

ORSAY

N° D'ORDRE:

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

THESE

présentée pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

PAR

François GRELET

SUJET

Holographie spectro/temporelle: adressage par codage de phase

Soutenue le 3 Juillet 1997 devant la Commission d'examen

Mme Anita PICARD

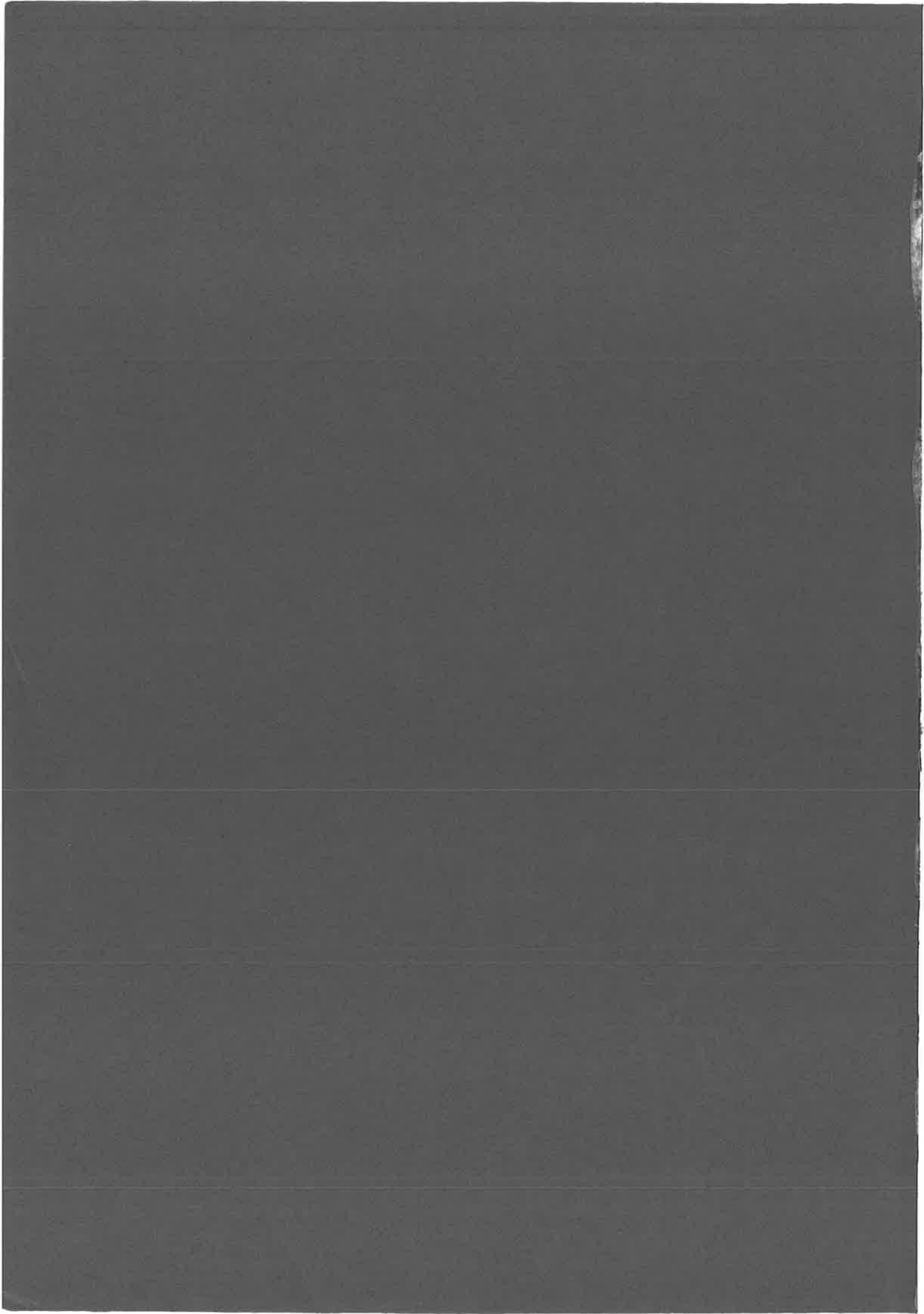
MM. Daniel DOLFI

Claude FROEHLI, Rapporteur

Jean-Louis LE GOUËT

Gérald ROOSEN

Fabrice VALLEE, Rapporteur



ORSAY

N° D'ORDRE:

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

THESE

présentée pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES

DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

PAR

François GRELET

SUJET

Holographie spectro/temporelle: adressage par codage de phase

Soutenue le 3 Juillet 1997 devant la Commission d'examen

Mme Anita PICARD

MM. Daniel DOLFI

Claude FROEHLI, Rapporteur

Jean-Louis LE GOUËT

Gérald ROOSEN

Fabrice VALLEE, Rapporteur

MERCI

Je remercie Madame Catherine Bréchnac et Monsieur Christian Colliex de m'avoir accueilli au laboratoire.

Je remercie chaleureusement Jean-Louis Le Gouët d'avoir dirigé mon travail avec patience, dévouement et gentillesse durant trois ans. Je garderai de lui le souvenir d'un esprit brillant, perspicace, allié à de grandes qualités humaines. Le capital qu'il m'a apporté durant ces années me sera d'un grand secours pour l'avenir. Je souhaite à tout thésitif d'avoir la chance de rencontrer quelqu'un de cette envergure.

Je remercie Jean-Pierre Galaup pour sa bonne humeur, ses conseils, son optimisme. J'ai passé de très bons moments à discuter avec lui. Je garderai en mémoire la clarté et la pédagogie avec laquelle il répond aux questions scientifiques.

Je remercie Ivan Lorgeré pour sa disponibilité et ses encouragements. Sa présence et son soutien durant ma troisième année se sont révélés essentiels. J'espère que ce lien amical perdurera dans l'avenir.

Je remercie Mingzhen Tian avec qui j'ai partagé ces trois années de thésitif. Les discussions que nous avons eu m'ont aidé à percevoir un peu mieux l'identité culturelle de la Chine. Je garderai en mémoire sa gentillesse et son sourire, qu'elle sait conserver dans des conditions de vie difficiles, ainsi que la petite musique chinoise qu'elle fredonne en travaillant.

Je remercie Donatella Pavolini pour ses coups de gueules à l'italienne.

Je remercie Boïchan pour son amitié durant ces trois années et lui souhaite bonne chance pour l'avenir.

Je remercie Alain Richard pour sa disponibilité et le temps passé à résoudre mes problèmes liés à l'informatique. Ses connaissances et son efficacité ont été indispensables à la réalisation de notre expérience.

Je remercie l'ensemble des personnes du laboratoire, et principalement les spécialistes de l'électronique et de la mécanique pour les services qu'ils ont apportés tout au long de ce travail.

Je remercie Madame A. Picard, ainsi que Messieurs D. Dolfi, C. Froehly, G. Roosen, et F. Vallée pour l'intérêt qu'ils ont manifesté à mon travail en acceptant de faire partie du jury.

Je remercie ma fiancée, Marie, pour sa joie de vivre, son sourire, son rire, ses dîners, et son soutien durant ma thèse. La solidité de notre attachement m'a aidé à surmonter les difficiles moments de stress et de doutes. Je lui dédis ce document de thèse.

Je remercie mes parents pour le soutien et la sécurité qu'ils m'ont toujours apporté. Je les remercie de m'avoir toujours donné le choix.

Je remercie mes soeurs France et Emmanuelle pour leur amitié et pour tous les bons moments que nous avons passé ensemble.

Je remercie ma grand-mère, pour sa gentillesse et sa franchise.

Je remercie tous mes amis pour leur amitié et leur soutien épicurien.

Je remercie Monsieur et Madame Girard.

Je remercie Paul Bocuse d'avoir promu la gastronomie française dans le monde entier.

Je garderai une pensée ironique pour la création des demi-postes ATER. A quand les quarts et les huitièmes de poste? Le bon sens n'est-il pas de sélectionner à 23 ans plutôt qu'à 27 ? Le parcours universitaire classique débouchant sur la recherche (hors Ecole Normale Supérieure) n'est-il pas en passe de devenir un fournisseur de main d'oeuvre "kleenex" bon marché ?

"We are all in the gutter, but some of us are looking at stars...", Oscar Wilde.

