodes laser disponibles commercialement émettent essentiellement dans le rouge et commencent également à être proposées dans le bleu. Bien que des systèmes photopolymères sensibles dans le rouge existent, par exemple utilisant du bleu de méthylène, il s'est avéré après discussion avec Christiane Carré que la mise au point d'un tel système pour répondre à nos besoins serait coûteuse en temps, et que la meilleure solution serait bel et bien d'utiliser le système à base d'éosine précédemment décrit, pour lequel une expertise importante a été accumulée. C'est effectivement vers cette solution que nous nous sommes tournés une fois que nous avons trouvé une diode laser compatible avec le spectre d'absorption de l'éosine.

La diode en question provient de la société japonaise Nichia : elle émet jusqu'à 5 mW aux alentours de 473 nm. Ce type de diode est actuellement en stade final de validation par la société et n'a toujours pas atteint le statut de produit commercial présentant une durée de vie garantie. Les caractéristiques reportées, à savoir une plage d'ajustement typique de la longueur d'onde d'émission d'environ 2 nm entre 17 et 60°C et une longueur de cohérence minimale de 400  $\mu\text{m}$  dans l'air, s'avèrent cependant satisfaisantes pour notre application. Comme aucune autre source présentant ces performances pour un prix raisonnable n'a été trouvée, nous avons donc opté pour cette solution.

Dans notre montage, la diode Nichia est placée dans un support Thorlabs permettant sa stabilisation en température et sa collimation. Les figures 4.8 et 4.9 présentent les spectres que nous avons mesurés lorsque la diode émet en continu à deux températures de stabilisation distinctes. Le spectromètre utilisé est le modèle HR4000 de la société Ocean Optics, paramétré pour permettre des mesures sur la plage spectrale allant de 400 à 485 nm avec une résolution de 0,05 nm. Pour les deux figures, le spectre obtenu s'apparente à un pic de largeur à mi-hauteur d'environ 0,1 nm qui implique une longueur de cohérence de 1,4 mm dans l'air, valeur encore meilleure que celle que nous attendions. Les longueurs d'onde centrales

obtenues sont de 472,7 nm à 25°C pour la figure 4.8, et 473,53 nm à 42°C pour la figure 4.9. Ces valeurs sont compatibles avec un rétreint attendu impliquant un décalage en longueur d'onde de -0,5 nm entre l'écriture et la lecture. D'après les spécifications de la diode Nichia, il est en outre à noter que les pics présentés sont certainement des enveloppes contenant plusieurs modes qui ne peuvent être visualisés avec notre résolution. La longueur de cohérence réelle est donc sans doute encore plus importante que la valeur ci-dessus.

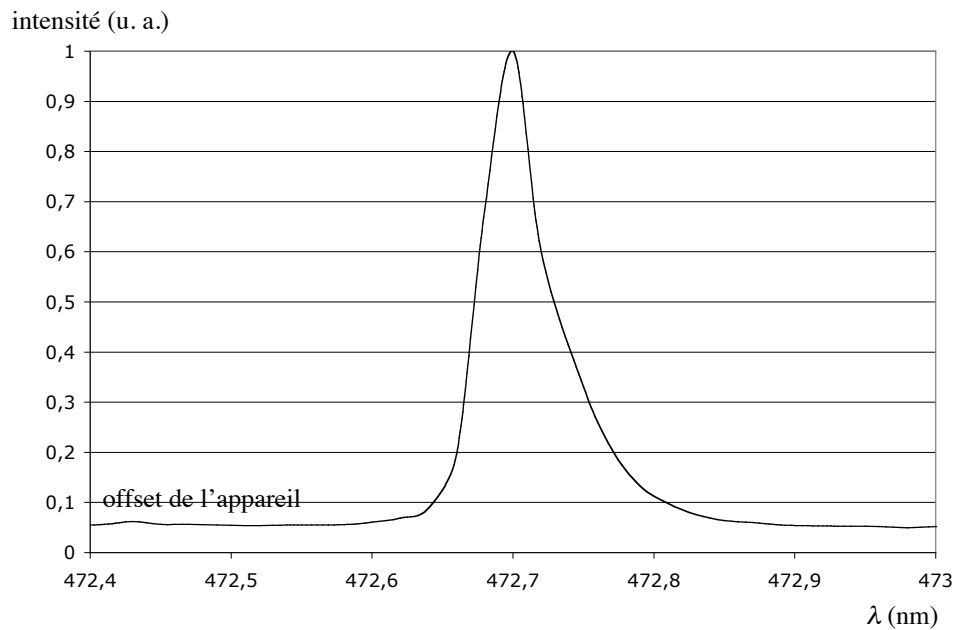


figure 4.8 : Spectre de la diode Nichia stabilisée à 25°C

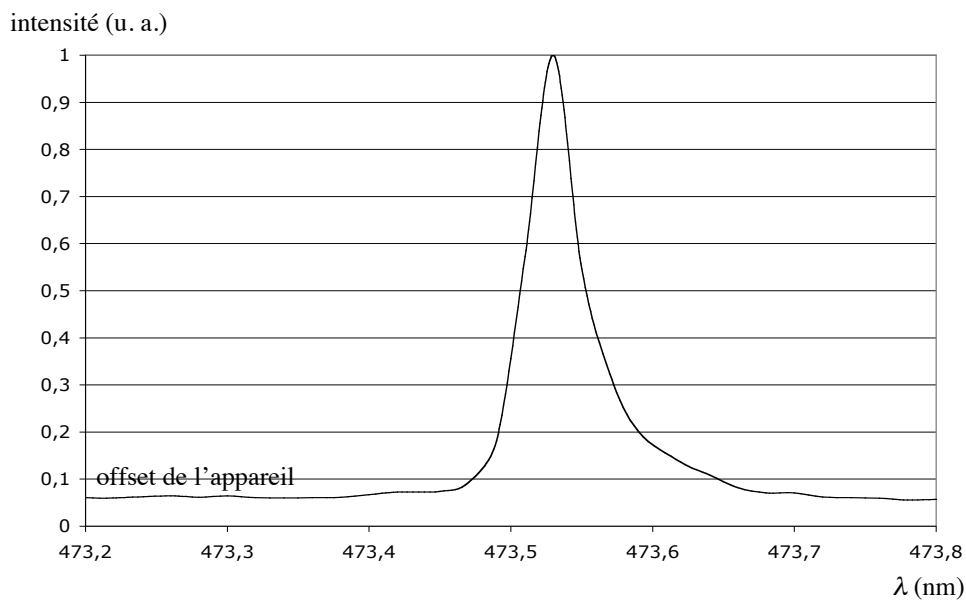


figure 4.9 : spectre de la diode Nichia stabilisée à 42°C

## b. Le photodétecteur

Il reste toutefois à estimer si le signal obtenu en détection homodyne avec une variation d'indice du réseau de  $0,9 \cdot 10^{-4}$  est exploitable dans un schéma de détection différentielle. Dans une couche d'épaisseur  $50 \mu\text{m}$ , cette variation conduit à un réseau plan d'efficacité de diffraction  $9 \cdot 10^{-4}$  pour une longueur d'onde de  $470 \text{ nm}$  avec  $m = 1$ . En utilisant l'approche de résolution numérique de la sous-partie III.C.4 du chapitre 2, le gain en signal grâce à la détection homodyne est de 15 avec un miroir de réflectivité en intensité  $R = 0,5$ . Il faut cependant ne prendre en compte que la portion du signal résultant qui est effectivement détectée, cette portion pouvant être estimée à l'aide du coefficient de recouvrement (4.13). Ainsi, l'efficacité de diffraction  $\eta_L$  effectivement détectée pour un réseau enregistré dans le disque de Lippmann est donnée à partir de ce coefficient par la relation :

$$\eta_L = |R_{D,G}(0)|^2 \quad (4.17)$$

En effectuant le calcul pour une modulation de permittivité (4.7) où  $\delta\varepsilon$  correspond à une variation d'indice de  $0,9 \cdot 10^{-4}$ , et pour une longueur de Rayleigh du faisceau d'écriture égale à l'épaisseur de la couche de  $50 \mu\text{m}$ , nous obtenons avec  $R = 0,5$   $\eta_L = 1,3 \cdot 10^{-4}$  au lieu de  $\eta = 8 \cdot 10^{-4}$  pour un réseau plan. La fraction  $f_L$  d'intensité diffractée qui est détectée par rapport au cas du réseau plan peut ainsi être estimée à  $f_L = 0,17$ . Au bout du compte, la réflectivité en intensité équivalente du signal utile en détection homodyne est égale à  $R_H = 9 \cdot 10^{-4} \times 15 \times \sqrt{f_L}$  soit  $5,5 \cdot 10^{-3}$ . Ceci est à comparer à l'offset de réflexion  $R = 0,5$  pour lequel la fraction détectée est unitaire vu que l'onde réfléchie conserve son profil gaussien. Le rapport  $R_H/R$  proche de  $10^{-2}$  est finalement compatible avec la dynamique des détecteurs différentiels disponibles commercialement.

## 3. Optimisation de l'épaisseur de l'échantillon

Il a été montré dans le paragraphe précédent que l'utilisation d'une couche photopolymère d'épaisseur  $50 \mu\text{m}$  permet de générer des signaux de lecture suffisamment forts pour être détectés. Il n'a en revanche pas été tenu compte des signaux parasites pouvant perturber cette détection. Il est ainsi nécessaire de déterminer si les réflexions sur les interfaces de l'échantillon produisent un signal détecté suffisamment important pour gêner la lecture. La perturbation engendrée serait alors du même type que celle étudiée pour le montage de démonstration dans la partie I.C du chapitre 3, analysée au travers de la réflectivité équivalente d'un empilement de couches, et qui avait conduit à incliner légèrement le cristal photoréfractif.

Nous pouvons considérer que l'indice moyen du photopolymère à la fin de l'écriture est d'environ 1,51 pour une longueur d'onde proche de 470 nm [Carré 04]. Les substrats de verre BK7 ont quant à eux un indice de 1,523. La longueur de cohérence de la source d'environ 0,9 mm à ces indices implique qu'à priori seule la réflexion sur l'interface entre le photopolymère et le substrat est susceptible de perturber la réponse du résonateur miroir 50% - réseau inscrit. Toutefois, comme notre mesure de cette longueur de cohérence a semblé être limitée par la résolution de notre spectromètre, nous allons également considérer la réflexion sur l'interface air-substrat. Rappelons que le substrat y possède un traitement antireflet à 0,5% en intensité et présente une épaisseur de 1,6 mm.

Pour cerner l'influence de la réflexion précédente, les trois grandeurs pertinentes à comparer sont premièrement le module du coefficient de recouvrement (4.13) de l'onde diffractée dans l'onde contre-propageante de l'onde incidente gaussienne focalisée sur le miroir, et d'autre part le module du coefficient de recouvrement où la réflexion de l'onde incidente sur l'interface photopolymère-substrat remplace tout d'abord l'onde diffractée dans la relation (4.13), puis la réflexion sur l'interface substrat-air. Ces trois grandeurs, notées respectivement  $|R_{D,G}(0)|$ ,  $|R_{R1,G}(0)|$  et  $|R_{R2,G}(0)|$ , sont ainsi calculées numériquement pour différentes épaisseurs de photopolymère et pour les paramètres représentatifs suivants : un faisceau d'écriture gaussien de longueur d'onde 470 nm et de longueur de Rayleigh 50  $\mu\text{m}$  dans le photopolymère, produisant une modulation de permittivité (4.7) où  $\delta\epsilon$  correspond à une variation d'indice de  $10^{-4}$ . Pour obtenir une estimation de  $|R_{D,G}(0)|$  plus adaptée au cas de la lecture par détection homodyne, son calcul est effectué pour une longueur d'onde décalée de celle d'écriture de  $-0,37 \times \Delta\lambda_{\text{Bragg}}$ , où  $\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$  est la sélectivité de Bragg du réseau inscrit. Nous avons en effet déterminé que c'est avec un tel décalage que le signal de lecture obtenu en détection homodyne est maximal dans le cas d'ondes planes avec un matériau de type photopolymère, ce qui peut être vu sur la figure 2.9. Afin de simplifier les calculs numériques, une estimation approchée de la sélectivité de Bragg du réseau gaussien inscrit est obtenue en calculant en fonction de la longueur d'onde incidente le module de l'amplitude diffractée par le réseau en un point de son axe de révolution suffisamment éloigné du miroir (choisi en pratique à 1 cm). Les figures 4.10-a, b et c présentent ainsi des courbes de sélectivité de Bragg pour des épaisseurs du photopolymère respectives de 50, 100 et 150  $\mu\text{m}$ . La figure 4.11 est un tableau donnant les coefficients  $|R_{D,G}(0)|$ ,  $|R_{R1,G}(0)|$  et  $|R_{R2,G}(0)|$  obtenus pour les trois épaisseurs mentionnées ci-dessus ainsi que les sélectivités de Bragg, issues des courbes de la figure 4.10 en considérant la position du premier minimum.