TABLE DES MATIERES

CHAPITRE I: INTRODUCTION	5
---------------------------------	----------

CHAPITRE II: DE L'HOLOGRAPHIE SPATIALE A L'HOLOGRAPHIE TEMPORELLE 13

A - HOLOGRAPHIE DANS UN MATERIAU NON SELECTIF EN FREQUENCE	13
A-1 - Introduction à l'holographie spatiale	13
A-2 - Propriétés liées à la troisième dimension spatiale d'un hologramme	15
A-2-1 - Hologramme mince	15
A-2-2 - Hologramme épais: filtre des fréquences spatiales	17
A-2-3 - Hologramme épais: filtre des composantes spectrales	19
A-3 - Holographie temporelle	21
B - HOLOGRAPHIE DANS UN MATERIAU SELECTIF EN FREQUENCE	24
B-1 - Une « plaque photographique spectrale »	24
B-1-1 - « Hole burning » spectral permanent	24
B-1-2 - Mémoire d'hologrammes spatiaux de haute capacité	28
B-1-3 - Capacité de stockage	29
B-2 - Holographie temporelle	30
B-3 - Analyse spectrale de l'holographie temporelle	33
C - CONCLUSION	37

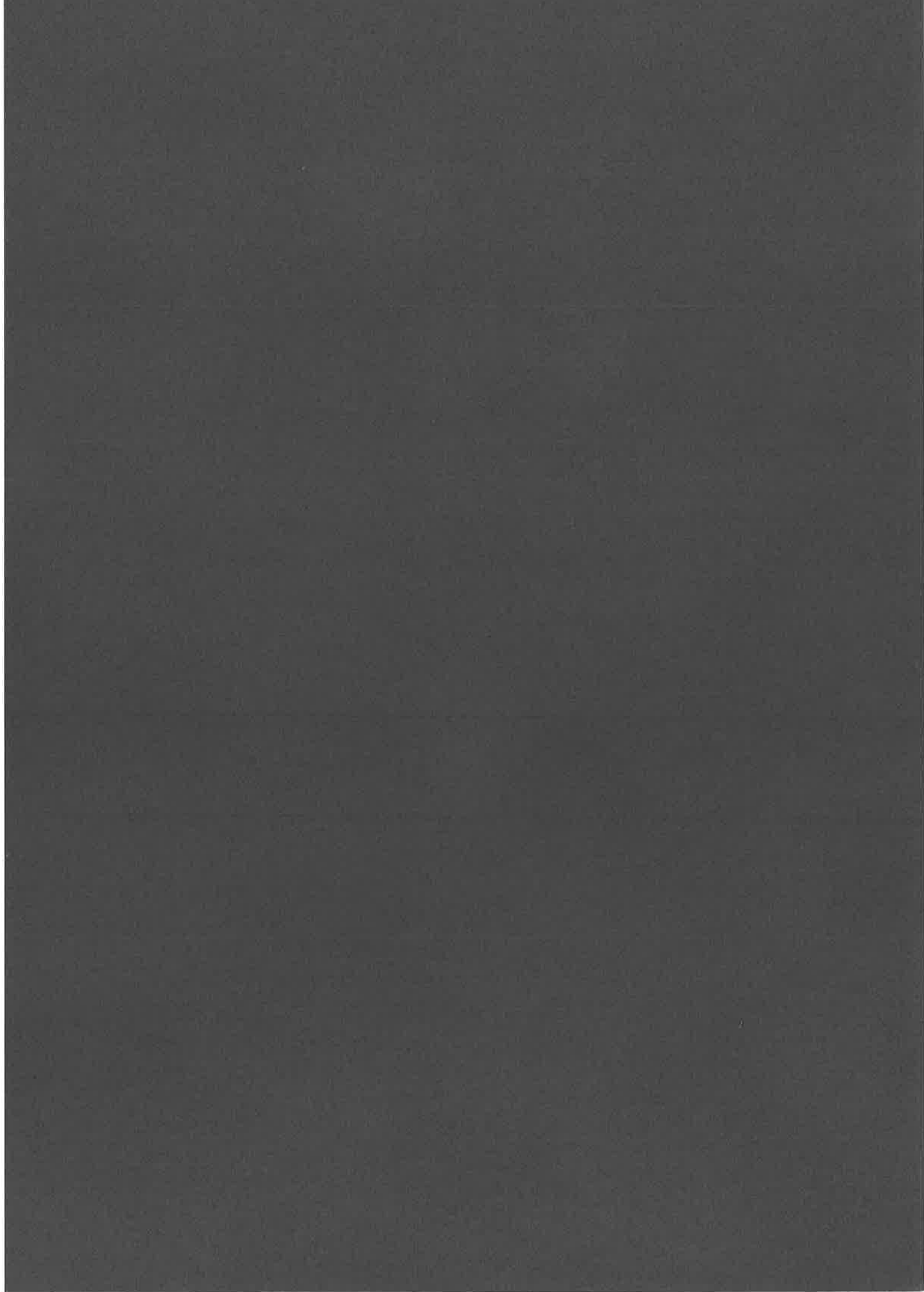
CHAPITRE III: MEMOIRE SPECTRALE A ACCES ALEATOIRE RAPIDE 39

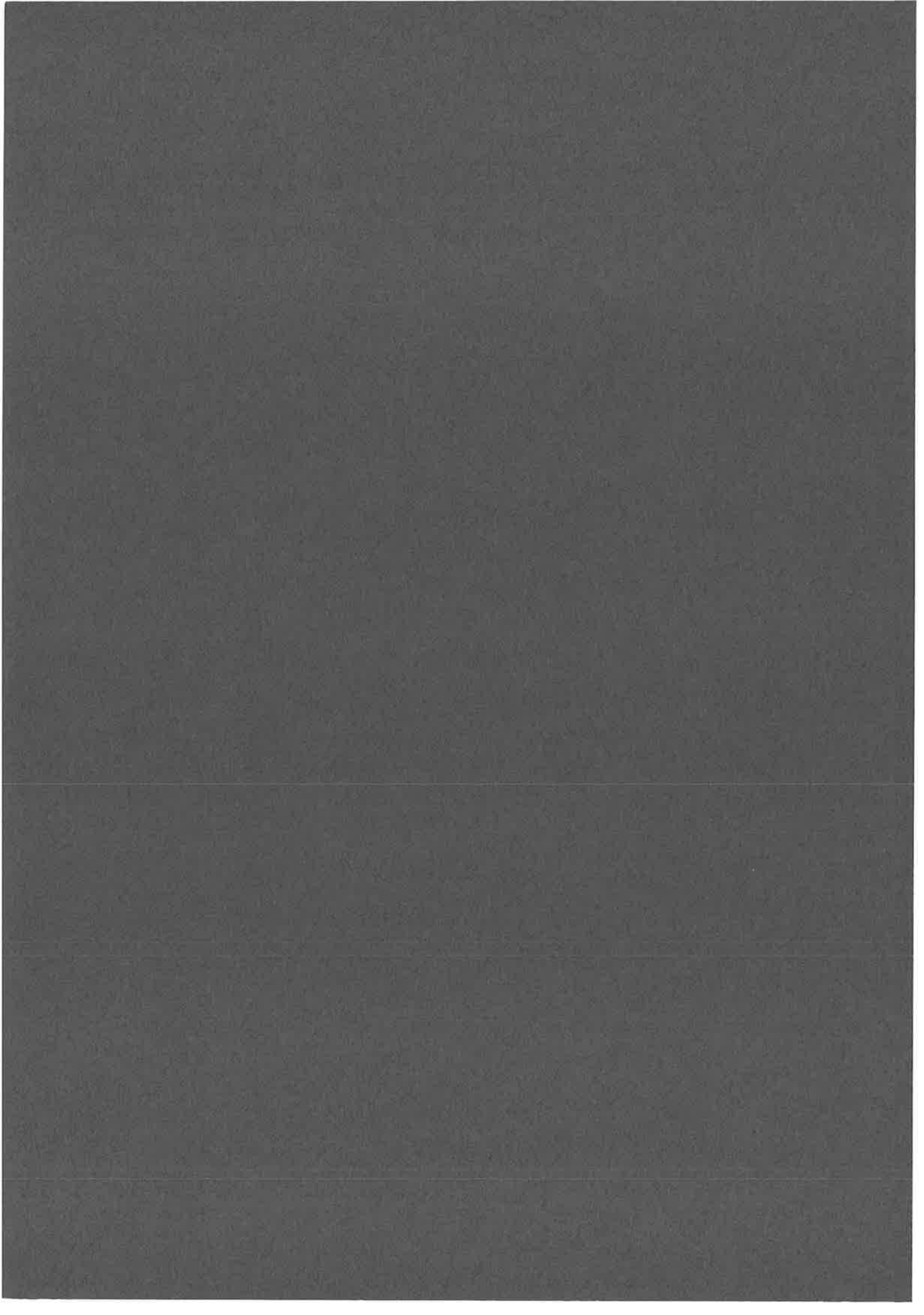
A - INTRODUCTION	39
B - ADRESSAGE DE PHASE SPECTRAL ET DETECTION PAR CORRELATION	41
B-1 - Adressage par codage de phase spectral	41

B-2 - Un choix particulier de codes orthogonaux: les fonctions de Hadamard	46
B-3 - Détection par corrélation	51
B-4 - Utilisation d'une source de lumière incohérente	52
C - EXPERIENCE	54
C-1 - Dispositif expérimental	54
C-1-1 - Présentation générale	54
C-1-2 - Source laser	56
C-1-3 - Corrélateur	56
C-1-4 - Dispositif de mise en forme spectrale	58
C-1-5 - Matériau PSHB	65
C-2 - Résultats expérimentaux	67
C-2-1 - Profils temporels des fonctions d'adressage analysés par corrélation	67
C-2-2 - Gravure et lecture des données adressées par codage de phase spectral	72
C-3 - Discussion	74
D - CONCLUSION	78
CHAPITRE IV: DISPOSITIF DE MISE EN FORME SPECTRALE	83
A - INTRODUCTION	83
B - REGLAGES CRITIQUES POUR LE CONTROLE DE LA DISPERSION	85
B-1 - Procédure de réglage du dispositif de mise en forme	85
B-2 - Réseaux conjugués - télescope imparfaitement réglé	86
B-3 - Télescope réglé - réseaux imparfaitement conjugués	90
B-4 - Calcul de la dispersion induite par la traversée des lentilles	92
B-5 - Résultats expérimentaux	93
C - RESOLUTION SPECTRALE: DIMENSION FINIE DES OPTIQUES	95
C-1 - Rappels d'optique	95
C-2 - Résolution spectrale	97
C-2-1 - Echantillon et modulateur conjugués	97
C-2-2 - Dimension finie des optiques, conjugaison imparfaite	102
C-2-2-1 - Tache de diffraction très inférieure à la dimension d'un pixel	103
C-2-2-2 - Tache de diffraction supérieure à la dimension d'un pixel	103
C-3 - Conjugaison imparfaite: calcul détaillé	105
C-4 - Résultats expérimentaux	108

C-4-1 - Etude qualitative	108
C-4-2 - Ecart à la position de conjugaison et diaphonie	111
D - CONCLUSION	114
CHAPITRE V: CARACTERISATION DU MODULATEUR SPATIAL DE LUMIERE	117
A - INTRODUCTION	117
B - DESCRIPTION ET FONCTIONS D'UN SLM	120
B-1 - Les principales mésophases des cristaux liquides	120
B-2 - Les propriétés des mésophases	123
B-2-1 - Ferroélectricité et chiralité	123
B-2-2 - Anisotropie optique	125
B-3 - Modulateur à cristaux liquides ferroélectriques: dispositif SSFLC en phase SmC*	125
B-3-1 - Modèle simple	125
B-3-2 - Structure en chevron	127
B-3-3 - Application d'un champ électrique extérieur	129
B-4 - Autres modulateurs standards	130
B-4-1 - Les modulateurs à cristaux liquides nématiques	130
B-4-2 - Les modulateurs à cristaux liquides électrocliniques	132
B-5 - Fonctions d'obturation et de déphasage	133
B-5-1 - Fonction d'obturation	133
B-5-2 - Fonction de déphasage	135
C - CARACTERISTIQUES DU MODULATEUR	137
C-1 - Propriétés de transmission dans les différentes configurations	137
C-1-1 - Fonctions d'obturation et de déphasage: protocole expérimental	137
C-1-2 - Etude de la transmission des pixels: existence d'invariants	139
C-2 - Angle de basculement des molécules et inclinaison des chevrons	141
C-3 - Différence de marche entre les lignes neutres et épaisseur de la cellule	143
D - DIAPHONIE ENTRE LES ADRESSES CODEES EN PHASE	146
D-1 - Première approche: faible résolution spatiale	146
D-1-1 - Protocole de construction des fonctions de transmission	146
D-1-2 - Calcul de la diaphonie	148
D-1-3 - Validité des hypothèses	150
D-2 - Deuxième approche: haute résolution spatiale	155

D-2-1 - Mesure du module et de la phase de la transmission des régions interpixel	155
D-2-2 - Validation du modèle par comparaison avec la transformée optique	157
D-2-3 - Diaphonie induite par la région interpixel	159
E - CONCLUSION	162
CHAPITRE VI: CONCLUSION	165
ANNEXE I: RESEAUX CONJUGUES - TELESCOPE IMPARFAITEMENT REGLE	171
ANNEXE II: TELESCOPE REGLE - RESEAUX IMPARFAITEMENT CONJUGUES	175
ANNEXE III: RESOLUTION SPECTRALE	183
ARTICLE I	
Time-encoded spatial routing in a photorefractive crystal	189
ARTICLE II	
Spectral phase encoding for data storage and addressing	193
ARTICLE III	
Storage of a spectral shaped hologram in a frequency selective material	201
ARTICLE IV	
Fast random access to frequency-selective optical memories	209





CHAPITRE I

INTRODUCTION

En 1948, Dennis Gabor (prix Nobel en 1971) proposa un nouveau procédé de construction des images, sans lentille, qu'il appela « reconstruction des surfaces d'onde »^[1]. Ce procédé consiste à faire interférer la lumière diffusée par un objet avec une onde cohérente de référence convenable. On peut ainsi enregistrer l'information concernant à la fois l'amplitude et la phase des ondes diffusées, bien que le film photographique ne soit sensible qu'aux intensités. Gabor démontra alors qu'à partir de l'enregistrement d'un tel diagramme d'interférence, qu'il nomma « hologramme » (ce qui signifie « enregistrement intégral »), on peut obtenir une image de l'objet original. Ce furent les possibilités d'application de cette nouvelle technique à la microscopie électronique qui motivèrent ses recherches. Au cours des années 50, un certain nombre d'auteurs^[2-4] ont développé la théorie de la formation des images par reconstruction des surfaces d'onde. Cependant, l'essor moderne de l'holographie ne débute qu'avec l'avènement du laser au début des années 60. Ainsi, en 1964, deux ans après avoir proposé une nouvelle configuration d'holographie^[5], Leith et Upatnieks présentèrent pour la première fois des résultats remarquables concernant l'extension de l'holographie à la photographie tridimensionnelle^[6]. Le succès de leur expérience s'appuya en grande partie sur l'utilisation d'un laser He-Ne dont les cohérences temporelles et spatiales étaient excellentes. La même année, Pieter Van Heerden, de la société Polaroid, introduisit l'idée d'utiliser l'holographie pour le stockage des données. La fin des années 60 fut marquée par l'application de la technique holographique à des activités nouvelles. On retiendra principalement les études

d'analyse de vibrations^[7], d'imagerie à travers un milieu aberrateur^[8], de microscopie tridimensionnelle haute résolution^[9], et d'holographie en lumière blanche^[10,11]. En 1968, les supports holographiques qui jusqu'alors utilisaient des films photographiques furent enrichis par la découverte du caractère « photoréfractif » de certains matériaux. Ainsi F.S. Chen, qui travaillait sur du LiNbO_3 , mit-il en évidence un effet non linéaire qui pouvait être utilisé pour enregistrer un hologramme de phase^[12]. Cet effet présente la caractéristique d'être réversible. Certains matériaux photoréfractifs, utilisés comme supports holographiques, possèdent une excellente résolution, une efficacité et une sensibilité élevées, ainsi qu'une haute capacité de stockage. Ils suscitèrent un grand intérêt pour la réalisation des mémoires de haute densité au début des années 70. On peut mentionner les travaux de Staebler *et al* et Bartolini *et al*, du laboratoire RCA, qui enregistrèrent respectivement 500 hologrammes dans du LiNbO_3 dopé au Fer^[13], ainsi que ceux de J.P. Huignard *et al* du Laboratoire Thomson CSF, qui mirent au point une mémoire de haute capacité^[14]. Malgré l'ingéniosité de ces premiers travaux, aucun n'aboutit à un système pratique. Comme à cette époque les mémoires à semi-conducteur et les mémoires magnétiques progressaient rapidement, la recherche de techniques plus exotiques parut superflue et les mémoires holographiques quittèrent le devant de la scène. Il fallut attendre que d'importants progrès fussent accomplis par les dispositifs optiques de traitement parallèle de l'information (imageurs et détecteurs bidimensionnels par exemple) pour qu'un intérêt renouvelé fût porté aux matériaux holographiques. En effet, ces nouveaux outils permirent alors d'exploiter pleinement l'aspect d'enregistrement et de lecture tridimensionnels « page de données par page de données » des mémoires holographiques. Cette « nouvelle donne » technologique motiva les travaux de F. Mok qui retrouva, en 1991, la capacité de stockage obtenue quinze ans auparavant^[15]. Les progrès furent ensuite rapides, et en 1994 D. Psaltis *et al* enregistrèrent 10 000 pages de 320×220 bits chacune avec un taux d'erreur d'un bit sur 100 000 dans du LiNbO_3 ^[16]. Les expériences les plus récentes ont démontré que les supports photoréfractifs permettent d'obtenir une densité de stockage 10 à 100 fois supérieure à celle des disques compacts conventionnels. Dans le même temps, de nouveaux matériaux holographiques sont aussi apparus. Ainsi un photopolymère non-réversible intéressant a-t-il été commercialisé par la société Du Pont en 1994.

Enfin, parallèlement au développement de ces « super mémoires compactes », les hologrammes sont aussi étudiés en tant que processeurs optiques, et des systèmes fondés sur la reconnaissance de forme rapide ont été récemment réalisés pour identifier des empreintes digitales ou piloter de petits véhicules.

Il est possible d'aller au-delà de l'holographie spatiale et de cartographier complètement l'amplitude spatio-temporelle du champ. Parce que temps et fréquence sont reliés par transformée de Fourier, sauvegarder la distribution temporelle du champ revient à enregistrer sa distribution spectrale^[17]. Dans les matériaux holographiques conventionnels, la structure spectrale peut être mémorisée dans l'épaisseur. La cartographie complète du champ est alors conditionnée par le caractère volumique de l'hologramme spatial. Il existe une autre catégorie de matériaux holographiques, nommés « sélectifs en fréquence », qui permettent aussi d'enregistrer l'amplitude spectrale du champ. Ces matériaux, grâce à leur propriété de « hole burning » spectral permanent, procurent un support « photographique » dans l'espace des fréquences. Cette propriété permet de modifier spectralement, à basse température, la bande d'absorption inhomogène d'un système pour un temps supérieur à la durée de vie de l'état excité. Les premières études sur le « hole burning » spectral durent attendre l'invention du laser qui permit de disposer d'une source lumineuse spectralement fine, accordable et de haute densité d'énergie. Ainsi, dès 1961, une publication de A.L. Schawlow^[18] marqua le début des expériences de creusement dans le profil inhomogène de la bande d'absorption. Une sélection spectrale transitoire fut rapidement observée dans la largeur inhomogène de gaz et de vapeurs atomiques. L'application aux solides vint plus tardivement, au début des années soixante-dix, avec Szabo^[19] puis Personov^[20] qui la mirent en évidence dans des cristaux et verres dopés. Cependant, l'étape décisive eut lieu en 1974, lorsque les groupes russes de Gorokhovskii *et al*^[21] et de Kharlamov *et al*^[22] observèrent simultanément la formation d'un trou spectral permanent à la température de l'hélium liquide. Les modifications spectrales de l'absorption sont mesurées par l'intermédiaire de la fluorescence du matériau. Dans les années qui suivirent, la technique de « hole burning » s'avéra un excellent outil de spectroscopie laser des milieux solides à très basse température. Peu de temps après l'observation du phénomène, il fut imaginé que les trous spectraux