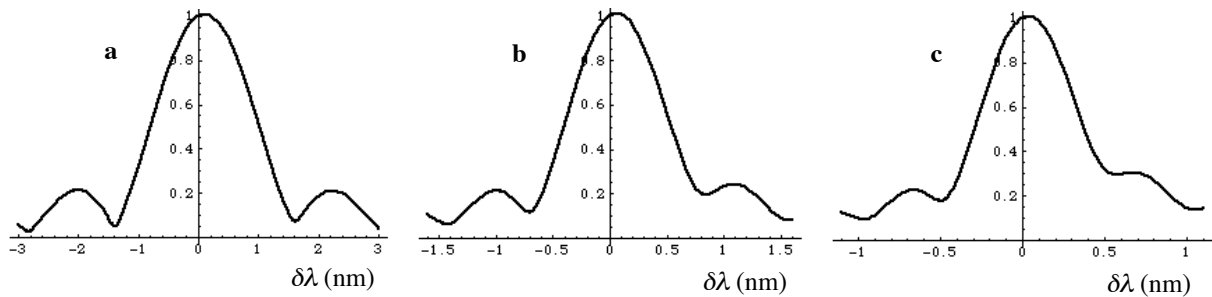


figure 4.10 : Module normalisé de l'amplitude diffractée par un réseau sur son axe en fonction du décalage par rapport à la longueur d'onde d'écriture (en nm) pour une épaisseur de 50  $\mu\text{m}$  (a), 100  $\mu\text{m}$  (b) et 150  $\mu\text{m}$  (c)

épaisseur ( $\mu\text{m}$ )	$ R_{D,G}(0) $ ( $10^{-3}$ )	$ R_{R1,G}(0) $ ( $10^{-3}$ )	$ R_{R2,G}(0) $ ( $10^{-3}$ )	$\Delta\lambda_{\text{Bragg}}$ (nm)
50	10	3,2	2,3	1,5
100	14,9	2	2,2	0,8
150	17,3	1,4	2,1	0,5

figure 4.11

Les sélectivités de Bragg reportées correspondent bien à celles qui seraient obtenues avec la relation (1.31) pour des réseaux plans de même épaisseur. Toutefois, pour le cas des réseaux gaussiens et comme il est visible sur la figure 4.10, plus l'épaisseur est grande devant la longueur de Rayleigh du faisceau d'écriture et plus les minima atteints pour un décalage égal à la sélectivité de Bragg s'éloignent de zéro. Pour des réseaux plans ces minima seraient nuls quelle que soit l'épaisseur. Un tel comportement indique donc qu'à épaisseur équivalente pour des réseaux gaussiens, un multiplexage en longueur d'onde plus efficace est obtenu lorsque l'épaisseur est inférieure ou égale à la longueur de Rayleigh : à savoir, moins de diaphonie est générée pour un même espacement entre les longueurs d'onde. Cependant, la figure 4.11 indique clairement que les réflexions sur les interfaces peuvent perturber la lecture. Notre objectif étant dans un premier temps de parvenir à lire efficacement un seul réseau inscrit à un emplacement, quitte à en multiplexer un petit nombre par la suite, nous avons choisi d'utiliser une épaisseur de photopolymère d'environ 150  $\mu\text{m}$ . Les perturbations provoquées par les réflexions restent alors à un niveau suffisamment bas par rapport au signal diffracté, et il est à noter que l'influence de la réflexion sur l'interface air-substrat sera diminuée par le fait que la cohérence de cette réflexion avec le signal diffracté est limitée. Afin d'éviter la diaphonie entre réseaux adjacents, il sera en revanche nécessaire de séparer

spatialement les différents réseaux d'une quantité plus importante que dans le cas où l'épaisseur serait égale à la longueur de Rayleigh.

Le montage expérimental que nous avons mis en place possède donc pour sa partie matériau d'enregistrement une structure légèrement différente de celle du disque de Lippmann présentée dans la partie I. L'épaisseur de la couche photopolymère utilisée est en effet plus importante que la longueur de Rayleigh du faisceau d'écriture, afin de s'affranchir de réflexions gênantes. L'utilisation d'une longueur de Rayleigh égale à l'épaisseur, comme initialement prévu pour le disque de Lippmann, reste cependant possible en utilisant un substrat d'indice le plus proche possible de celui du photopolymère à la fin de l'écriture et un faisceau de longueur de cohérence limitée au double de l'épaisseur de la couche d'enregistrement.

## **C. Configuration du montage dans son ensemble**

### **1. Les différentes sources laser du montage**

Nous avons jusqu'à présent parlé de la source utilisée pour inscrire et lire les réseaux dans le photopolymère, à savoir la diode laser Nichia émettant à 473 nm. Nous avons toutefois été amenés à intégrer d'autres sources laser dans le montage afin de le mettre en œuvre.

Une première source est destinée à effectuer les réglages présentés précédemment de la tête d'écriture-lecture par rapport à l'échantillon de photopolymère avant l'étape d'écriture. Ces réglages ne sont pas immédiats et il semble donc peu adapté de les faire à une longueur d'onde à laquelle le photopolymère réagit. Utiliser la diode à 473 nm rendrait ainsi non seulement la zone d'incidence sur le photopolymère inutilisable pour une inscription ultérieure, mais également toute une zone périphérique du fait de la lumière diffusée et du temps pris par les réglages. Nous avons ainsi choisi comme source un laser He-Ne émettant 2 mW à 633 nm en continu. Les fibres utilisées dans le montage sont monomodes pour des longueurs d'onde allant approximativement de 470 nm à 630 nm, et il est donc possible d'acheminer les faisceaux du laser He-Ne et de la diode Nichia par la même fibre sur la tête de réflexion. Il est toutefois à noter que nous n'avons mesuré l'intérêt d'effectuer les réglages à une longueur d'onde inactinique pour le photopolymère que lorsque les lentilles de la tête d'écriture-lecture avaient déjà été achetées. Celles-ci ne sont donc pas achromatiques et nous avons constaté en effectuant les réglages sur un échantillon témoin sans photopolymère qu'ils aboutissent à des positions légèrement différentes pour les têtes de réflexion et de

transmission selon qu'ils sont effectués à 473 nm ou à 633 nm. Les différences apparaissent au niveau des positions de ces têtes selon  $z$  et dans une moindre mesure au niveau de l'orientation des supports des fibres. Le décalage entre les deux longueurs d'onde des positions selon  $z$  peut être mesuré grâce aux graduations des butées. Pour ce qui concerne les différences d'orientation des supports, nous avons déterminé qu'elles correspondent à des angles de l'ordre de  $0,6^\circ$  par rapport à la normale au miroir, ce qui modifie très peu l'espacement des franges des réseaux inscrits, puisque cela revient à faire varier la longueur d'onde d'environ 25 pm en incidence normale. L'orientation des supports de fibre sera donc considérée comme identique pour les deux longueurs d'onde.

Avant d'inscrire un réseau dans la formulation, nous avons mentionné précédemment qu'une pré-irradiation est nécessaire afin de limiter le rétreint optique se produisant à l'écriture. Environ les neuf dixièmes de la dynamique holographique du matériau doivent être consommés dans cette optique d'après nos estimations précédentes. La tête d'écriture-lecture est donc utilisée pour effectuer cette pré-irradiation de manière contrôlée spatialement sur l'échantillon. Toutefois cette pré-irradiation ne peut se faire à partir de la tête de réflexion. En effet, dans cette configuration, l'utilisation d'une longueur d'onde différente de celle d'écriture, à savoir par exemple à 532 nm, produirait une structure d'indice dans le photopolymère qui serait certes illisible pour une lecture à 473 nm, mais qui ne constituerait pas une zone de pré-irradiation homogène. Ainsi, une inscription ultérieure à 473 nm aurait de grandes chances de conduire à un réseau déformé du fait de la réponse non uniforme du matériau consécutive à cette pré-irradiation inhomogène. Cette réponse non uniforme spatialement peut être par exemple appréhendée par la figure 1.5, typique du comportement d'un photopolymère en fonction de l'énergie reçue. Nous avons donc choisi d'effectuer l'étape de pré-irradiation par une fibre arrivant sur la tête de transmission afin de s'affranchir de la réflexion sur le miroir dans le photopolymère. La source utilisée pour cela est un laser solide Nd:YAG doublé émettant 10 mW à 532 nm en continu.

Une fois les réseaux inscrits, il est par ailleurs nécessaire d'effectuer une post-irradiation homogène sur la zone inscrite afin d'effacer les lentilles d'indice induites et de consommer toute la dynamique holographique restante de cette zone afin que la lecture se fasse sur un milieu stable et non réactif. Cette étape sera effectuée avec le même dispositif que pour l'étape de pré-irradiation.

## 2. Description de la structure globale du montage

La figure 4.12 présente l'architecture globale du montage et donc l'agencement des différentes parties que constituent la tête d'écriture-lecture avec l'échantillon, les différentes sources, et le dispositif de détection. Une photographie de la tête d'écriture-lecture mise en place est par ailleurs présentée figure 4.13.

Un isolateur optique est placé devant la diode Nichia afin de s'affranchir de réflexions parasites dans le montage qui déstabilisaient son spectre. Un cube séparateur de polarisation (CSP) associé à la lame quart d'onde présente dans la tête de réflexion (cf figure 4.6) permet de séparer les trajets du faisceau polarisé linéairement issu de la diode selon qu'il soit incident sur l'échantillon ou réfléchi par ce dernier. Ce faisceau réfléchi est orienté vers une des voies fibrées du détecteur différentiel grâce à une lame filtre passe-haut réfléchissante dans le bleu et transparente dans le rouge. Cette lame limite les pertes du faisceau précédent et permet au faisceau à 633 nm d'emprunter la voie de polarisation perpendiculaire à celle du faisceau émis par la diode pour être injecté dans la fibre de la tête de réflexion.

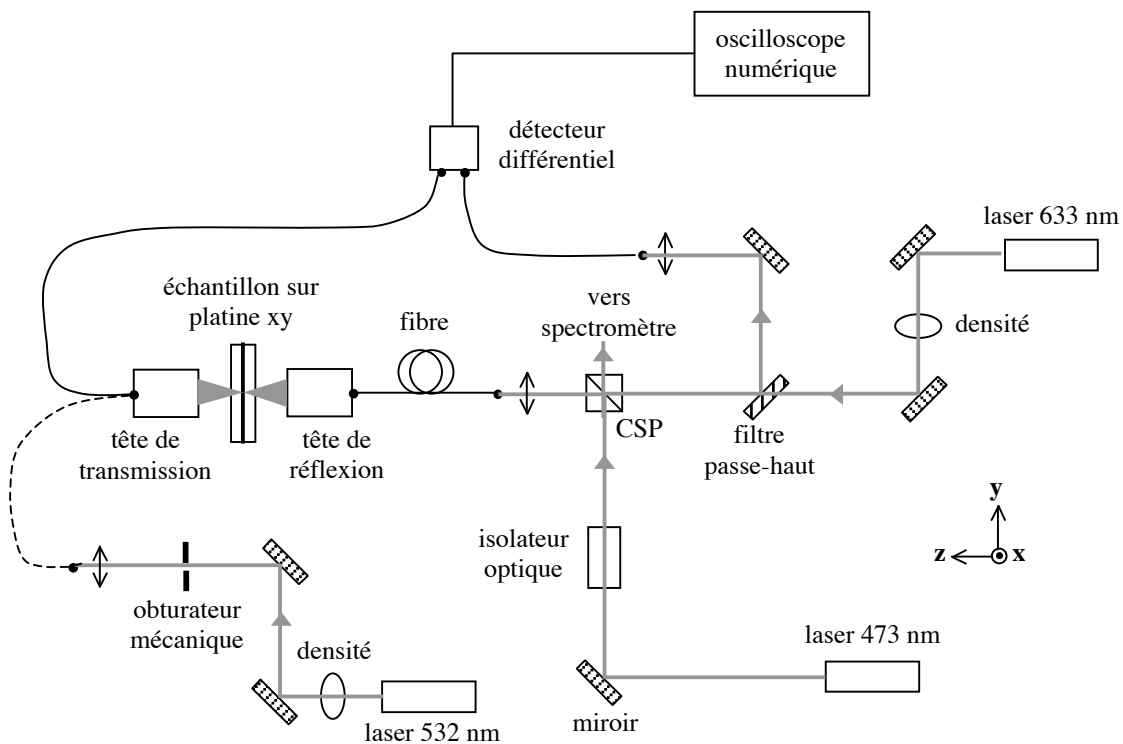


figure 4.12 : dispositif expérimental d'écriture-lecture sur photopolymère

La tête de transmission achemine à la lecture le faisceau de la diode transmis par l'échantillon vers la seconde voie fibrée du détecteur différentiel. Elle est également utilisée

comme il a été mentionné précédemment lors des étapes de pré et post-irradiation en utilisant à ce moment là une fibre où le faisceau à 532 nm a été couplé.

Le laser à 532 nm est atténué par une densité afin d'obtenir une puissance incidente sur l'échantillon proche de 140 nW. Il est en effet préférable d'effectuer la pré-irradiation sur une échelle de temps suffisamment longue devant le temps de la réaction de polymérisation afin de mieux contrôler l'état de polymérisation final induit, et pour cela une intensité suffisamment faible est requise. D'après les données dont nous disposons sur la formulation photopolymère [Carré 04], 200 mJ/cm<sup>2</sup> à 514 nm suffisent pour atteindre un réseau d'efficacité de diffraction maximale dans une couche de 50 µm. Nous avons estimé approximativement qu'avec la puissance précédente à 532 nm focalisée sur le miroir 50% de notre échantillon, où l'épaisseur de photopolymère est de 150 µm, 90% de la dynamique holographique peut être consommée en environ 100 ms, ce qui reste inférieur aux temps de polymérisation de quelques secondes. Un obturateur mécanique placé devant le laser permet cependant de contrôler la durée d'irradiation jusqu'à des temps de l'ordre de la milliseconde. Il est ainsi possible d'étaler la pré-irradiation sur des périodes nettement supérieures à la seconde par une exposition successive à plusieurs pulses espacés dans le temps.