pouvaient être utilisés comme une quatrième dimension de stockage, qui s'ajoute aux trois dimensions spatiales. En effet, dès 1975, un brevet concernant l'utilisation du processus de « hole burning » spectral pour le stockage de données fut déposé par Szabo. Ce brevet fut ensuite étendu au processus de creusement permanent par Castro *et al* en 1978. Cette méthode d'enregistrement spectral mémorise un bit à travers le creusement d'un trou spectral à une position donnée dans la bande d'absorption. Alternativement, on peut imaginer coder l'information par la présence et la position temporelle d'une succession d'impulsions ultra courtes. L'inscription d'une telle donnée se fait alors sur toute la largeur inhomogène, et le processus d'enregistrement nécessite la participation d'une impulsion de référence. Cette extension à l'enregistrement spectral d'une forme temporelle, semblable à l'enregistrement d'une forme spatiale en holographie conventionnelle, offre la possibilité de faire de l'holographie spatio-temporelle. Elle fut décrite pour la première fois par Mossberg en 1982^[23], suivi de Kaarli, Saari, et Rebane en 1984^[24]. A l'aide de ce procédé, il est possible d'utiliser les matériaux possédant la propriété de « hole burning » spectral permanent comme des mémoires dynamiques performantes. Récemment, une capacité de stockage de 1 Gb/cm² associée à un débit de 10 Mb/s a été démontrée^[25]. Le produit « densité - bande passante » atteint alors 10 000 Tb/cm²/sec, performance à laquelle aucune autre technologie ne peut actuellement prétendre. D'autre part, le caractère quasi-instantané de la réponse peut aussi être utilisé pour la réalisation de routeurs spatiaux ultra-rapides ou de processeurs optiques en temps réel.

Dans ce mémoire, nous proposons une méthode originale d'adressage des données par holographie temporelle dans une mémoire sélective en fréquence. Cette méthode transpose dans le domaine temporel une technique de multiplexage par codage de phase proposée par G. Pauliat et G. Roosen^[26] dans le cadre de l'holographie spatiale.

Le chapitre II rappelle les principes généraux de l'holographie. Nous montrons les liens étroits qui unissent l'holographie conventionnelle dans l'espace des positions à son extension dans la dimension temporelle. Le passage de l'espace des positions au temps fait apparaître des problèmes nouveaux comme celui de la causalité, ou ceux liés à l'holographie dans un espace unidimensionnel. Ainsi la sélectivité de Bragg, propre à l'holographie en volume, disparaît dans le domaine temporel.

Nous présentons ensuite dans le chapitre III la méthode d'adressage par codage de phase que nous avons imaginée, le montage expérimental, et les résultats obtenus. L'expérience valide le principe d'adressage, mais une diaphonie importante nous empêche de multiplexer un grand nombre de données.

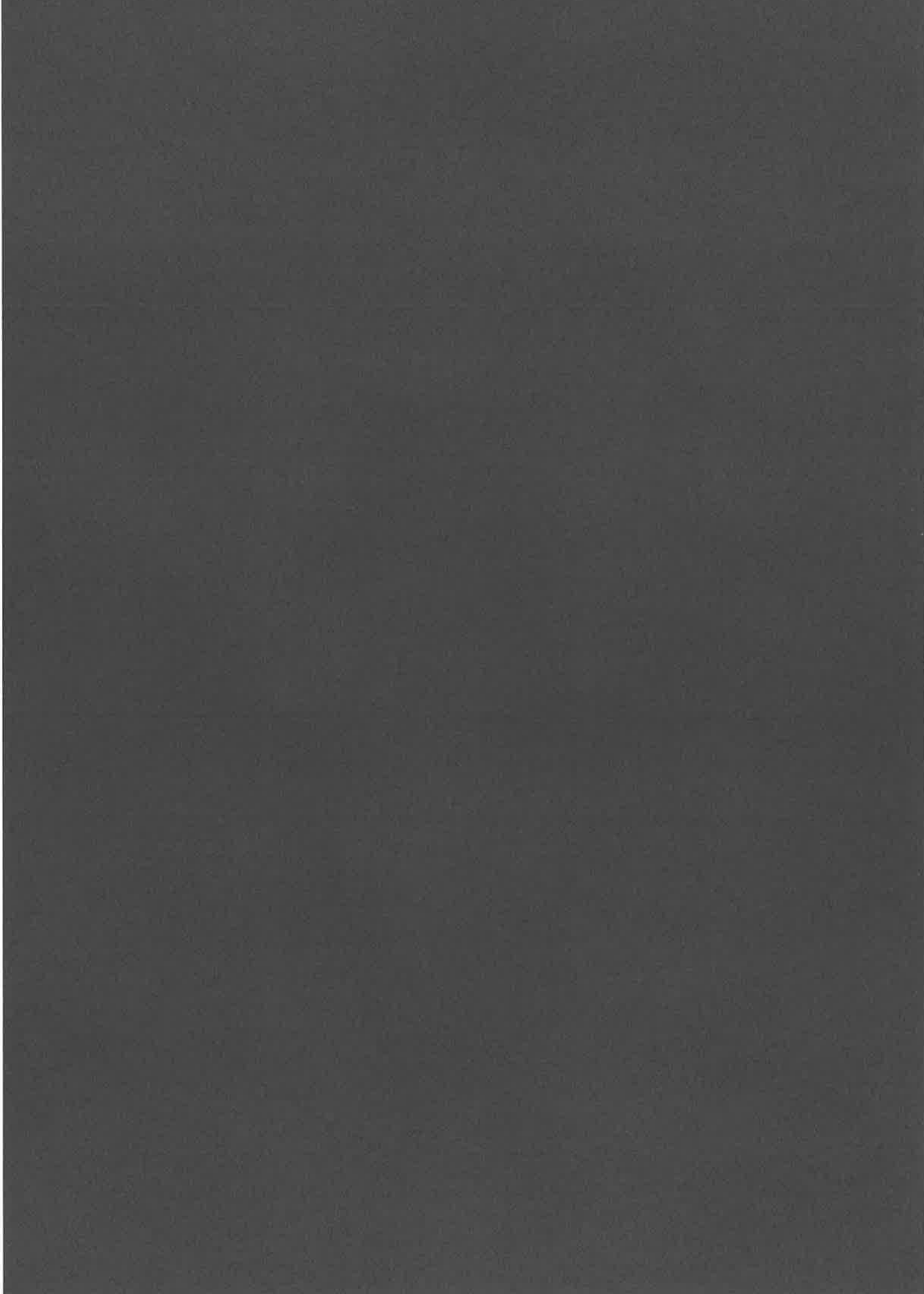
L'importance de ce problème de diaphonie justifie une étude détaillée des différentes contributions que l'on peut suspecter. Le chapitre IV est ainsi consacré à l'examen du dispositif expérimental utilisé par le codage de phase spectral. Les différents éléments y sont analysés théoriquement, et cette analyse est confrontée à des résultats expérimentaux. Le chapitre V étudie ensuite l'un des éléments les plus importants du dispositif: le modulateur spatial de lumière, dont la contribution spécifique à la diaphonie est également évaluée.