A partir de la puissance initiale d'environ 1 mW émise par la diode laser, il reste typiquement après passage dans le montage 150 µW incidents sur l'échantillon. Avec un col du faisceau sur le miroir d'environ 1,8 µm, l'intensité incidente est ainsi proche de 2,2 kW/cm<sup>2</sup> en tenant compte de la réflexion sur le miroir 50%. Des temps d'exposition de 500 µs permettent ainsi de déposer une fluence proche de 1 J/cm<sup>2</sup>. A 473 nm, une telle dose d'énergie semble d'après nos estimations permettre de consommer plus de la moitié de la dynamique holographique de la formulation photopolymère. Elle est donc amplement suffisante pour inscrire des réseaux suite à la pré-irradiation, et le temps d'exposition correspondant est bien entendu très confortable pour éviter tout phénomène de brouillage de franges. Il est toutefois important de noter que notre contexte d'utilisation de la formulation photopolymère ne correspond pas du tout à celui usuel mis en œuvre par l'équipe de Christiane Carré pour des enregistrements holographiques. En effet, la plupart des études effectuées par cette équipe ont surtout concerné des hologrammes en configuration de transmission, pour des intensités d'écriture beaucoup plus faibles, de l'ordre de 10 mW/cm<sup>2</sup>, et sur des volumes plus importants. C'est d'ailleurs dans la configuration en réflexion qui nous intéresse que les problèmes liés à la contraction de volume se font le plus sentir.

Le laser à 633 nm est lui aussi atténué par une densité afin d'obtenir une puissance incidente sur l'échantillon de  $4 \mu\text{W}$ . Cette puissance se révèle suffisante pour effectuer les réglages, et même si le photopolymère n'est pas sensible à cette longueur d'onde dans des conditions usuelles, le fait qu'elle corresponde une fois focalisée à une intensité élevée, de l'ordre de  $32 \text{ W/cm}^2$ , suggère qu'il pourrait être néfaste d'utiliser des puissances plus élevées.

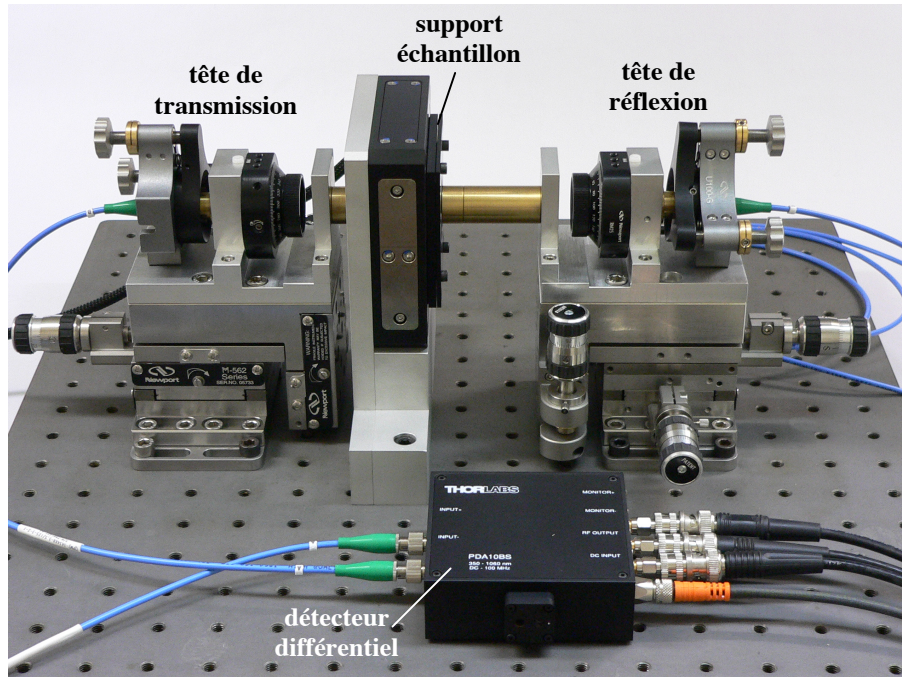


figure 4.13 : photographie de la tête d'écriture-lecture

### 3. Diminution du bruit à la lecture

Lors de l'étape de lecture, le détecteur différentiel utilisé (modèle Thorlabs PDA10BS) permet d'accéder non seulement au signal différentiel des deux voies d'entrées, mais aussi aux signaux respectifs de chacune des voies. Ces signaux pourront être visualisés à l'aide d'un oscilloscope numérique ou sur ordinateur par le biais d'une carte d'acquisition, pilotée par le logiciel LabVIEW et comportant plusieurs entrées/sorties numériques et analogiques. Cette carte sera d'ailleurs également utilisée pour contrôler la position en  $x$  et  $y$  de la platine de translation sur laquelle est maintenu l'échantillon.

Le premier objectif du montage est d'inscrire plusieurs réseaux à différents emplacements voisins de la couche photopolymère et de parvenir à les détecter de manière différentielle en balayant le faisceau de lecture sur la zone d'écriture. Une tâche importante lors de la mise en place du montage a ainsi consisté à minimiser le plus possible le bruit présent sur le signal de lecture. Pour cela, les signaux provenant du détecteur différentiel ont

été observés par le biais de la carte d'acquisition en utilisant en guise d'échantillon témoin un simple substrat de verre dont une des faces a subi un traitement semi-réfléchissant. Pour lire des informations en détection différentielle, il est nécessaire d'équilibrer les signaux provenant des deux voies. Il est possible pour cela de réguler leurs intensités respectives par des polariseurs placés sur les voies de réflexion et de transmission avant couplage final dans les fibres menant au détecteur différentiel. Une fois l'équilibrage réalisé, les signaux mesurés pour chacune des voies par notre détecteur différentiel sont typiquement de 100 mV. D'après nos estimations présentées dans la sous-partie II.B.2.b, l'ordre de grandeur attendu du signal utile lorsqu'un réseau est lu correspond à environ 1% du signal précédent. Le niveau de bruit lors de la mesure doit donc être nettement inférieur à 1 mV pour détecter les réseaux. Le bruit présent dans notre montage a été étudié en traduisant sinusoidalement le miroir 50% sur la plage de réglage de 90  $\mu\text{m}$  d'une des directions de sa platine de maintien et en mesurant le signal différentiel en fonction de la position d'incidence sur le miroir et sur plusieurs aller-retours consécutifs. Les fluctuations spatiales et temporelles du signal différentiel équilibré peuvent ainsi être visualisées.

Nous avons de cette manière déterminé plusieurs sources de bruit. Le phénomène principal générateur de bruit est le filtrage spectral opéré par des résonateurs Fabry-Perot parasites présents dans le montage. En effet, la longueur d'onde d'émission de la diode n'est pas parfaitement constante au cours du temps. Des petites variations ont lieu car l'asservissement de la stabilisation en température de la diode n'est pas parfait. Ces fluctuations peuvent être plus ou moins importantes selon le point de fonctionnement en température choisi pour la diode, qui doit donc être ajusté en conséquence. Tout résonateur Fabry-Perot parasite présent dans une des voies de détection, en réflexion ou en transmission, va donc moduler l'intensité transmise sur la voie en question, et les variations d'intensité correspondantes seront ainsi présentes dans le signal différentiel. Il s'est avéré que les polariseurs destinés à équilibrer les voies et la lame quart d'onde présente dans la tête de réflexion, même traités anti-reflet, constituent de tels résonateurs. Les polariseurs ont ainsi été supprimés et l'équilibrage est effectué directement en ajustant le couplage des faisceaux dans les fibres menant au détecteur différentiel. La lame quart d'onde est bien entendu indispensable au montage, mais il serait possible de remplacer celle d'ordre zéro utilisée par une lame plus épaisse pour amoindrir le filtrage spectral. Nous avons en outre fait en sorte d'utiliser un contrôleur de température de la diode permettant une stabilité accrue, atteignant  $5.10^{-4}$  °C.

En effectuant une acquisition du signal différentiel sur quelques aller-retours, en moyennant séparément les profils obtenus à l'aller et au retour, puis en faisant la différence des deux profils résultants, le signal présente finalement une modulation d'amplitude d'environ 0,1 mV. L'étape de soustraction des profils moyens aller et retour vise à s'affranchir d'une autre source de perturbation du signal, spatiale cette fois, provenant de la présence de poussières ou de défauts locaux dans l'échantillon. Lors de la lecture de réseaux, il ne sera bien sûr pas possible de procéder exactement de la sorte. La soustraction sera effectuée sur des profils obtenus à deux longueurs d'onde distinctes, l'une d'entre elles étant hors de la sélectivité de Bragg des réseaux, en ajustant le montage de telle sorte que les intensités détectées sur chacune des voies en l'absence de réseau soient identiques pour les deux longueurs d'onde. Au bout du compte, le montage mis au point possède donc une sensibilité tout à fait suffisante pour détecter des réseaux inscrits dans l'échantillon de photopolymère.

## **D. Mise en œuvre du montage**

Le travail d'expérimentation sur notre montage de type disque de Lippmann reporté dans cette partie a été effectué avec l'aide de Christiane Carré, venue spécialement de Mulhouse. Elle a ainsi pu nous orienter dans le choix des différents paramètres d'exposition de la formulation et dans l'interprétation des données obtenues.

### **1. Protocole expérimental d'enregistrement**

La procédure que nous avons suivie avec le montage décrit précédemment pour inscrire des réseaux dans l'échantillon de photopolymère est la suivante. Une fois cet échantillon installé sur la platine de translation piézo-électrique, les têtes de réflexion et de transmission sont ajustées à l'aide du laser He-Ne sur la position du miroir 50% selon le mode opératoire présenté dans la sous-partie II.A. L'écart entre les positions optimisées en  $z$  de ces têtes selon que la longueur d'onde utilisée est 633 nm ou 473 nm étant connu, chaque tête est ensuite réglée sur sa position correspondant à 473 nm. Il s'est avéré qu'un des axes de translation de la platine piézo-électrique était défectueux, ce qui a donc restreint son utilisation à l'enregistrement dans l'échantillon de réseaux espacés régulièrement sur une ligne longue de 90  $\mu\text{m}$  selon  $y$ . Un tel enregistrement peut bien entendu avoir lieu à plusieurs emplacements du photopolymère en réajustant à chaque fois la position des têtes.

L'étape de pré-irradiation, destinée à permettre l'inscription ultérieure de réseaux présentant un rétreint optique acceptable, doit tout d'abord être mise en œuvre. La tête de



transmission est donc utilisée pour exposer le photopolymère à 532 nm. La zone irradiée consiste en cinq lignes de 90  $\mu\text{m}$ , espacées de 2  $\mu\text{m}$  en translatant manuellement selon  $x$  la tête de transmission. En inscrivant par la suite les réseaux sur la ligne centrale, la pré-irradiation peut ainsi être considérée comme homogène transversalement à cette ligne. La dose optimale d'énergie à appliquer n'étant pas connue de manière très précise, nous avons en revanche choisi d'effectuer une pré-irradiation non homogène le long des lignes, variant linéairement de 50  $\text{mJ}/\text{cm}^2$  à 500  $\text{mJ}/\text{cm}^2$ . Pour cela, le temps d'ouverture de l'obturateur mécanique est ajusté en fonction du déplacement de la platine selon  $y$  grâce à un programme LabVIEW. La platine est ainsi déplacée par pas de 1  $\mu\text{m}$ , et trois passages successifs par ligne sont rendus nécessaires pour obtenir le profil de fluence cumulée précédent. Cela correspond à des temps d'ouverture de l'obturateur variant de 5 à 50 ms.

Grâce à la tête de réflexion, plusieurs réseaux sont ensuite inscrits avec la diode Nichia le long de la ligne centrale de la zone pré-irradiée. La diode est pour cela stabilisée à 42°C pour émettre à 473,53 nm, dans la perspective de pouvoir compenser ensuite le rétreint optique à la lecture en diminuant la température. En repérant la coordonnée  $y$  le long de la ligne d'inscription de -45  $\mu\text{m}$  à 45  $\mu\text{m}$ , les emplacements choisis pour enregistrer un réseau se situent respectivement à -25, -5, 15, et 35  $\mu\text{m}$ . Une plage est ainsi laissée libre au début de la ligne pour permettre un réglage sur cette zone des têtes de réflexion et de transmission au début de la phase de lecture, ainsi qu'un équilibrage des deux voies de détection conduisant à un signal différentiel nul. Les réseaux sont en outre suffisamment espacés pour que leur divergence à la surface du photopolymère ne les mette pas en contact. Chacun est inscrit en modulant le courant d'injection de la diode suivant un créneau temporel de durée 500  $\mu\text{s}$ . L'influence d'une telle modulation sur le spectre de la diode a été étudiée : par rapport à la figure 4.9, elle augmente simplement la largeur spectrale du pic d'émission de 0,1 à 0,2 nm, et la longueur de cohérence résultante reste tout à fait suffisante.

Une fois l'enregistrement des réseaux effectué, l'étape de post-irradiation est réalisée de manière similaire à la pré-irradiation. Deux balayages des cinq lignes avec une exposition à 532 nm pendant 150 ms à chaque position sont ainsi effectués. La fluence résultante de 1  $\text{J}/\text{cm}^2$  serait à elle seule suffisante pour consommer toute la dynamique holographique de la formulation ainsi que la majorité du colorant présent.

## 2. Résultats expérimentaux de la procédure de lecture

Après avoir effectué le protocole d'enregistrement précédent et avant de lire les quatre réseaux inscrits en balayant la ligne d'enregistrement, les têtes de réflexion et de transmission sont repositionnées de manière optimale par rapport à l'échantillon en utilisant la zone à  $-45 \mu\text{m}$ , non inscrite et dédiée à cet effet. Les signaux détectés sur chacune des voies sont alors équilibrés en réajustant les couplages dans les fibres menant au détecteur différentiel. Le signal différentiel est ensuite détecté le long de la ligne en conservant pour la diode la même intensité qu'à l'écriture, et dans un premier temps également la même longueur d'onde. Comme il a déjà été évoqué précédemment, l'objectif est ainsi d'obtenir un profil où les réseaux n'apparaissent pas du fait du rétreint optique, mais seulement les perturbations dues aux imperfections de l'échantillon (poussières...). La soustraction de ce profil de celui où les réseaux apparaîtront permettra de s'affranchir de ces perturbations. Le signal différentiel est égal au signal transmis auquel est soustrait le signal réfléchi. Le profil que nous avons détecté en pratique par le biais de notre carte d'acquisition sur ordinateur est présenté figure 4.14.