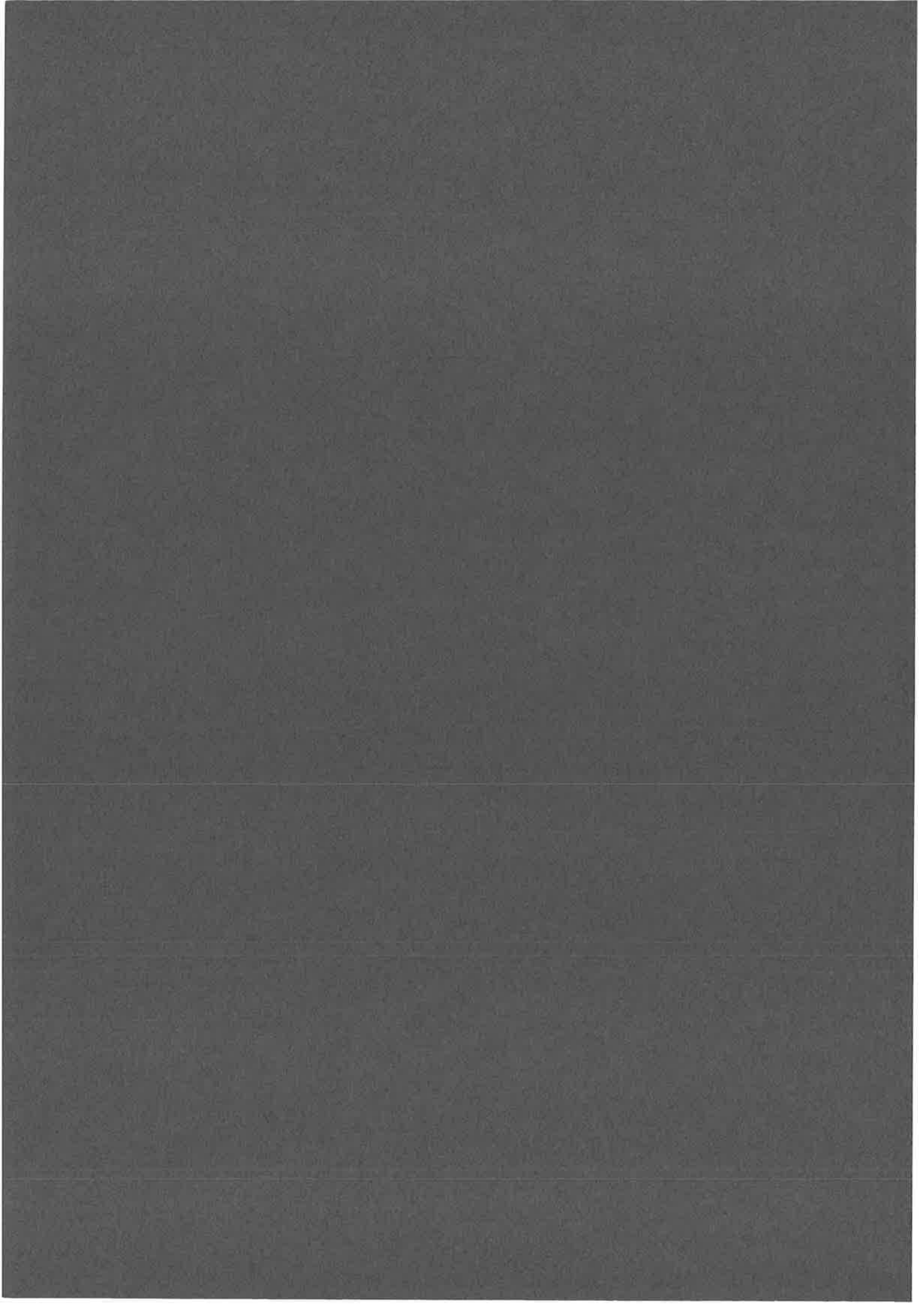
Enfin, le chapitre VI conclut notre travail.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] D. Gabor, " A New Microscopic Principle ", Nature, vol.161 p.777, 1948.
- [2] G.L. Rogers, " Gabor Diffraction Microscopy: The Hologram as a Generalized Zone Plate ", Nature, vol.166 p.237, 1950.
- [3] H.M.A. El-Sum, " Reconstructed Wavefront Microscopy ", Doctoral Dissertation, Stanford University, 1952.
- [4] A. Lohmann, " Optical Single-Sideband Transmission Applied to the Gabor Microscope ", Opt. Acta., vol.3 p.97, 1956.
- [5] E.N. Leith et J. Upatnieks, " Reconstructed Wavefronts and Communication Theory ", J. Opt. Soc. Am., vol.52 p.1123, 1962.
- [6] E.N. Leith et J. Upatnieks, " Wavefront Reconstruction with Diffused Illumination and Three Dimensional Objects ", J. Opt. Soc. Am., vol.54 p.1295, 1964.
- [7] R.L. Powel et Stetson, " Interferometric Vibration Analysis by Wavefront Reconstruction ", J. Opt. Soc. Am., vol.55 p.1593, 1965.
- [8] E.N. Leith et J. Upatnieks, " Holographic Imagery Through Diffusing Media ", J. Opt. Soc. Am., vol.56 p.523, 1966.
- [9] C. Knox, " Holographic Microscopy as a Technic for Recording Dynamic Microscopic Subjects ", Science, vol.153 p.989, 1966.
- [10] Y.N. Denisyuk, " Photographic reconstruction of the optical properties of an object in its own scattering radiation field ", Soviet Phys. Doklady, vol.7 p.543, 1962.
- [11] S.A. Benton, J. Opt. Soc. Am., " Holograms reconstructions with extended incoherent sources ", vol.59 p.1545, 1969.
- [12] F.S. Chen, J.T. La Machia, D.B. Frazer, " Holographic storage in Lithium Niobate ", Appl. Phys. Lett., vol.13 p.223, 1968.
- [13] D.L. Staebler, W.J. Burke, W. Phillips, J.J. Amodei, " Multiple storage and erasure of fixed holograms in Fe-doped LiNbO_3 ", Appl. Phys. Lett., vol.26 p.182, 1975.
- [14] L. d'Auria, J.P. Huignard, C. Slezak, et E. Spitz, " Experimental Holographic Read-Write Memory Using 3-D Storage ", Applied Optics, vol.13 p.808, 1974.
- [15] H. Mok, " Storage of 500 high-resolution holograms in a LiNbO_3 ", Opt. Lett., vol.16 n°8 p.605, 1991.

- [16] D. Psaltis et F. Mok, "Holographic Memories", Scientific American, p.52 novembre 1995.
- [17] C. Froehly, A. Lacourt, et J.C. Viénot, "Notions de réponse impulsionnelle et de fonction de transfert temporelles des pupilles optiques, justifications expérimentales et applications", Nouv. Rev. Optique, vol.4 p.183, 1973.
- [18] A.L. Schawlow, "Advances in Quantum Electronics", (Proc. Second Int. Conf. on Quan. Electr.), éd. par J. R. Singer, (Columbia Univ., New York), p.50-54, 1961.
- [19] A. Szabo, "Observation of the hole burning and cross relaxation effects in Ruby", Phys. Rev. B, vol.11 p.4512, 1975.
- [20] R.I. Personov, E.I. Al'Shits, L.A. Bykovskaya, Opt. Commun., "The effects of the fine structure appearance in laser-excited fluorescence spectra of organic compounds in solid solutions", Opt. Comm., vol.6 p.169, 1972.
- [21] A.A. Gorokhovskii, R.K. Kaarli, L.A. Rebane, "Hole burning in the contour of a pure electronic line in a Shpol'skii system", JEPT Lett, vol.20 p.216, 1974.
- [22] B.M. Kharlamov, R.I. Personov, L.A. Bykovskaya, "Stable « gap » in absorption spectra of solid solutions of organic molecules by laser irradiation", Opt. Commun., vol.12 p.191, 1974.
- [23] T.W. Mossberg, "Time-domain frequency-selective optical data storage", Opt. Lett., vol.7 p.77, 1982.
- [24] P. Saari, R. Kaarli, et A. Rebane, "Picosecond time and space domain holography by photochemical hole burning", J. Opt. Soc. Am. B, vol.3 p.527, 1986.
- [25] T.W. Mossberg, "Next-Generation data storage and switching has new optical contender", Optics and Photonics News, p.7 oct. 1996.
- [26] C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen, et T. Tschudi, "Potentialities and limitations of hologram multiplexing by using the phase-encoding technique", App. Opt., vol.31 p.5700, 1992.





CHAPITRE II

DE L'HOLOGRAPHIE SPATIALE A L'HOLOGRAPHIE TEMPORELLE

A - HOLOGRAPHIE DANS UN MATERIAU NON SELECTIF EN FREQUENCE

A-1 - Introduction à l'holographie spatiale ^[1,2]

L'image « grand public » de l'holographie est fondée sur la restitution spectaculaire du relief. Plus fondamentalement, l'holographie permet de cartographier, en amplitude et en phase, la distribution spatiale d'un champ monochromatique indépendant du temps, à la différence de la photographie ordinaire qui n'enregistre que la distribution d'intensité du champ. Comme la photographie, l'holographie est une technique d'enregistrement mais, en raison de son caractère cohérent, elle offre de nouvelles possibilités.

Le procédé de reconstruction des surfaces d'onde comporte deux étapes distinctes: un enregistrement ou une mise en mémoire de l'information, et une opération de reconstruction. L'objectif est d'enregistrer l'amplitude et la phase d'une onde provenant d'un objet éclairé. Or tous les milieux photosensibles n'enregistrent que la distribution d'intensité du champ. Il est donc nécessaire de convertir, d'une manière ou d'une autre, l'information concernant la phase en variation d'intensité pour pouvoir l'enregistrer. L'interférométrie constitue une solution classique pour résoudre ce problème. Elle consiste à ajouter à l'onde inconnue une deuxième onde monochromatique cohérente (habituellement issue de la même source) servant de

référence (fig. II.1).

Afin d'étudier l'enregistrement puis la restitution de l'onde « O » qui caractérise l'objet, on se place dans la configuration de Leith et Upatnieks, la plus couramment utilisée, qualifiée aussi d'holographie à référence inclinée, et on impose à l'onde de référence d'être plane. Dans cette situation, l'onde de référence « R » forme un angle θ avec la normale au support, prise pour référence (fig. II.1). On définit le repère orthonormé (x,y) à travers la direction « y », définie par la projection du vecteur d'onde de référence sur le plan du support.

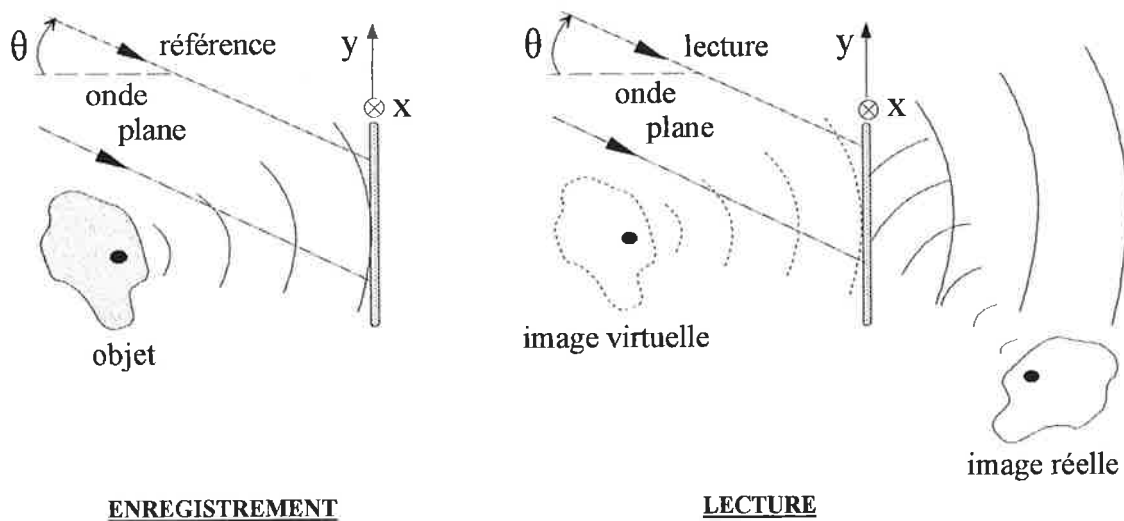


Figure II.1 Illustration des étapes d'enregistrement et de lecture d'un hologramme correspondant à un point quelconque d'un objet. Le processus cohérent de reconstruction des surfaces d'onde entraîne la formation d'une image virtuelle et d'une image réelle du point. Par superposition linéaire de l'ensemble des hologrammes associés aux différents points composant l'objet, on reconstruit des images complètes.