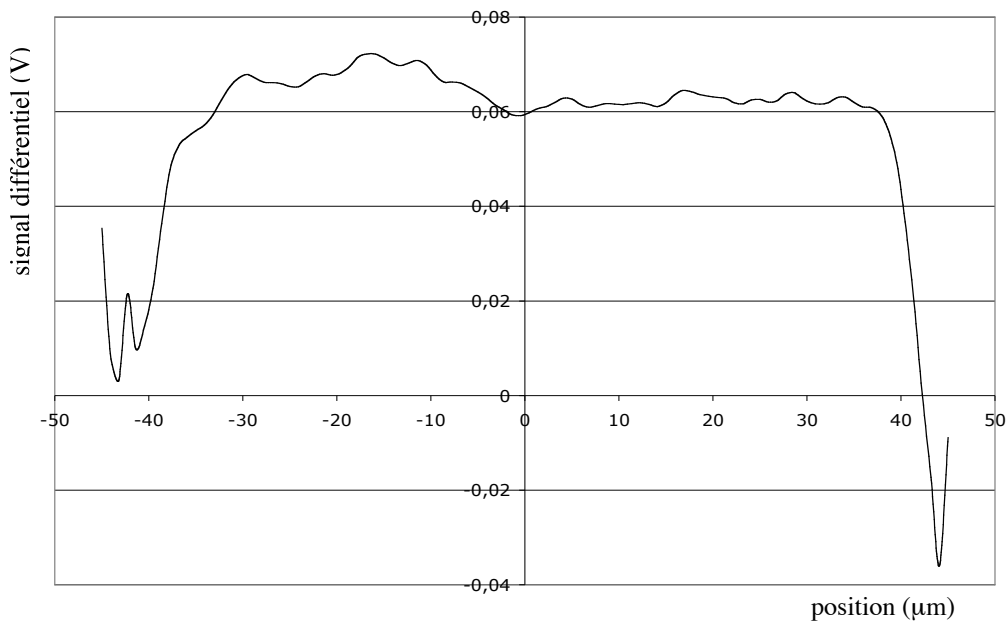


figure 4.14 : signal différentiel le long de la ligne d'écriture obtenu juste après enregistrement

Ce profil n'est clairement pas celui attendu : un signal différentiel variant d'au moins 60 mV est observé entre la zone centrale où les réseaux sont inscrits et les extrémités de la ligne. Cette marche n'est à priori pas due aux réseaux puisque l'amplitude attendue des signaux qu'ils génèrent est au maximum de quelques millivolts et que le rétreint optique devrait de toute façon les rendre invisibles. Comme une dose importante d'énergie par rapport au reste de la ligne a été fournie sur la zone à  $-45 \mu\text{m}$  au bout des quelques minutes de

l'ajustement des têtes, une irradiation équivalente a été renouvelée par la suite en d'autres emplacements de la ligne afin de tester si elles produisent un effet détectable. Par rapport à la figure 4.14, le profil de la figure 4.15 a été obtenu après irradiation avec la diode tout d'abord 1 min à la position 0  $\mu\text{m}$ , puis 5 min à -20  $\mu\text{m}$ , et pour terminer 5 min à 20  $\mu\text{m}$  suite à un balayage de l'ensemble de la zone d'enregistrement à 532 nm pendant 450 ms. La longueur d'onde utilisée pour la diode est toujours de 473,53 nm pour l'exposition comme pour la lecture.

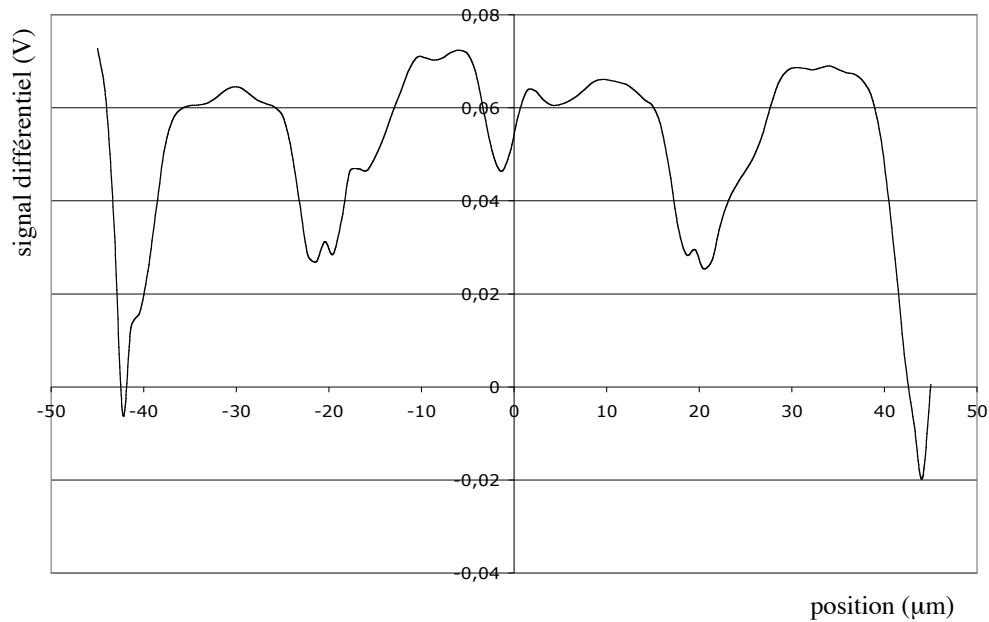


figure 4.15 : signal différentiel post-enregistrement lu à 473,53 nm suite à une exposition prolongée par la diode à -20, 0 et 20  $\mu\text{m}$

Le profil précédent montre ainsi clairement que ces irradiations localisées post-enregistrement avec la diode modifient notablement le signal différentiel. Contrairement à ce que nous pensions, la dose énergétique fournie pendant la procédure d'enregistrement ne semble donc pas suffisante pour consommer l'ensemble de la dynamique holographique du photopolymère. Par rapport à la figure 4.15, le profil de la figure 4.16 est obtenu en changeant la balance entre les deux voies de détection ainsi que la longueur d'onde de la diode, réglée à 472,7 nm comme selon la figure 4.8. Les différents creux dans le signal différentiel de la figure 4.15 sont donc toujours visibles sur la figure 4.16, ce qui semble indiquer qu'ils ne possèdent pas de sélectivité de Bragg. Pour mieux cerner l'origine d'un tel profil, les signaux obtenus sur chacune des voies de détection ont été observés simultanément sur oscilloscope numérique en plus du signal différentiel. Ces signaux sont reportés figure 4.17.

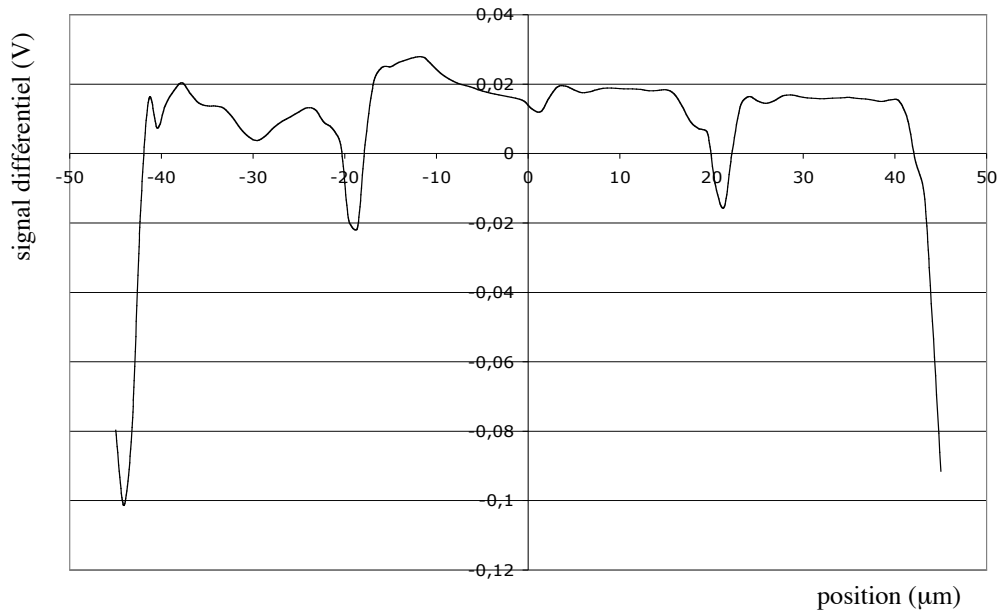


figure 4.16 : signal différentiel post-enregistrement consécutif à celui de la figure 4.15 mais lu à 472,7 nm avec une balance entre les deux voies de détection modifiée

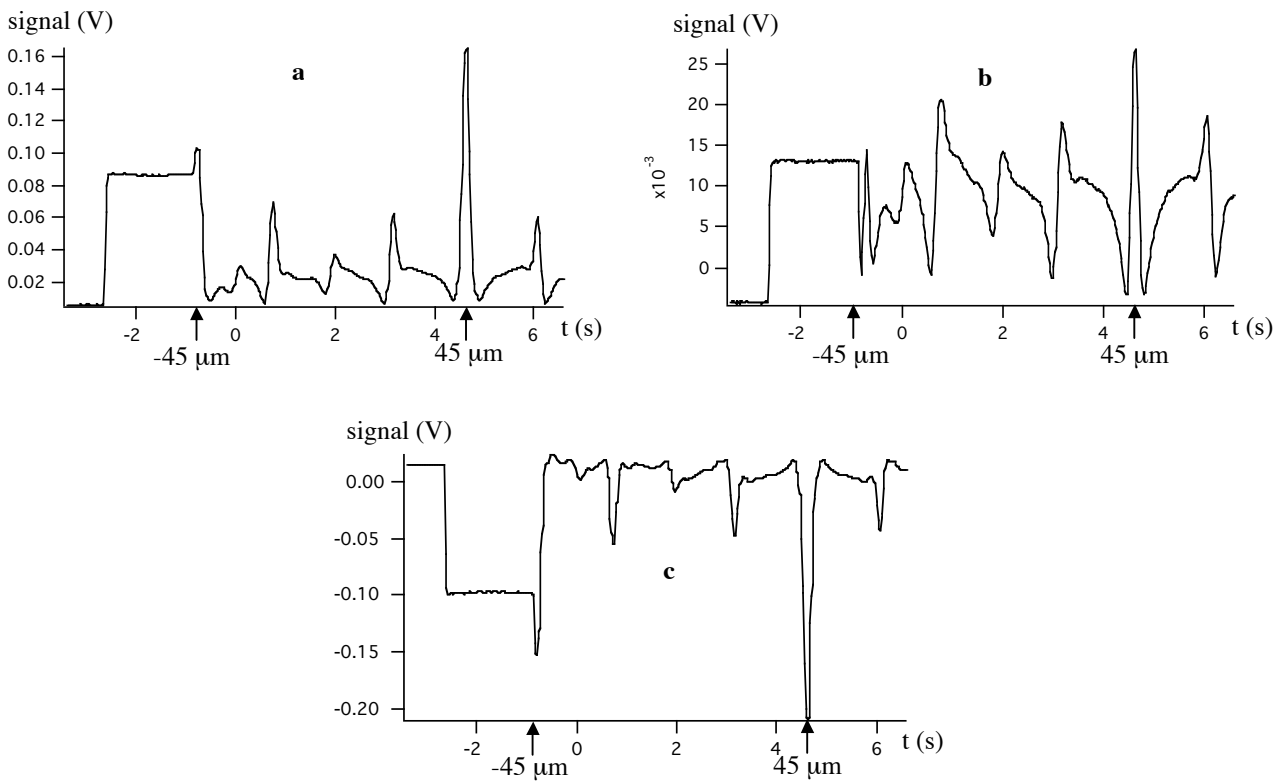


figure 4.17 : signal à l'oscilloscope numérique en fonction du temps lors du balayage de la ligne pour les voies de réflexion (a), de transmission (b) et différentielle (c) ; les deux flèches indiquent les positions extrêmes de la ligne à  $\pm 45 \mu\text{m}$

Les figures 4.16 et 4.17-c sont bien sûr identiques au bruit près, et il apparaît que les signaux sur les voies de transmission et de réflexion sont bien plus faibles que les 100 mV typiques dus à l'offset de réflexion/transmission. Ils vont même quasiment jusqu'à s'annuler

pour certaines positions. Une hypothèse pour expliquer l'origine d'un tel comportement du signal détecté est que les irradiations post-enregistrement avec la diode ont généré des lentilles d'indice dans le photopolymère. Si la variation de l'indice moyen du photopolymère est suffisamment forte dans la zone irradiée par le faisceau par rapport à la zone environnante, la lentille d'indice résultante doit pouvoir perturber notablement à la lecture la propagation des faisceaux transmis et réfléchi et leur couplage dans les fibres.

Pour ce qui concerne le fait que le photopolymère continue à réagir alors que sa dynamique holographique devrait déjà avoir été consommée, une explication peut provenir de l'intensité très importante utilisée à la lecture, qui est identique à celle d'écriture de  $2,2 \text{ kW/cm}^2$ . Rappelons que les intensités utilisées usuellement à Mulhouse sur la formulation sont de l'ordre de  $10 \text{ mW/cm}^2$ . Vu que la lecture se fait dans notre cas en un temps non négligeable de quelques secondes, il est fort probable qu'elle puisse modifier la structure de la zone précédemment irradiée pendant l'enregistrement. Un échauffement du milieu conduisant à une diminution locale de la viscosité favorise en effet les apports de matière de la zone latérale non irradiée, ce qui provoque la poursuite de la réaction de polymérisation. Un tel phénomène pourrait donc expliquer les modifications post-enregistrement du profil de signal différentiel induites par la diode (figures 4.15 à 4.17).