Dans ces conditions, l'intensité reçue par la surface photosensible s'écrit sous la forme:

$$I(x,y) = \|A\|^2 + \|O(x,y)\|^2 + A O^*(x,y) \exp(i2\pi y \sin(\theta)/\lambda) + A^* O(x,y) \exp(-i2\pi y \sin(\theta)/\lambda) \quad (II-1)$$

où A est une constante prenant en compte l'énergie transportée par l'onde plane de référence. Lorsqu'on expose le matériau holographique (film photographique par exemple) à la lumière issue des deux ondes durant un temps t_e , la réponse du matériau se traduit par une variation linéaire de la transmittance $T_a(x,y)$ en fonction de la

distribution spatiale de l'intensité: $T_a(x,y)=\beta I(x,y)$, où β prend en compte le temps d'exposition t_e . A travers l'expression de $T_a(x,y)$, on voit que les champs conjugués $O(x,y)$ et $O^*(x,y)$ provenant de l'objet sont enregistrés respectivement comme une modification des porteuses spatiales $\sin(\theta)/\lambda$ et $-\sin(\theta)/\lambda$. L'hologramme contient donc toute l'information sur l'amplitude complexe $O(x,y)$ qui caractérise l'objet.

Il reste maintenant à reconstruire l'onde objet. On sait, d'après la théorie de Huygens-Kirchhoff, que le champ dans le demi-espace de droite est entièrement déterminé par la distribution de ce même champ dans le plan de la surface photosensible. Lorsque l'enregistrement est éclairé par une réplique exacte de l'onde de référence, la distribution spatiale $S(x,y)$ du signal lumineux émis à la surface du matériau s'écrit:

$$S(x,y) = \beta (\|A\|^2 A + \|O(x,y)\|^2 A) \exp(i2\pi y \sin(\theta)/\lambda) + \beta A^2 O^*(x,y) \exp(i4\pi y \sin(\theta)/\lambda) + \beta \|A\|^2 O(x,y) \quad (II-2)$$

Cette expression contient un fond lumineux, un terme proportionnel à l'onde objet, et un terme proportionnel à son conjugué. Chaque terme est associé à une fréquence spatiale différente. Cette propriété est la conséquence directe de la configuration de Leith et Upatneiks qui permet donc de séparer spatialement chacune des trois composantes du champ restitué. En terme de formation d'image, les composantes proportionnelles à $O(x,y)$ et à $O^*(x,y)$ reconstruisent respectivement une image virtuelle (portée par la fréquence spatiale nulle) et une image réelle (portée par la fréquence spatiale $2 \sin(\theta)/\lambda$) (fig. II.1).

A-2 - Propriétés liées à la troisième dimension spatiale d'un hologramme

A-2-1 - Hologramme mince

L'étude précédente n'a pas pris en compte l'épaisseur de l'hologramme qui est à comparer avec la dimension transverse des détails les plus fins de la figure

d'interférence enregistrée. Ainsi, dans l'hypothèse où l'épaisseur de l'hologramme est négligeable devant ces détails, on a alors à étudier un phénomène de surface. Dans ce cas limite, il n'existe aucune restriction sur la direction avec laquelle l'onde plane de lecture doit éclairer l'hologramme. On maintient, pour référence des angles, la direction normale au support holographique. Si l'on note « i » et « θ » les angles respectivement associés à l'onde de référence et à l'onde de lecture (fig. II.2), le signal restitué à la surface de l'hologramme a pour amplitude:

$$\begin{aligned}
 S(x,y) = & \beta(\|A\|^2 A + \|O(x,y)\|^2 A) \exp(i2\pi y \sin(\theta)/\lambda) \\
 & + \beta A^2 O^*(x,y) \exp(i2\pi y \sin(\alpha_+)/\lambda) \\
 & + \beta \|A\|^2 O(x,y) \exp(i2\pi y \sin(\alpha_-)/\lambda)
 \end{aligned}
 \tag{II-3}$$

où $\sin(\alpha_{\pm}) = \sin(i) \pm \sin(\theta)$. Il apparait ainsi que le fond lumineux est émis selon la direction de l'onde de lecture, alors que les ondes construisant les images virtuelle et réelle sont émises selon les fréquences spatiales $\sin(\alpha_{\pm})/\lambda$. Ces directions « α_{\pm} » ne sont autres que les solutions de la loi de diffraction $\sin(\alpha) - \sin(i) = \pm \lambda/\Lambda$ d'un réseau sinusoidal de surface de période $\Lambda = \lambda/\sin(\theta)$: $\sin(\alpha_{\pm}) - \sin(i) = \pm \sin(\theta)$. En conclusion, dans le cas d'un hologramme de surface, quelle que soit la direction du faisceau utilisé pour la lecture, l'onde décrivant l'objet est reconstruite dans une direction définie par la relation des réseaux.

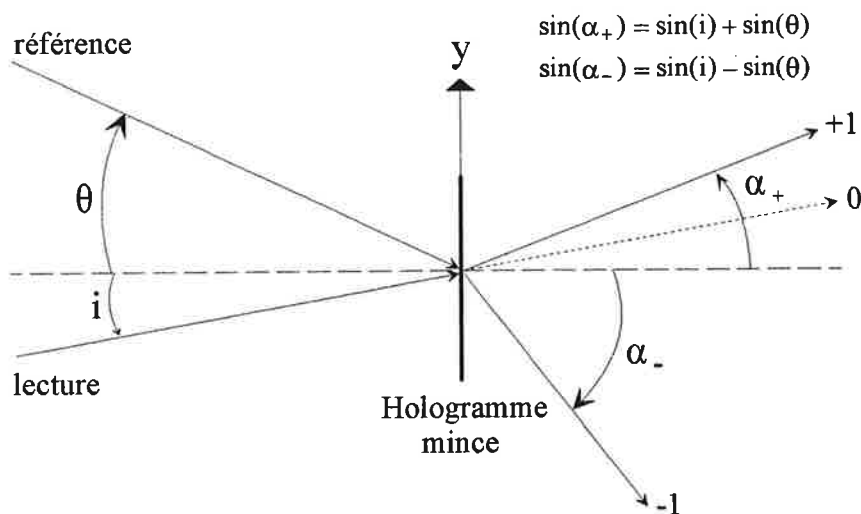


Figure II.2 Schéma illustrant les relations angulaires liant les directions des ondes diffractées par un hologramme aux directions des ondes de référence et de lecture, dans le cas particulier d'un réseau de surface. Cette situation limite permet de reconstruire l'onde objet, quelle que soit la direction utilisée pour l'onde de lecture.

A-2-2 - Hologramme épais: filtre des fréquences spatiales

Lorsque l'épaisseur de l'enregistrement n'est plus négligeable devant les structures les plus fines du diagramme d'interférence, l'incidence de l'onde de reconstruction devient critique. L'hologramme de volume agit alors en filtre des fréquences spatiales, dont la résolution augmente avec l'épaisseur.

A titre d'exemple caractéristique, l'épaisseur de l'émulsion d'une plaque photographique standard utilisée en holographie est d'environ $10\mu\text{m}$. Cette épaisseur, qui pourrait sembler négligeable, est à comparer à la période des franges formant l'hologramme dont la dimension caractéristique est celle de la longueur d'onde optique. Pour la raie à $0,6\mu\text{m}$ du laser Hélium-Néon, l'épaisseur de l'émulsion dépasse ainsi la dizaine d'interfranges. Dans de telles conditions on doit tenir compte de l'aspect volumique de l'enregistrement.

Prenons le cas d'un hologramme de volume, créé par deux ondes planes objet et référence de vecteurs d'onde respectifs \vec{k}_o et \vec{k}_r (fig. II.3 (a)). Une étude géométrique des interférences montre que les plans équiphase, bissecteurs de l'angle Φ formé par \vec{k}_r et \vec{k}_o , sont disposés périodiquement à l'intérieur du matériau. La période Λ de ces différentes strates est donnée par: $\Lambda = \lambda / [2\sin(\Phi/2)]$. On cherche les directions ψ de l'onde plane de lecture, qui permettent d'obtenir une reconstruction de l'onde objet avec une intensité maximale. Le caractère volumique de l'hologramme peut être exprimé en considérant chaque strate d'intensité maximale comme un miroir partiellement réfléchissant qui dévie une partie de l'onde incidente selon les lois de la réflexion (fig. II.3 (b)). Si l'on veut obtenir une intensité maximale, il est nécessaire que les différentes ondes planes réfléchies par l'hologramme soient en phase. Cette condition est parfaitement vérifiée lorsque la différence des chemins optiques parcourus par les ondes réfléchies par deux strates consécutives est exactement la longueur d'onde. Lorsqu'on prend pour origine des angles la direction définie par l'intersection des strates avec le plan d'incidence, cette condition s'exprime sous la forme: $\sin(\psi) = \pm \lambda / 2\Lambda = \pm \sin(\Phi/2)$.