De premières modélisations de l'influence d'une lentille d'indice sur les signaux détectés ont été effectuées en supposant pour simplifier que la lentille est due à un faisceau qui ne diverge pas à l'intérieur du matériau. Cela revient à dire que la longueur de Rayleigh du faisceau est beaucoup plus importante que l'épaisseur de la couche d'enregistrement. Nous considérons que la réponse  $Rep$  du matériau en terme de variation d'indice normalisée en fonction de la fluence reçue  $J$  (en unités arbitraires) suit la relation suivante :

$$Rep(J) = 1 - e^{-J} \quad (4.18)$$

Cette réponse est représentée figure 4.18. Dans le cas simplifié que nous traitons ici, le déphasage  $\Phi$  supplémentaire introduit par la traversée de la lentille d'indice en fonction de la fluence  $J$  et de la position radiale  $\rho$  dans la section du faisceau gaussien l'ayant inscrite est donné par la relation :

$$\Phi(J, \rho) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n l Rep \left[ J \exp \left( -\frac{2\rho^2}{w_0^2} \right) \right] \quad (4.19)$$

où  $\Delta n$  est la variation d'indice moyen maximale inductible à partir de l'état initial considéré,  $w_0$  le col du faisceau,  $l$  l'épaisseur du matériau et  $\lambda$  la longueur d'onde de lecture.

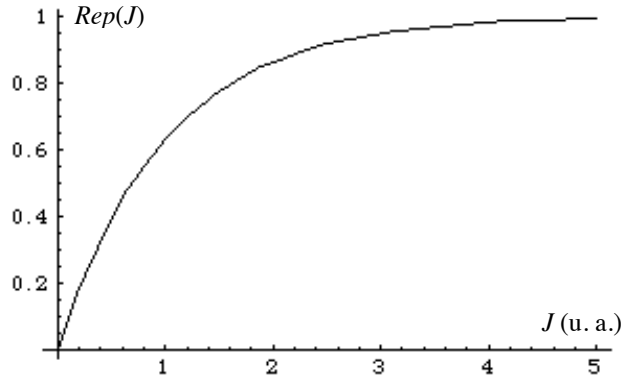


figure 4.18 : Type de variation d'indice considérée dans le matériau en fonction de la fluence reçue

Par rapport au cas sans lentille, les fractions de puissance se recouplant dans les fibres des têtes de réflexion et de transmission après traversée de la lentille peuvent être obtenues à partir de calculs de coefficients de recouvrement sur le même modèle qu'avec la relation (4.13). Les coefficients de recouvrement  $R_T$  et  $R_R$  à considérer respectivement pour les ondes transmises et réfléchies sont ainsi donnés par les relations suivantes :

$$R_T(J) = \frac{\int_0^\infty e^{i\Phi(J,\rho)} e^{-2\rho^2/w_0^2} \rho d\rho}{\int_0^\infty e^{-2\rho^2/w_0^2} \rho d\rho} \quad (4.20)$$

$$R_R(J) = \frac{\int_0^\infty e^{2i\Phi(J,\rho)} e^{-2\rho^2/w_0^2} \rho d\rho}{\int_0^\infty e^{-2\rho^2/w_0^2} \rho d\rho} \quad (4.21)$$

Les modules au carré de ces coefficients donnent les fractions de puissance recherchées.

La variation d'indice moyen typique de la formulation entre son état gélifié initial et celui obtenu une fois la dynamique holographique consommée est de l'ordre de  $2 \cdot 10^{-2}$  [Carré 04]. Pour ce qui concerne nos irradiations post-enregistrement avec la diode, il semble raisonnable d'utiliser dans nos simulations une variation d'indice maximale  $\Delta n$  de  $2 \cdot 10^{-3}$ . Les autres paramètres utilisés sont  $l = 160 \mu\text{m}$  (épaisseur effective du photopolymère mesurée par Safi Jradi à Mulhouse par spectroscopie d'absorption, donc légèrement supérieure à  $150 \mu\text{m}$ ),  $\lambda = 473 \text{ nm}$  et  $w_0 = 2 \mu\text{m}$ . Les fractions de puissance en transmission et en réflexion recherchées sont ainsi présentées en fonction de la fluence  $J$  figure 4.19. Au vu de cette figure, il apparaît nettement que la lentille d'indice peut faire diminuer considérablement le couplage des signaux transmis et réfléchis dans les fibres. L'effet sur le signal réfléchi est plus

important du fait du double passage dans la lentille, ce qui semble en accord avec les données expérimentales de la figure 4.17.

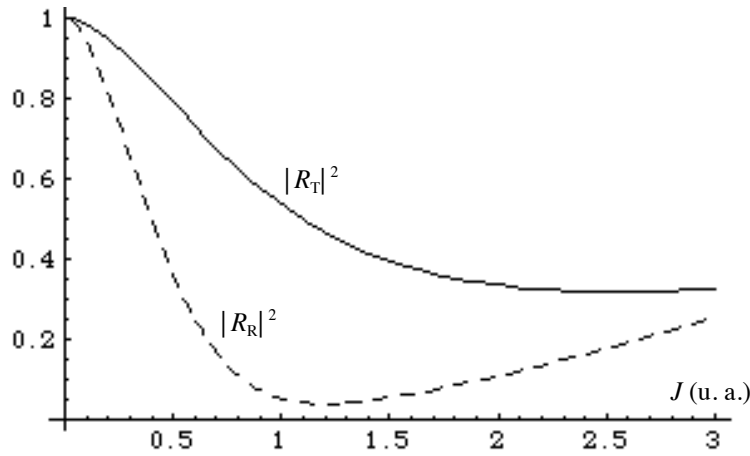


figure 4.19 : Fraction de puissance détectée en transmission et en réflexion en fonction de la fluence  $J$  construisant la lentille d'indice

Dans le cadre de l'approche simplifiée de nos calculs, les coefficients  $R_T$  et  $R_R$  sont en fait indépendants de la valeur de  $w_0$ . Ces calculs montrent néanmoins clairement que la génération d'une lentille d'indice permet d'expliquer le comportement des signaux que nous avons détectés.

### 3. Stratégie envisagée pour améliorer le montage

Pour permettre au montage de lire de manière efficace les réseaux inscrits, il est dans un premier temps nécessaire de cerner dans quelle mesure l'effet de lentille induite qui a été observé précédemment entre en compétition avec les signaux générés par les réseaux. En conservant la géométrie simplifiée précédente où le faisceau gaussien ne diverge pas dans la couche d'enregistrement, le coefficient de recouvrement de l'onde diffractée dans le profil gaussien est calculé par la relation (4.13). Ainsi, l'efficacité de diffraction  $\eta_G$  effectivement détectée pour un réseau non divergent de profil transversal gaussien est issue de la relation (4.17) en l'adaptant à cette configuration. Nous avons calculé numériquement que  $\eta_G$  est 4 fois plus faible que pour le cas d'un réseau plan. Cette efficacité de diffraction en fonction de la fluence  $J$  qui a été utilisée pour inscrire le réseau est donc :

$$\eta_G(J) = \frac{1}{4} \left( \frac{\pi \delta n l \text{Rep}(J)}{\lambda} \right)^2 \quad (4.22)$$

où  $\delta n$  est l'amplitude maximale inductible pour le réseau d'indice.

Avec le schéma de lecture différentiel de la détection homodyne effectuée dans notre montage, nous pouvons donner une estimation du signal détecté  $S_D$  à l'aide de la relation approchée (2.23). Ce signal s'annule en l'absence de réseaux et lorsque les faisceaux gaussiens transmis et réfléchis par le miroir se recouplent parfaitement dans les fibres. La relation obtenue pour une réflectivité  $|r|^2 = 50\%$  est la suivante :

$$S_D \approx |r|^2 \left( |R_R|^2 - |R_T|^2 \right) + |r| \left( |R_R| + |R_T| \right) \eta_G^{1/2} \quad (4.23)$$

celle-ci tient compte du fait que le terme de détection homodyne donné par la relation (2.23) est un facteur 2 trop grand par rapport à la résolution exacte.

L'objectif est ainsi de comparer en fonction de la fluence reçue par le matériau pour inscrire le réseau les contributions au signal détecté des deux termes de la somme de la relation (4.23). Il est bien entendu recherché un régime où le deuxième terme, impliquant l'efficacité de diffraction du réseau, est prépondérant. Pour modéliser le comportement de ces deux termes se pose la question du choix des valeurs à attribuer à la variation maximale d'indice moyen  $\Delta n$  et à l'amplitude maximale  $\delta n$  du réseau d'indice, qui sont a priori différentes. Nous avons en effet mentionné précédemment que pour les photopolymères du DPG de Mulhouse que nous utilisons, l'enregistrement à partir d'un état gélifié initial d'indice 1,49 d'un réseau en réflexion, de franges parallèles à la couche de matériau et d'interfrange 240 nm, conduit à  $\Delta n = 2.10^{-2}$  et  $\delta n = 0,9.10^{-3}$  [Carré 04]. Il semble difficile d'aboutir à  $\delta n = \Delta n$  dans un photopolymère pour les raisons suivantes [Saint-Georges 04]. Tout d'abord, la présence de lumière dans les franges sombres de la figure d'interférence d'enregistrement, qu'elle soit due à la diffusion Rayleigh par le milieu environnant ou à un taux de modulation différent de 1, est une source d'augmentation d'indice. Il est d'ailleurs à noter qu'un taux de modulation un peu inférieur à 1, donc une polymérisation dans les franges sombres, est souvent utilisé pour obtenir une meilleure stabilité de l'hologramme. En outre, la polymérisation qui a lieu dans les franges claires n'est jamais stoppée de manière complètement abrupte au passage dans les franges sombres : les chaînes polymères y continuent toujours un peu leur propagation. Ceci est donc également une source d'augmentation de l'indice moyen dans les franges sombres, et ce d'autant plus que l'interfrange de la figure d'interférence est petit. Le DPG a acquis une solide expertise sur les conditions d'enregistrement optimales pour des hologrammes en transmission, qui conduisent typiquement à  $\Delta n = 2.10^{-2}$  et  $\delta n = 5,3.10^{-3}$  pour des hologrammes d'interfrange 1  $\mu\text{m}$  [Carré 04]. L'enregistrement d'hologrammes en réflexion a en revanche été beaucoup moins étudié et les conditions d'enregistrement optimales ne sont donc pas encore connues. Les



photopolymères à base d'acrylates sont en effet moins adaptés à cette configuration car le fait d'obtenir des franges d'indice parallèles à la couche de matériau les rend beaucoup plus sensibles au rétreint dimensionnel de celles-ci. Dans le cas de réseaux en transmission présentant des franges perpendiculaires à la couche, l'interfrange est en revanche insensible au rétreint dimensionnel. Pour le cas d'un réseau en réflexion, le DPG a reporté qu'une pré-irradiation plus importante de la formulation conduit à une augmentation de son efficacité de diffraction : par rapport au  $\delta n$  de  $0,9 \cdot 10^{-3}$  indiqué ci-dessus pour une pré-irradiation usuelle, un nouveau  $\delta n$  de  $1,1 \cdot 10^{-3}$  est ainsi estimée [Carré 04]. Pour obtenir ces résultats, il apparaît que l'enregistrement d'un réseau dure au moins 20 secondes vu les intensités d'écriture utilisées et la fluence déposée lors d'un enregistrement. Il nous paraît donc possible qu'un brouillage des franges ait lieu lors de l'enregistrement et que des efficacités de diffraction encore plus importantes pourraient de ce fait être obtenues en réflexion.

Au vu de la discussion précédente, pour comparer les deux termes de la relation (4.23), les paramètres  $\Delta n = 2 \cdot 10^{-3}$  et  $\delta n = 2 \cdot 10^{-4}$  paraissent adaptés à la situation expérimentale qui a été la notre, où l'enregistrement des réseaux faisait suite à une pré-irradiation importante. L'évolution de ces deux termes en fonction de la fluence reçue est ainsi présentée figure 4.20 avec pour autres paramètres  $|r|^2 = 50\%$ ,  $l = 160 \mu\text{m}$ ,  $\lambda = 473 \text{ nm}$  et  $w_0 = 2 \mu\text{m}$ .

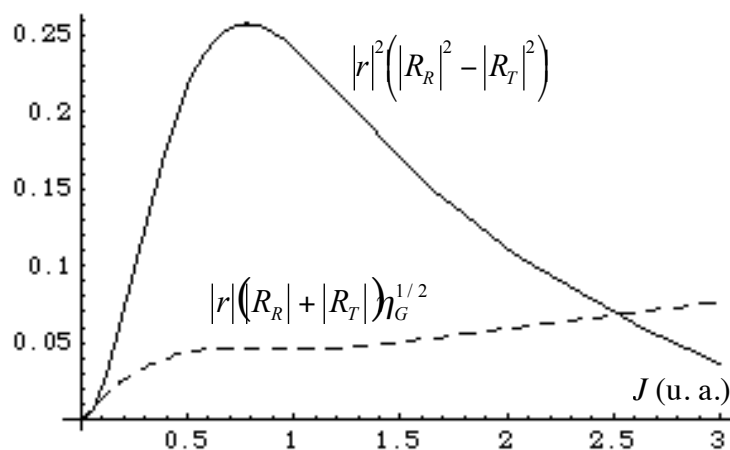


figure 4.20 : comparaison des 2 termes du signal différentiel (4.25), en trait plein l'offset dû à la lentille et en pointillé le signal dû au réseau

Les profils des courbes de cette figure ne sont bien entendu pas à considérer comme des cas généraux : ils doivent en effet dépendre entre autres de manière importante de la réponse (4.18) considérée pour le matériau. Ils sont toutefois suffisants pour conclure que les lentilles d'indice peuvent générer en détection différentielle des signaux plus importants que ceux dus aux réseaux inscrits. Elles constituent donc une gêne certaine dans le principe de stockage du

disque de Lippmann, et il paraît vraiment nécessaire de les effacer grâce à une post-irradiation adaptée afin de pouvoir détecter convenablement la présence des réseaux.