Ce résultat signifie que l'hologramme restitue l'onde objet avec une intensité maximale lorsqu'il est éclairé soit par une onde de lecture identique à l'onde de référence ($\psi = -\Phi/2$), soit par une onde de lecture identique à l'onde de référence se propageant en sens inverse ($\psi = -(\pi + \Phi/2)$). De même, on ne peut reconstruire l'onde de référence qu'en éclairant l'hologramme soit par l'onde objet ($\psi = \Phi/2$), soit par une onde identique à l'onde objet se propageant en sens inverse ($\psi = \pi + \Phi/2$). Ces conditions de reconstruction de l'onde objet ou de l'onde de référence sont décrites par la loi vectorielle de Bragg: $\vec{k}_d - \vec{k}_l = \pm(\vec{k}_o - \vec{k}_r)$, où \vec{k}_l et \vec{k}_d sont respectivement les vecteurs d'onde du faisceau de lecture et du faisceau réfléchi.

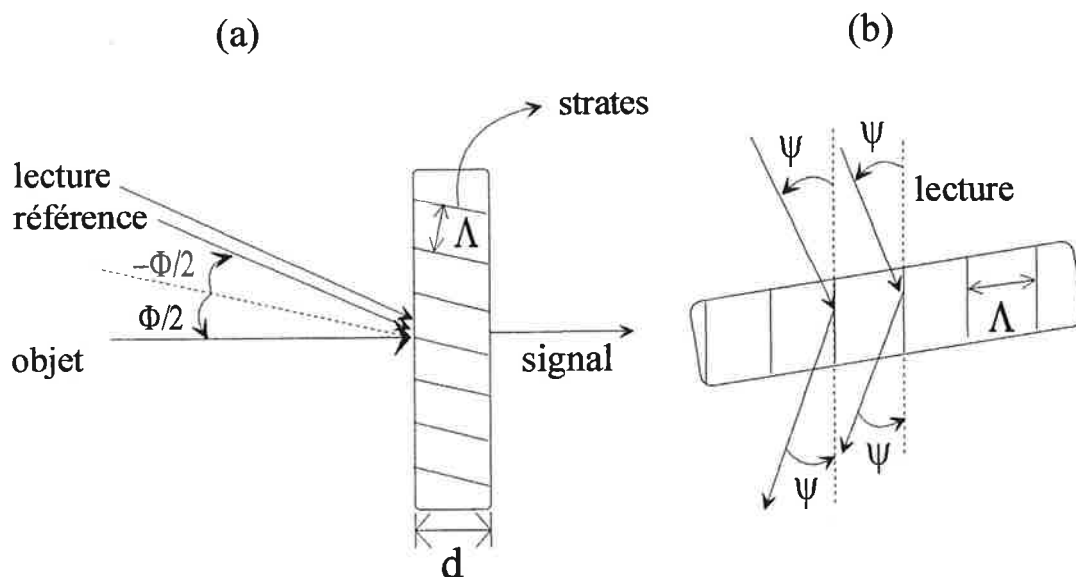


Figure II.3 (a) Schéma illustrant les relations angulaires entre les directions des ondes objet, de référence, et de lecture, et les directions des ondes diffractées par un hologramme épais d'interfrange Λ . (b) L'épaisseur de l'hologramme ne permet de reconstruire l'onde objet que pour les deux incidences $\psi = -\Phi/2$ et $\psi = -(\pi + \Phi/2)$ de l'onde de lecture.

Dans le cas particulier où l'onde objet est plane, elle peut être reconstruite par une infinité de vecteurs d'onde appartenant au même cône de dégénérescence dont l'axe est dirigé selon $\vec{k}_o + \vec{k}_r$.

En sélectionnant ainsi les directions des ondes de lecture qui donnent naissance à un signal, l'hologramme agit comme un filtre des fréquences spatiales. La dimension d'épaisseur de l'hologramme de volume permet donc d'enregistrer l'écart angulaire

entre l'onde objet et l'onde de référence. Cette propriété supplémentaire se révèle très intéressante dans le cadre du multiplexage de hologrammes dans un même volume de matériau photosensible. En effet, elle permet de réaliser des mémoires à trois dimensions dans lesquelles plusieurs objets peuvent être enregistrés simultanément, et interrogés séparément, pourvu que les ondes de référence utilisées soient angulairement séparées d'une distance supérieure à la largeur $\Delta\Phi = \Lambda/d$ du filtre, où d représente l'épaisseur de l'échantillon. Les différents angles d'incidence des faisceaux constituent alors les « adresses » de chacun des objets enregistrés. Ce multiplexage angulaire de l'information permet donc d'exploiter la troisième dimension spatiale de la mémoire holographique et d'en accroître ainsi la capacité. C'est la technique utilisée dans la réalisation d'une mémoire holographique haute densité ^[3].

A-2-3 - Hologramme épais: filtre des composantes spectrales

Un hologramme épais peut aussi se comporter comme un filtre en longueur d'onde (filtre de fréquence temporelle). Considérons la configuration où le faisceau objet et le faisceau de référence, issus d'une même source monochromatique de longueur d'onde λ , se propagent en sens contraire selon la direction « z » (fig. II.4). Leurs interférences gravent alors un réseau de pas $\lambda/2$ décrit par:

$$T_a(x,y) = \beta \left(\|A\|^2 + \|O(x,y)\|^2 + O^*(x,y) A \exp(i2kz) + O(x,y) A^* \exp(-i2kz) \right) \quad (II-4)$$

Lorsqu'une onde de lecture monochromatique de longueur d'onde λ' se propage dans la même direction que l'onde de référence, il se forme comme précédemment une succession de réflexions sur les différentes strates de l'hologramme, et la fréquence spatiale $2/\lambda'$ doit être voisine de $2/\lambda$ pour que l'onde objet soit reconstruite (relation dérivée directement de la loi vectorielle de Bragg).

C'est donc à travers la sélectivité en fréquence spatiale qu'apparaît la sélectivité en longueur d'onde de l'hologramme épais. Ainsi un faisceau de longueur d'onde λ' ne subit de rétro-diffraction constructive que si λ' est voisine de λ . Un hologramme de

volume se comporte donc comme un filtre en longueur d'onde de largeur λ^2/d centré sur λ , où d représente l'épaisseur de l'échantillon. On notera que la tolérance spectrale, comme la tolérance angulaire décrite précédemment, ne fait qu'exprimer le

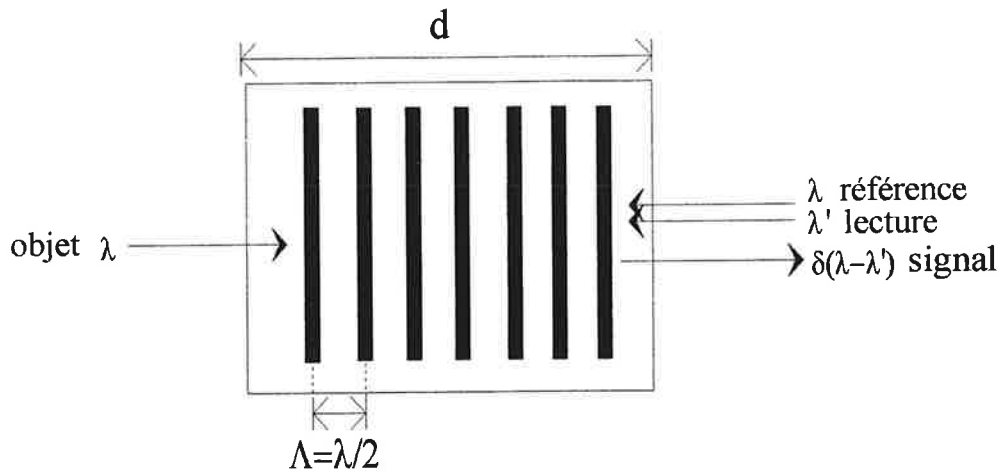
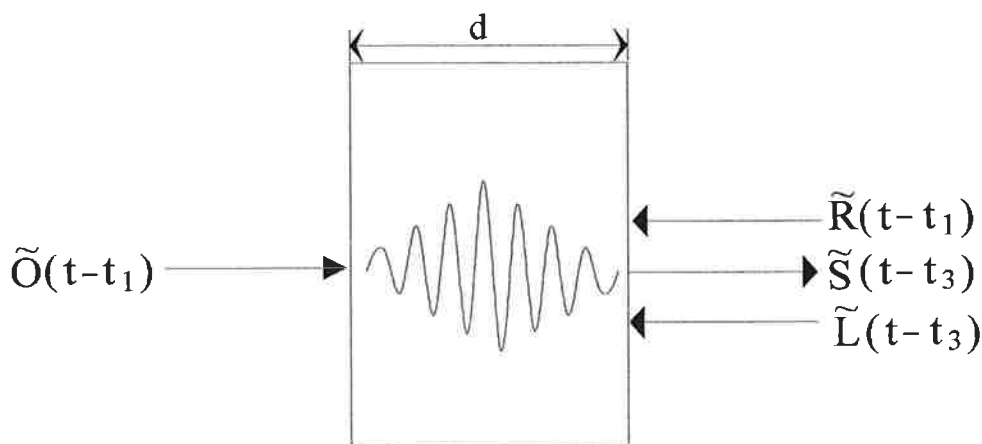


Figure II.4 Filtrage en longueur d'onde à travers un hologramme épais. Les ondes objet et référence de longueur d'onde λ interfèrent dans l'épaisseur du matériau et gravent un hologramme de pas $\Lambda = \lambda/2$. Un signal n'est rétro-diffracté par l'enregistrement que si la longueur d'onde du faisceau de lecture est identique à λ (situation illustrée par la fonction de Dirac $\delta(\lambda - \lambda')$).

caractère fini de l'épaisseur des réseaux inscrits dans le matériau. Cette propriété a été remarquée dès 1894 par Gabriel Lippmann^[4] qui avait proposé de l'exploiter pour restituer la couleur. En effet, supposons qu'on enregistre successivement trois hologrammes d'un même objet à l'aide de trois sources monochromatiques de longueurs d'onde différentes. En éclairant la plaque en lumière blanche, on restitue les trois hologrammes, chacun n'étant lu que par la composante spectrale qui a servi à l'enregistrer. Le spectre du signal apparaît alors comme la résultante des trois composantes spectrales. Par ailleurs, en enregistrant simultanément dans une même mémoire optique un grand nombre d'objets dont l'adresse est donnée par la fréquence spectrale d'enregistrement, on dispose ainsi d'une autre méthode de multiplexage compatible avec le multiplexage angulaire. Récemment, il a été démontré que le multiplexage en longueur d'onde présente une grande capacité de stockage, et ceci dans une large plage d'angles d'incidence^[5].