Pour ce qui est de l'intensité trop importante utilisée à la lecture, il s'avère possible de la diminuer par plusieurs moyens. Tout d'abord, il est possible d'accroître le col des faisceaux en augmentant la distance focale des deux lentilles entre lesquelles se situe l'échantillon. L'intensité à puissance donnée sera donc diminuée, et l'utilisation d'une longueur de Rayleigh plus importante permettra également de modéliser plus facilement les signaux détectés en se rapprochant du cas des réseaux plans et de simplifier encore les réglages. La réflexion sur l'interface photopolymère-substrat ne devrait pas être gênante vu qu'après discussion avec Christiane Carré, l'indice du photopolymère une fois sa dynamique holographique consommée devrait être plus proche que ce que nous pensions de celui du substrat. En outre, en supposant que la lentille d'indice peut être effacée, des signaux diffractés plus importants que prévus pourraient être générés en tolérant un rétreint optique plus important des réseaux, dans la mesure où nous possédons une deuxième diode Nichia dont le spectre d'émission est décalé de 2 nm vers le rouge par rapport à la première. Son utilisation à l'inscription et l'usage de la première diode à la lecture permettrait ainsi d'augmenter le décalage en longueur d'onde à la lecture.

Par ailleurs, le temps nécessité à la lecture pour parcourir la ligne de 90  $\mu\text{m}$  peut être diminué de manière importante en optimisant le programme LabVIEW mis en œuvre. Lors de son utilisation, la mesure du signal différentiel était effectuée après chaque déplacement pas à pas de la platine de maintien de l'échantillon, et au bout du compte la lecture prenait quelques secondes. Un net gain en rapidité serait possible en effectuant les mesures à la volée sur un échantillon en cours de déplacement, et de cette manière le balayage de la ligne en environ 50 ms paraît réaliste.

Enfin, il est tout à fait envisageable de diminuer l'intensité incidente de la diode à la lecture puisque la bande passante de 100 MHz du détecteur différentiel que nous utilisons est trop importante pour le balayage de lecture : une réduction à 100 kHz serait suffisante et permettrait de diminuer le bruit de détection, et donc de travailler avec des intensités au moins 10 fois plus faibles.

Suite à ces améliorations proposées, le dispositif est en cours de modification. De nouvelles lentilles de distances focales 3 fois plus importantes, soit de 12 mm, ont été commandées et installées. Elles vont permettre de diminuer l'intensité incidente sur l'échantillon d'environ un facteur 10 à puissance égale. En outre, la platine de translation piezo-électrique en  $x$  et en  $y$  sur laquelle est maintenu l'échantillon a été envoyée en

réparation afin de pouvoir utiliser par la suite son deuxième axe, qui était défectueux. Ceci permettra de contrôler de manière beaucoup plus précise l'homogénéité de pré et post-irradiations sur des surfaces contenant plusieurs réseaux inscrits, et rendra possible une lecture spatiale en deux dimensions de ces réseaux. La réparation n'est à l'heure actuelle toujours pas achevée et le temps a donc manqué pour tester le montage modifié.

## Conclusion

Ce chapitre présente une architecture de mémoire holographique appelée disque de Lippmann, étudiée pour mettre en œuvre de manière relativement simple le schéma de lecture par détection homodyne dans une configuration différentielle. L'étude théorique des performances de cette mémoire révèle que les capacités accessibles sont faibles, de l'ordre de celle du DVD, et indépendantes de l'épaisseur de la couche d'enregistrement. Ce dernier aspect est toutefois attractif en ce qu'il permet d'augmenter les tolérances de fonctionnement du disque en même temps que l'épaisseur de la couche, du fait de l'ouverture numérique de focalisation plus faible qui en résulte. Ainsi, l'ouverture numérique peut être facilement inférieure à 0,2, valeur pour laquelle les tolérances de focalisation sont de l'ordre de  $\pm 5 \mu\text{m}$ , à savoir plus ou moins la zone de Rayleigh. Pour de telles valeurs, les aberrations sphériques introduites par les substrats de verre de l'échantillon sont également négligeables. Par ailleurs, le débit de lecture du disque de Lippmann peut bien entendu bénéficier de l'augmentation de signal inhérente à la lecture par détection homodyne, ce qui représente facilement un gain d'un facteur 15.

La mise en œuvre expérimentale de cette architecture de mémoire a par la suite conduit à un montage basé sur une détection différentielle entre signaux transmis et réfléchi par un échantillon consistant en une couche de photopolymère déposée sur un miroir semi-réfléchissant. L'optimisation sur un simple miroir semi-réfléchissant de la sensibilité en détection de ce montage a tout d'abord été effectuée. Elle nous a permis de repérer plusieurs sources de perturbation du signal différentiel, à savoir essentiellement la présence de résonateurs Fabry-Perot parasites constitués par des éléments optiques du montage et les fluctuations de température de la diode utilisée. Au bout du compte, la sensibilité obtenue pour le montage s'avère tout à fait compatible avec nos estimations théoriques de la quantité de signal générée par des réseaux inscrits, et elle est en outre obtenue avec des réglages du montage relativement aisés. L'enregistrement et la lecture de réseaux à l'aide de ce montage dans l'échantillon de photopolymère n'ont en revanche pas pu être validés. Nous avons en

effet déterminé que les lentilles d'indice générées en cours d'enregistrement dans le matériau du fait de son rétreint optique perturbent notablement notre schéma de lecture, et les paramètres adaptés de la post-irradiation permettant de les effacer n'ont pas encore été fixés. Plusieurs améliorations du montage ont par ailleurs été proposées pour diminuer l'intensité de lecture, qui s'est avérée trop importante car susceptible d'induire de nouvelles structurations d'indice consécutives à des effets thermiques. Il est à noter que l'utilisation d'un matériau d'enregistrement présentant moins de rétreint optique, comme les photopolymères des sociétés InPhase Technologies et Aprilis spécialement développés pour le stockage holographique, aurait simplifié la mise en œuvre de notre dispositif. De plus, le second schéma de détection différentielle que nous avons proposé dans le chapitre 2, impliquant une lame de phase déposée sur le miroir pour permettre cette détection en réflexion entre les deux composantes de polarisation, serait moins perturbé par la présence des lentilles d'indice, tout comme par celle de résonateurs Fabry-Perot parasites. Les deux voies de détection sont en effet dans ce cas soumises aux mêmes perturbations au niveau de la tête d'écriture-lecture.



# Conclusion générale

Au cours de ces travaux de thèse, des études théoriques et expérimentales de mémoires holographiques microstructurées à réseaux de Lippmann ont été réalisées. L'enjeu initial et à long terme de ces études concerne la détermination et l'élaboration d'une architecture de mémoire holographique permettant d'obtenir de très hautes capacités disque proches du teraoctet, un débit de lecture de l'ordre du gigabit/s, un caractère réinscriptible, et une compatibilité possible avec les disques optiques surfaciques actuels. L'ensemble de ces caractéristiques n'est en effet à notre connaissance pas présent dans les dispositifs de stockage holographique développés de par le monde. L'architecture de mémoire retenue par le groupe Manolia de l'Institut d'Optique et développée en collaboration avec plusieurs partenaires présente potentiellement tous ces aspects, mais nécessite de nombreuses études tant au niveau du système d'écriture-lecture envisagé que du matériau d'enregistrement lui-même. Les travaux effectués pendant cette thèse ont ainsi tout d'abord contribué par des études théoriques à l'avancement de la définition des paramètres adaptés pour ce type de mémoire au niveau des deux aspects précédents. Ils ont ensuite conduit aux premiers travaux expérimentaux dans ce contexte au sein du groupe Manolia, qui ont été centrés sur l'étude de la procédure d'écriture-lecture que nous avons proposée pour la mémoire et ont permis de mettre en place deux dispositifs expérimentaux de stockage holographique.

Comme il a été présenté au cours de ce manuscrit, le projet de mémoire holographique retenu par le groupe Manolia et ses partenaires est centré sur une couche de données structurée en microfibres dans lesquelles les bits sont inscrits sous la forme de réseaux de Bragg multiplexés en longueur d'onde. Le matériau envisagé pour cela est un photopolymère dopé par des composés à transition de spin, le photopolymère servant à la structuration en microfibres et les composés à l'enregistrement des réseaux. Il est apparu au cours de cette thèse que le multiplexage en longueur d'onde de réseaux dans les composés à transition de spin semble ne pouvoir se faire qu'à condition de les exposer directement à la somme des figures d'interférence des différents réseaux que l'on désire inscrire. Forts de cet enseignement, les études théoriques que nous avons menées ont tout d'abord permis de mieux cerner l'impact de l'utilisation de ces composés, qui sont des centres moléculaires bistables, comme milieu holographique. Il s'est ainsi avéré suite à un travail de modélisation que l'aspect discret d'un tel milieu est à la source d'un bruit de discrétisation qui impose une taille maximale des centres de l'ordre de 10 nm pour obtenir un rapport signal sur bruit convenable

à la lecture. Il a par ailleurs été conclu que la non-linéarité de la réponse de ces composés semble ne générer du bruit supplémentaire que dans des proportions très limitées par rapport au cas d'une réponse linéaire. La taille maximale des centres présentée paraît en outre compatible avec les procédures de synthèse utilisées actuellement pour les composés à transition de spin. Un deuxième volet d'études théoriques a concerné plus spécifiquement la procédure d'écriture-lecture à utiliser avec les mémoires microfibrées. Il s'est avéré que le fait de disposer le matériau d'enregistrement directement sur un miroir dans une configuration de type Lippmann peut non seulement simplifier la procédure d'écriture, mais également accroître la quantité de signal utile détectée à la lecture. Cette dernière s'apparente ainsi à une détection homodyne puisque le signal détecté est l'interférence entre l'onde diffractée par les réseaux inscrits et la réflexion sur le miroir. Nous avons démontré que le gain en signal permis par cette procédure de lecture est à peu près inversement proportionnel à la racine carrée de l'efficacité de diffraction des réseaux lus, ce qui peut conduire à un accroissement de plusieurs ordres de grandeur. Ceci est donc particulièrement attractif pour augmenter le débit de lecture de la mémoire microfibrée, mais la procédure pourrait également s'appliquer à d'autres architectures de mémoires holographiques à stockage bit à bit. Nous avons enfin proposé des solutions pour optimiser le signal en détection homodyne, à savoir supprimer l'offset de réflexion du signal de lecture et permettre l'écriture et la lecture d'un bit à la même longueur d'onde quel que soit le matériau d'enregistrement. Ces solutions sont basées sur une détection différentielle et l'utilisation d'une lame de phase déposée sur le miroir de la structure.

Suite à ces études théoriques, les travaux de thèse se sont orientés vers la validation expérimentale de la lecture par détection homodyne d'hologrammes proposée pour la mémoire microfibrée. Pour cette première démonstration, un dispositif d'écriture-lecture a été mis en place en faisant en sorte de limiter les difficultés relatives au matériau et à la configuration d'enregistrement. Pour cela, un cristal photoréfractif a été choisi comme milieu holographique, et l'enregistrement et la lecture ont eu lieu dans une configuration revenant à utiliser des ondes planes, ce qui correspond bien au cadre des études théoriques menées auparavant sur la lecture par détection homodyne. La source d'enregistrement et de lecture originale développée dans ce contexte consiste en une diode superluminescente filtrée spectralement par un montage optique 4f placé entre deux réseaux de diffraction. Les faibles efficacités de diffraction du cristal ont limité l'enregistrement à deux réseaux multiplexés en longueur d'onde, la lecture étant effectuée par le biais d'une détection synchrone pour s'affranchir des sources de bruit. L'accord tout à fait convenable des résultats expérimentaux

avec leurs modélisations a conduit à une validation effective de la lecture par détection homodyne d'hologrammes, dans une configuration où le gain en signal permis par cette procédure a été estimé à plus de 500.

Avec l'acquis obtenu grâce au premier montage, un second dispositif a été mis en place afin de tester la procédure de lecture par détection homodyne dans une configuration de stockage optique plus réaliste. Celle-ci reste toutefois encore éloignée de celle envisagée à long terme avec la mémoire microfibrée. Le matériau d'enregistrement considéré est en effet cette fois une couche de photopolymère, la procédure d'inscription de réseaux consistant à focaliser directement un faisceau gaussien sur le miroir semi-réfléchissant sur lequel est déposé le photopolymère. Ceci doit permettre d'enregistrer des réseaux de taille transverse micrométrique en différents emplacements de la couche. Nous avons montré par une étude théorique des performances de stockage de cette configuration que les capacités accessibles ne sont pas supérieures à celle d'un DVD, mais que les tolérances de fonctionnement peuvent être considérablement relâchées en utilisant de faibles ouvertures numériques de focalisation. Cette configuration s'avère en outre adaptée pour tester la lecture par détection homodyne dans un schéma de détection différentielle entre les signaux réfléchis et transmis par la structure. Ceci est en effet une solution qui a été avancée pour supprimer l'offset de réflexion présent dans le signal et s'affranchir de ses fluctuations. Le montage de démonstration précédent avait résolu ce problème par l'utilisation d'une détection synchrone, dispositif qui n'est bien sûr pas envisageable pour une application pratique. Le dispositif expérimental mis en place dans le cas présent s'est avéré relativement simple à régler du fait des faibles ouvertures numériques de focalisation impliquées, et nous sommes parvenus à rendre sa sensibilité compatible avec le niveau théorique de signal que nous nous attendions à détecter. Une source de bruit propre au schéma de détection différentielle entre signaux transmis et réfléchis a ainsi en particulier été identifiée : il s'agit de filtres Fabry-Perot parasites dus à la présence de certains éléments optiques dans le montage. Au bout du compte, l'enregistrement de réseaux a été testé mais leur lecture n'a pu être validée. Nous avons en effet déterminé que les lentilles d'indice induites dans le photopolymère lors de l'enregistrement sont des sources de perturbation importantes du signal de lecture. Une solution possible pour palier à cette difficulté consisterait à effectuer une post-irradiation homogène adaptée du photopolymère afin d'effacer au moins partiellement ces lentilles. Il est toutefois à noter que le photopolymère utilisé n'est pas optimisé pour le stockage holographique, et présente un rétreint optique conséquent expliquant les lentilles d'indice importantes générées. En outre, l'implémentation d'un autre schéma de détection différentielle que nous avons proposé, basé



sur l'utilisation d'une lame de phase pour ne détecter que les composantes de polarisation du signal réfléchi, serait moins sensible à la perturbation produite par ces lentilles. Le dispositif est actuellement en cours d'adaptation au vu de ces conclusions.

Les perspectives les plus immédiates ouvertes par ces travaux de thèse sont au bout du compte la poursuite de l'optimisation de la procédure de lecture par détection homodyne dans des configurations de stockage de plus en plus abouties, et la valorisation du brevet "Mémoire holographique à détection homodyne" qui a été déposé suite à ces travaux [Pauliat 04]. D'autres aspects du projet de mémoire microfibrée sont également concernés : la meilleure compréhension du comportement des composés à transition de spin en holographie qui a été permise constitue une aide pour initier des expériences à ce niveau, et les premiers enseignements fournis par l'expérience de stockage sur photopolymère pourraient être exploités en vue d'une structuration en microfibres de ce matériau. Les travaux se poursuivent ainsi suivant ces orientations dans le groupe Manolia.

# Références

- [Alves 94] : C. Alves, G. Pauliat, G. Roosen, “Dynamic phase-encoding storage of 64 images in a BaTiO<sub>3</sub> photorefractive crystal”, *Opt. Lett.*, Vol. 19, p. 1894, 1994.
- [Alves 95] : C. Alves, *Mémoire photoréfractive à codage en phase*, Thèse de doctorat de l’Université Paris-Sud d’Orsay, 1995.
- [Amodei 71] : J. J. Amodei and D. L. Staebler, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 18, p. 540, 1971.
- [Anderson 04] : K. Anderson and K. Curtis, “Polytopic multiplexing”, *Opt. Lett.*, Vol. 29, p. 1402, 2004.
- [Awano 97] : H. Awano, S. Ohnuki, H. Shirai, and N. Ohta, “Magnetic AMplifying Magneto-Optical System (MAMMOS)”, *Proc. SPIE*, Vol. 3109, p. 83, 1997.
- [Bacher 95] : G. D. Bacher, M. P. Chiao, G. J. Dunning, M. B. Klein, B. A. Wechsler, “Ultralong dark decay measurements in BaTiO<sub>3</sub>”, *Photorefractive Materials, Effects & Devices, Technical Digest OSA*, p. 244, 1995.
- [Barbastathis 96] : G. Barbastathis, M. Levene, and D. Psaltis, “Shift multiplexing with spherical reference waves”, *Appl. Opt.*, Vol. 35, p. 2403, 1996.
- [Bechevet 05] : B. Bechevet, L. Poupinet, “Optical road map in mass storage technologies”, *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO Europe, Munich, Allemagne, 12-17 juin 2005)*.
- [Bjelkagen 96] : H. J. Bjelkagen, ed., *Selected Papers on Holographic Recording*, Vol. 130 of SPIE Milestone Series (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, Bellingham, Wash., 1996).
- [Born (1)] : M. Born, E. Wolf, “Principles of optics. Electromagnetic theory of propagation, interference, and diffraction of light”, Sixth Edition, p. 62, Cambridge University Press, 1997.
- [Born (2)] : M. Born, E. Wolf, “Principles of optics. Electromagnetic theory of propagation, interference, and diffraction of light”, Seventh Edition, p. 554, Cambridge University Press, 1999.
- [Born (3)] : M. Born, E. Wolf, “Principles of optics. Electromagnetic theory of propagation, interference, and diffraction of light”, Seventh Edition, p. 695, Cambridge University Press, 1999.
- [Brady 93] : D. Brady, D. Psaltis, “Information capacity of 3-D holographic data storage”, *Opt. and Quant. Electronics*, Vol. 25, S597, 1993.

- [Burr 97] : G. W. Burr, J. Ashley, H. Coufal, R. K. Grygier, J. A. Hoffnagle, C. M. Jefferson, and B. Marcus, "Modulation coding for pixel-matched holographic data storage", *Opt. Lett.*, Vol. 22, p. 639, 1997.
- [Burr 01] : G. W. Burr, C. M. Jefferson, H. Coufal, M. Jurich, J. A. Hoffnagle, R. M. Macfarlane, and R. M. Shelby, "Volume holographic data storage at an areal density of 250 gigapixels/in.<sup>2</sup>", *Opt. Lett.*, Vol. 26, p. 444, 2001.
- [Carré 90] : C. Carré, D.J. Lougnot, "Photopolymerizable material for holographic recording in the 450-550 nm domain", *J. Optics*, Vol. 21, p. 147, 1990.
- [Carré 99] : C. Carré, C. Heinis, C. Turck, D.J. Lougnot, "Applications of self-processing holographic polymers with a view to improving multiple holographic data storage", *Proc. SPIE - Int. Soc. Opt. Eng.*, Vol. 3802, p. 93, 1999.
- [Carré 04] : C. P. Carré, P. Saint-Georges, G. Pauliat, "Photopolymerizable materials for data storage: from photochemical investigation to customization", *Proc. SPIE*, Vol. 5464, p. 345, 2004.
- [Carretero 04] : L. Carretero, A. Murciano, S. Blaya, M. Ulibarrena and A. Fimia, "Acrylamide-*N,N'*-methylenebisacrylamide silica glass holographic recording material", *Opt. Express*, Vol. 12, p. 1780, 2004.
- [Champert 04] : P. A. Champert, V. Couderc, P. Leproux, S. Février, V. Tombelaine, L. Labonté, P. Roy and C. Froehly, "White-light supercontinuum generation in normally dispersive optical fiber using original multi-wavelength pumping system", *Opt. Express*, Vol. 12, p. 4366, 2004.
- [Cimrova 02] : V. Cimrova, D. Neher, R. Hildebrandt, M. Hegelich, A. von der Lieth, G. Marowsky, R. Hagen, S. Kostromine, and T. Bieringer, "Comparison of the birefringence in an azobenzene-side-chain copolymer induced by pulsed and continuous-wave irradiation", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 81, p. 1228, 2002.
- [Cohen 73] : C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë, "Mécanique quantique", p. 906, Editions Hermann, 1973.
- [Connes 87] : P. Connes, "Silver salts and standing waves : the history of interference colour photography", *J. Optics*, Vol. 18, p. 147, 1987.
- [Coufal 98] : H. Coufal, "Solid information", *Nature*, Vol. 393, p. 628, 1998.
- [Coufal 00] : H. J. Coufal, D. Psaltis, G. T. Sincerbox, "Holographic data storage", Springer series in optical sciences, 2000.
- [Crompvoets 05] : F. Crompvoets, F. Schuurmans, M. Balistreri, T. Tukker, G. Hooft, S. Stallinga, "High-numerical aperture holographic data storage", *International Conference on Holography, Optical Recording and Processing of Information* (Varna, Bulgarie, 21-25 mai 2005).
- [Curtis 94-a] : K. Curtis, A. Pu, and D. Psaltis, "Method for holographic storage using peristrophic multiplexing", *Opt. Lett.*, Vol. 19, p. 993, 1994.

- 
- [Curtis 94-b] : K. Curtis, D. Psaltis, “Cross talk for angle- and wavelength-multiplexed image plane holograms”, *Opt. Lett.*, Vol. 19, p. 1774, 1994.
- [Curtis 98] : K. Curtis and W. L. Wilson, U.S. Patent, PN:5,719,691, granted (1998).
- [Daneu 00] : V. Daneu, A. Sanchez, T. Y. Fan, H. K. Choi, G. W. Turner, and C. C. Cook, “Spectral beam combining of a broad-stripe diode laser array in an external cavity”, *Opt. Lett.*, Vol. 25, p. 405, 2000.
- [Denz 91] : C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen, and T. Tschudi, “Volume hologram multiplexing using a deterministic phase encoding method”, *Opt. Commun.*, Vol. 85, p. 171, 1991.
- [Dhar 98-a] : L. Dhar, K. Curtis, M. Tackitt, M. Schilling, S. Campbell, W. Wilson, A. Hill, C. Boyd, N. Levinos, and A. Harris, “Holographic storage of multiple high-capacity digital data pages in thick photopolymer systems”, *Opt. Lett.*, Vol. 23, p. 1710, 1998.
- [Dhar 98-b] : L. Dhar, M. G. Schnoes, T. L. Wysocki, H. Blair, M. Schilling, and C. Boyd, “Temperature-induced changes in photopolymer volume holograms”, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 73, p. 1337, 1998.
- [Dhar 99] : L. Dhar, A. Hale, H. E. Katz, M. L. Schilling, M. G. Schnoes, and F. C. Schilling, “Recording media that exhibit high dynamic range for digital holographic data storage”, *Opt. Lett.*, Vol. 24, p. 487, 1999.
- [Fleisher 65] : H. Fleisher, P. Pengelly, J. Reynolds, R. Schools and G. Sincerbox, “An optically accessed memory using the Lippmann process for information storage”, *Optical and electro-optical information processing*, MIT Press, 1965.
- [Freysz 04] : E. Freysz, S. Montant, S. Létard, J. F. Létard, “Single laser pulse induces spin state transition within the hysteresis loop of an Iron compound”, *Chem. Phys. Lett.*, Vol. 394, p. 318, 2004.
- [Fujiwara 03] : M. Fujiwara, M. Teshima, J. Kani, H. Suzuki, N. Takachio, and K. Iwatsuki, *J. Lightwave Technol.*, Vol. 21, p. 2705, 2003.
- [Gabor 48] : D. Gabor, “A new microscopic principle”, *Nature*, Vol. 161, p. 777, 1948.
- [Heerden 63] : P. J. van Heerden, “Theory of optical information storage in solids”, *Appl. Opt.*, Vol. 2, p. 393, 1963.
- [Hong 95] : J. H. Hong, I. McMichael, T. Y. Chang, W. Christian, and E. Peak, “Volume holographic memory systems – techniques and architectures”, *Opt. Eng.*, Vol. 34, p. 2193, 1995.
- [Horimai 04] : H. Horimai, L. Jun, “A novel collinear setup for holographic data storage system”, *Proc. SPIE*, Vol. 5380, p. 297, 2004.
- [Horimai 05] : H. Horimai, X. Tan, and J. Li, “Collinear holography”, *Appl. Opt.*, Vol. 44, p. 2575, 2005.
- [Hsieh 01] : M.-L. Hsieh, K. Y. Hsu, “Grating detuning effect on holographic memory in photopolymers”, *Opt. Eng.*, Vol. 40, p. 2125, 2001.

- 
- [Hsu 03] : K. Y. Hsu, S. H. Lin, Y.-N. Whang, “Experimental characterization of phenanthrenequinone-doped poly(methyl methacrylate) photopolymer for volume holographic storage”, *Opt. Eng.*, Vol. 42, p. 1390, 2003.
- [Hyot 03] : B. Hyot, L. Poupinet, P. J. Desré, “Stabilisation of the amorphous state of a thin layer sandwiched between two crystals”, *Thin Solid Films*, Vol. 444, p. 290, 2003.
- [Imai 03] : T. Imai, T. Kurihara, S. Yagi, Y. Kurokawa, M. Endo, and T. Tanabe, “Orthogonal aperture multiplexing for multilayered waveguide holographic read-only memories”, *Appl. Opt.*, Vol. 42, p. 7085, 2003.
- [Jansson 80] : T. Jansson, “Shannon number of an image and structural information capacity in volume holography”, *Optica Acta*, Vol. 27, p. 1335, 1980.
- [Kaneko 92] : M. Kaneko, K. Aratani, and M. Ohta, “Multilayered magneto-optical disks for magnetically induced superresolution”, *Jpn. J. Appl. Phys.*, Vol. 31, p. 568, 1992.
- [Ke 03] : X. Ke, X. Yan, N. Srisanit, M. Wang, J. Yang, X. Huang, S. Zhong, “Holographic storage in carbazole-azo binary compound doped polymer”, *Opt. Commun.*, Vol. 217, p. 69, 2003.
- [Kerekes 02] : A. Kerekes, E. Lörincz, P. S. Ramanujam, S. Hvilsted, “Light scattering of thin azobenzene side-chain polyester layers”, *Opt. Commun.*, Vol. 206, p. 57, 2002.
- [Kewitsch 96] : A. S. Kewitsch and A. Yariv, “Self-focusing and self-trapping of optical beams upon photopolymerisation”, *Opt. Lett.*, Vol. 21, p. 24, 1996.
- [Kogelnik 69] : H. Kogelnik, “Coupled wave theory for thick hologram gratings”, *Bell Syst. Tech. J.*, Vol. 48, p. 2909, 1969.
- [Kukhtarev 79] : N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin, and V. L. Vinetskii, “Holographic storage in electrooptics crystals. I. Steady state”, *Ferroelectrics*, Vol. 22, p. 949, 1979.
- [Kwon 03] : O-P. Kwon, S.-H. Lee, G. Montemezzani and P. Günter, “Highly efficient photorefractive composites based on layered photoconductive polymers”, *J. Opt. Soc. Am. B*, Vol. 20, p. 2307, 2003.
- [Labeyrie 98] : A. Labeyrie, J. P. Huignard and B. Loiseaux, “Optical data storage in microfibers”, *Opt. Lett.*, Vol. 23, p. 301, 1998.
- [Labeyrie 04] : A. Labeyrie, “Disks with microfibers” , *COST P8 Meeting* (Paris, France, 16-17 septembre 2004).
- [Landau] : L. Landau et E. Lifchitz, “Electrodynamique des milieux continus”, p. 331, Editions Mir, Moscou.
- [Leith 62] : E. Leith and J. Upatnieks, “Wavefront reconstruction and communication theory”, *J. Opt. Soc. Am.*, Vol. 52, 1962.
- [Leith 66] : E. N. Leith, A. Kozma, J. Upatnieks, J. Marks, and N. Massey, “Holographic data storage in three-dimensional media”, *Appl. Opt.*, Vol. 5, p. 1303, 1966.

- [Létard 04] : J.-F. Létard, P. Guionneau, L. Goux-Capes, Towards Spin Crossover Applications. Eds. P. Gütllich and H. A. Goodwin, "Spin Crossover in Transition Metal Compounds", Topics in Current Chemistry, Springer WienNewYork, Vol. 235, p. 221, 2004.
- [Li 94] : H.-Y. S. Li and D. Psaltis, "Three-dimensional holographic disks", *Appl. Opt.*, Vol. 33, p. 3764, 1994.
- [Linde 74] : D. von der Linde, A. M. Glass, and K. F. Rodgers, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 25, p. 155, 1974.
- [Liu 03] : H. W. Liu, K. Matsuda, Z. Z. Gu, K. Takahashi, A. L. Cui, R. Nakajima, A. Fujishima, and O. Sato, "Reversible valence tautomerism induced by a single-shot laser pulse in a Cobalt-Iron Prussian blue analog", *Phys. Rev. Lett.*, Vol. 90, p. 167403-1, 2003.
- [Maire 05-a] : G. Maire, G. Pauliat, G. Roosen, "The holographic Lippmann disk : data storage performance modeling", *International Conference on Holography, Optical Recording and Processing of Information*, Varna (Bulgarie), 21-25 mai 2005.
- [Maire 05-b] : G. Maire, G. Pauliat, G. Roosen, "Homodyne detection applied to bit-oriented holographic memories", *Conference on Lasers and Electro-Optics*, Munich, 12-17 juin 2005.
- [Maire 05-c] : G. Maire, G. Pauliat, G. Roosen, "Bit-oriented Lippmann and microfiber holographic memories", *Tenth International Conference on Photorefractive Effects, Materials and Devices* (Sanya, Chine, 19-23 juillet 2005), OSA Trends in Optics and Photonics Series, Vol. 99, p. 637, 2005.
- [Maire 05-d] : G. Maire, G. Pauliat, G. Roosen, "Homodyne detection readout for bit-oriented holographic memories", *Opt. Lett.*, à paraître (accepté le 10/10/2005).
- [McLeod 05] : R. R. McLeod, A. J. Daiber, M. E. McDonald, T. L. Robertson, T. Slagle, S. L. Sochava, and L. Hesselink, "Microholographic multilayer optical disk data storage", *Appl. Opt.*, Vol. 44, p. 3197, 2005.
- [Micheron 72] : F. Micheron and G. Bismuth, *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 20, p. 79, 1972.
- [Mok 91] : F. H. Mok, M. C. Tackitt, and H. M. Stoll, "Storage of 500 high-resolution holograms in a LiNbO<sub>3</sub> crystal", *Opt. Lett.*, Vol. 16, p. 605, 1991.
- [Mok 93] : F. H. Mok, "Angle-multiplexed storage of 5000 holograms in lithium niobate", *Opt. Lett.*, Vol. 18, p. 915, 1993.
- [Mok 96] : F. H. Mok, G. W. Burr, and D. Psaltis, "System metric for holographic memory systems", *Opt. Lett.*, Vol. 21, p. 896, 1996.
- [Oadian 81] : G. Oadian, *Principles of Polymerisation*, John Wiley and Sons, New York, Second Ed., 1981.
- [Orlic 01] : S. Orlic, S. Ulm and H. J. Eichler, "3D bit-oriented optical storage in photopolymers", *J. Opt. A*, Vol. 3, p. 72, 2001.

- [Orlic 04] : S. Orlic, E. Dietz, S. Frohmann, C. Mueller, R. Schoen, M. Trefzer, H. J. Eichler, “High density multilayer recording of microgratings for optical data storage”, *Proc. SPIE*, Vol. 5521, p. 161, 2004.
- [Orlov 04] : S. S. Orlov, W. Phillips, E. Bjornson, Y. Takashima, P. Sundaram, L. Hesselink, R. Okas, D. Kwan, and R. Snyder, “High-transfer-rate high-capacity holographic disk data-storage system”, *Appl. Opt.*, Vol. 43, p. 4902, 2004.
- [Ortuno 05] : M. Ortuno, S. Gallego, C. Garcia, C. Neipp, and I. Pascual, “Clarifications to the paper « Holographic characteristics of a 1-mm-thick photopolymer to be used in holographic memories »”, *Appl. Opt.*, Vol. 44, p. 1448, 2005.
- [Pauliat 00] : G. Pauliat et G. Roosen, chapitre “L’effet photoréfractif” dans *L’optique non linéaire et ses matériaux*, collection SFO vol. 6 EDP Sciences, 2000.
- [Pauliat 04] : G. Pauliat, G. Maire, G. Roosen, brevet d’invention français n° 04/53091 “Mémoire holographique à détection homodyne”, déposé le 20 décembre 2004.
- [Pu 96] : A. Pu and D. Psaltis, “High-density recording in photopolymer-based holographic three-dimensional disks”, *Appl. Opt.*, Vol. 35, p. 2389, 1996.
- [Piazzolla 96] : S. Piazzolla and B. K. Jenkins, “Holographic grating formation in photopolymers”, *Opt. Lett.*, Vol. 21, p. 1075, 1996.
- [Rahn 01] : M. D. Rahn, D. P. West, K. Khand, J. D. Shakos, and R. M. Shelby, “Digital holographic data storage in a high-performance photorefractive polymer composite”, *Appl. Opt.*, Vol. 40, p. 3395, 2001.
- [Rakuljic 92] : G. A. Rakuljic, V. Levya, and A. Yariv, “Optical data storage by using orthogonal wavelength-multiplexed volume holograms”, *Opt. Lett.*, Vol. 17, p. 1471, 1992.
- [Richter 04] : H. Richter, “Blue laser drive technology for high areal density and volumetric optical data storage”, *COST P8 Meeting* (Paris, France, 16-17 septembre 2004).
- [Rubin 94] : K. A. Rubin, H. J. Rosen, W. W. Tang, W. Imaino, and T. C. Strand, “Multilevel volumetric optical disk storage”, *Proc. SPIE*, Vol. 2338, p. 247, 1994.
- [Saitoh 95] : T. Saitoh, M. Kouroggi, and M. Ohtsu, “A waveguide-type optical-frequency comb generator”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 7, p. 197, 1995.
- [Saint-Georges 04] : P. Saint-Georges, *Création d’éléments optiques diffractifs par photoréticulation autodéveloppante*, Thèse de doctorat de l’Université de Haute-Alsace, 2004.
- [Salet 05] : P. Salet, G. Lucas-Leclin, G. Roger, P. Georges, P. Bousselet, C. Simonneau, D. Bayart, S.C. Auzanneau, N. Michel, M. Calligaro, O. Parillaud, M. Lecomte, M. Krakowski, “Spectral beam combining of a single-mode 980-nm laser array for pumping Erbium-doped fiber amplifiers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 17, p. 738, 2005.

- [Sanjoh 97] : H. Sanjoh, H. Yasaka, Y. Sakai, K. Sato, H. Ishii, and Y. Yoshikuni, "Multiwavelength light source with precise frequency spacing using a mode-locked semiconductor laser and an arrayed waveguide grating filter", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 9, p. 818, 1997.
- [Schnoes 99] : M. G. Schnoes, L. Dhar, M. L. Schilling, S. S. Patel, and P. Wiltzius, "Photopolymer-filled nanoporous glass as a dimensionally stable holographic recording medium", *Opt. Lett.*, Vol. 24, p. 658, 1999.
- [Schnoes 03] : M. Schnoes, B. Ihas, A. Hill, L. Dhar, D. Michaels, S. Setthachayanon, G. Schomberger and W. L. Wilson, "Holographic data storage media for practical systems", *Proc. SPIE*, Vol. 5005, p. 29, 2003.
- [Shelby 97] : R. M. Shelby, J. A. Hoffnagle, G. W. Burr, C. M. Jefferson, M.-P. Bernal, H. Coufal, R. K. Grygier, H. Günther, R. M. Macfarlane, and G. T. Sincerbox, "Pixel-matched holographic data storage with megabit pages", *Opt. Lett.*, Vol. 22, p. 1509, 1997.
- [Shelby 00] : R. M. Shelby, D. A. Waldman and R. T. Ingwall, "Distortions in pixel-matched holographic data storage due to lateral dimensional change of photopolymer storage media", *Opt. Lett.*, Vol. 25, p. 713, 2000.
- [Solymar 96] : L. Solymar, D. J. Webb, and A. Grunnet-Jepsen, "The physics and applications of photorefractive materials", *Oxford Series in Optical and Imaging Sciences*, 11, Clarendon Press, Oxford 1996.
- [Steckman 01] : G. J. Steckman, A. Pu, and D. Psaltis, "Storage density of shift-multiplexed holographic memory", *Appl. Opt.*, Vol. 40, p. 3387, 2001.
- [Takara 00] : H. Takara, T. Ohara, K. Mori, K. Sato, E. Yamada, Y. Inoue, T. Shibata, M. Abe, T. Morioka and K-I. Sato, "More than 1000 channel optical frequency chain generation from single supercontinuum source with 12.5 GHz channel spacing", *Electron. Lett.*, Vol. 36, p. 2089, 2000.
- [Tanasa 05] : R. Tanasa, C. Enachescu, A. Stancu, J. Linares, E. Codjovi, F. Varret, "First-order reversal curve analysis of spin-transition thermal hysteresis in terms of physical-parameter distributions and their correlations", *Phys. Rev. B*, Vol. 71, p. 014431, 2005.
- [Terris 96] : B. D. Terris, H. J. Mamin, and D. Rugar, "Near-field optical data storage", *Appl. Phys. Lett.*, Vol. 68, p. 141, 1996.
- [Tipton 94] : D. Tipton, M. Armstrong, and S. Stevenson, "Improved process of reflection holography replication and heat processing", *Proc. SPIE*, Vol. 2176, p. 172, 1994.
- [Tomita 05] : Y. Tomita, "Holographic manipulation of nanoparticle-distribution morphology in photopolymers and its applications to volume holographic recording and nonlinear photonic crystals", *Tenth International Conference on Photorefractive Effects, Materials and Devices* (Sanya, Chine, 19-23 juillet 2005), OSA Trends in Optics and Photonics Series, Vol. 99, p. 274, 2005.
- [Tomlinson 85] : W. J. Tomlinson and E. A. Chandross, "Organic photochemical refractive-index image recording systems", *Advances in Photochemistry*, Vol. 12, p. 201, 1985.



- 
- [Trentler 04] : T. Trentler, B. Ihas, M. Cole, F. Askham, M. Schnoes, S. Quirin, D. Michaels, J. Carter, W. Wilson, A. Hill, C. Stanhope, and L. Dhar, “Blue-sensitive rewriteable holographic media”, *Proc. SPIE*, Vol. 5380, p. 439, 2004.
- [Ujvari 04] : T. Ujvari, P. Koppa, M. Lovasz, P. Varhegyi, S. Sajti, E. Lörincz and P. Richter, “A secure data storage system based on phase-encoded thin polarization holograms”, *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, Vol. 6, p. 401, 2004.
- [Varhegyi 03] : P. Varhegyi, A. Kerekes, S. Sajti, F. Ujhelyi, P. Koppa, G. Szarvas, E. Lorincz, “Saturation effect in azobenzene polymers used for polarization holography”, *Appl. Phys. B*, Vol. 76, p. 397, 2003.
- [Veselka 98] : J. J. Veselka and S. K. Korotky, “A multiwavelength source having precise channel spacing for WDM systems”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, Vol. 10, p. 958, 1998.
- [Vormann 84] : H. Vormann and E. Krätzig, *Solid State Commun.*, Vol. 49, p. 843, 1984.
- [Waldman 96] : D. A. Waldman, R. T. Ingwall, P. K. Dhal, M. G. Horner, E. S. Kolb, H.-Y. S. Li, R. A. Minns, and H. G. Schild, “Cationic Ring-Opening Photopolymerization Methods for Volume Hologram Recording”, *Proc. SPIE*, Vol. 2689, p.127, 1996.
- [Waldman 97] : D. A. Waldman, H.-Y. S. Li, and M. G. Horner, “Volume shrinkage in slant fringe gratings of a cationic ring-opening holographic recording material”, *J. Imaging Sci. Technol.*, Vol. 41, p.497, 1997.
- [Waldman 98] : D. A. Waldman, H.-Y. S. Li, and E. A. Cetin, “Holographic recording properties in thick films of ULSH-500 photopolymer”, *Proc. SPIE*, Vol. 3291, p. 89, 1998.
- [Waldman 03] : D. A. Waldman, C. J. Butler and D. H. Raguin, “CROP holographic storage media for optical data storage at greater than 100 bits/ $\mu\text{m}^2$ ”, *Proc. SPIE*, Vol. 5216, p.10, 2003.
- [Wang 04] : P. Wang, B. Ihas, M. Schnoes, S. Quirin, D. Beal, S. Setthachayanon, T. Trentler, M. Cole, F. Askham, D. Michaels, S. Miller, A. Hill, W. Wilson, and L. Dhar, “Photopolymer media for holographic storage at around 405 nm”, *Proc. SPIE*, Vol. 5380, p. 283, 2004.
- [Wilson 04] : W. L. Wilson, K. Anderson, K. Curtis, and L. Dhar, “Towards the commercial realization of high performance holographic data storage”, *Proc. SPIE*, Vol. 5521, p. 29, 2004.