A-3 - Holographie temporelle

La description de l'hologramme épais en terme de filtre de fréquence permet d'étendre la discussion au cas des impulsions lumineuses¹⁶¹. On quitte donc le régime continu et les champs monochromatiques et on suppose dans ce paragraphe que les processus d'enregistrement et de reconstruction holographiques ne mettent en jeu que des impulsions lumineuses. Prenons le cas d'impulsions limitées par transformée de Fourier, tout en précisant que des impulsions incohérentes peuvent aussi être utilisées. Dans un premier temps, on ne s'intéresse qu'à l'aspect temporel des impulsions que l'on assimile à des paquets d'ondes planes.



$$\tilde{S}(t-t_3) = [\tilde{R}(t) *_t \tilde{O}(t)] \otimes_t \tilde{L}(t) + cc$$

Figure II.5 Filtrage spectral d'une forme temporelle à travers un hologramme épais. Les impulsions objet et référence interfèrent dans l'épaisseur du matériau et gravent une somme de hologrammes caractéristique de la composition spectrale des deux impulsions. Le signal rétro-diffracté par l'enregistrement est égal à la convolution de l'impulsion de lecture et du produit d'intercorrélacion des impulsions objet et référence.

Par transformée de Fourier, chaque impulsion $\tilde{E}(t)$ est décrite comme une combinaison linéaire de composantes monochromatiques: $\tilde{E}(t) = \int dv E(v) \exp(i2\pi vt)$. Lorsqu'on se place dans la configuration où les différentes impulsions mises en jeu se propagent dans l'épaisseur « z » du matériau (fig. II.5), chaque composante spectrale v de l'impulsion objet interfère à l'enregistrement avec la même composante spectrale de

l'impulsion de référence, sous la forme d'un réseau spatial de fréquence $2\nu/c$, pondéré par le produit des amplitudes $O(\nu)$ et $R(\nu)$:

$$T_a(\nu) = \beta \left(\|R(\nu)\|^2 + \|O(\nu)\|^2 \right) + \beta O^*(\nu) R(\nu) \exp(i2\nu z / c) + \beta O(\nu) R^*(\nu) \exp(-i2\nu z / c) \quad (II-5)$$

A la lecture, une composante enregistrée à la fréquence ν n'est lue que par la composante correspondante de l'impulsion de lecture $L(\nu)$. Le signal rétro-diffracté apparaît alors comme le produit des trois amplitudes de la composante spectrale ν :

$$S(\nu) = O(\nu) R^*(\nu) L(\nu) + cc \quad (II-6)$$

Comme l'enregistrement interférentiel conserve la relation de phase (ou la cohérence) entre les différentes composantes spectrales de chacune des impulsions d'enregistrement, l'expression de l'amplitude temporelle $\tilde{S}(t)$ du signal émis est liée à l'amplitude spectrale $S(\nu)$ par transformée de Fourier inverse. Elle s'exprime comme le produit de convolution du champ de lecture avec le produit d'intercorrélacion des champs objet et référence. Si l'on réintègre les composantes transverses spatiales des champs qui ont été omises dans un premier temps, elle se met sous la forme:

$$\tilde{S}(\vec{r}, t) = \left[\tilde{R}(\vec{r}, t) *_t \tilde{O}(\vec{r}, t) \right] \otimes_t \tilde{L}(\vec{r}, t) + cc \quad (II-7)$$

Dans cette configuration, la position dans l'épaisseur de l'échantillon est convertie en coordonnée temporelle suivant la relation $t=2z/c$, où c est la célérité de la lumière dans le matériau photosensible.

Deux situations particulières mettent en évidence le potentiel d'un tel processus. Ainsi, lorsque les impulsions de référence et de lecture sont extrêmement brèves, le signal reproduit la forme temporelle de l'impulsion objet, et l'hologramme épais se comporte alors comme une mémoire de forme temporelle. Par contre, si seule l'impulsion objet est brève, le signal apparaît comme l'intercorrélacion entre les impulsions de référence et de lecture, et cette opération mathématique, réalisée en

temps réel, peut être utilisée pour effectuer une reconnaissance de forme temporelle [7, 8 (ARTICLE I), 9 (ARTICLE II)].

Dans le cadre de l'hologramme épais utilisé comme une mémoire de forme temporelle, on peut imaginer graver non plus la structure d'une seule impulsion $\tilde{O}(t)$ mais celle d'un train d'impulsions dont la durée T_i ne dépasse pas $2d/c$, où d est l'épaisseur du matériau (fig. II.6). On voit qu'il est alors possible d'enregistrer une succession d'images dont les adresses correspondent aux positions relatives dans le train d'impulsions^[10].

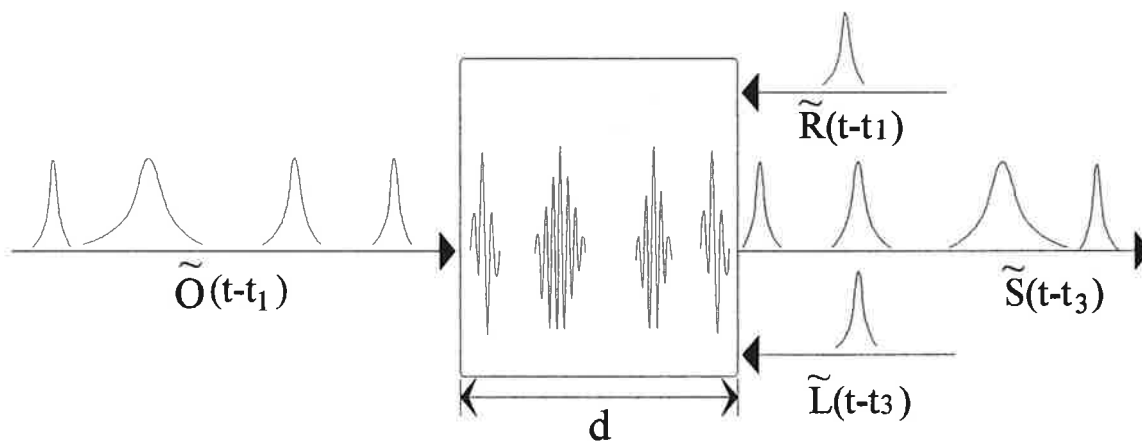


Figure II.6 Enregistrement d'un train d'impulsions dans l'épaisseur d'un hologramme. Une succession d'impulsions objet interfère dans le matériau avec une impulsion référence ultra-brève. L'hologramme enregistré reproduit donc spatialement le déroulement temporel de la structure de l'objet. La lecture de l'enregistrement par une réplique de l'impulsion référence reconstitue le train d'impulsions par rétro-diffraction.

En conclusion, l'holographie spatiale permet donc de cartographier le champ électromagnétique, en amplitude et en phase. Un champ monochromatique, indépendant du temps, est complètement décrit par un hologramme de surface. Par contre, dans le cas d'un champ impulsionnel, l'enregistrement de la dimension spectro-temporelle nécessite l'exploitation de l'épaisseur du matériau photosensible. Ainsi, filtre cohérent servant à la réalisation de mémoire de haute capacité, un hologramme permet aussi la comparaison directe d'un champ rayonné à un champ enregistré. Il se comporte alors comme un processeur optique bien adapté à la reconnaissance de forme rapide.

B - HOLOGRAPHIE DANS UN MATERIAU SELECTIF EN FREQUENCE

B-1 - Une « plaque photographique spectrale »

L'holographie spatiale s'appuie sur l'existence de matériaux photosensibles dont on peut exploiter les trois dimensions pour cartographier complètement un champ électromagnétique. On a ainsi montré, dans la section précédente (§A-3), que l'épaisseur du matériau peut constituer la dimension d'enregistrement de l'amplitude spectro-temporelle d'une impulsion. Cependant, l'utilisation de cette dimension se fait au détriment de la dimension de filtrage spatial de l'hologramme de volume. Si l'on veut mémoriser la dimension spectrale d'un champ tout en gardant disponibles les trois dimensions spatiales, il faut pouvoir étendre l'holographie à la dimension spectrale du matériau, ce qui nécessite que la propriété de « plaque photographique » puisse être étendue au domaine spectral. Cette possibilité existe dans les matériaux sélectifs en fréquence apparus au milieu des années 70.

B-1-1 - « Hole burning » spectral permanent

Dans un matériau photosensible non sélectif en fréquence, on accède à la sélectivité spectrale par un filtrage de nature macroscopique, conditionné par le caractère volumique de l'hologramme spatial (§A-2). Au contraire, la sélectivité spectrale s'effectue de façon locale, molécule par molécule, dans le cas d'un matériau sélectif en fréquence. Le mécanisme d'enregistrement spectral des matériaux sélectifs en fréquence repose sur le phénomène de « hole burning » spectral permanent que l'on décrit brièvement dans ce paragraphe ^[11,12].

Considérons des centres actifs, dispersés dans une matrice solide, se distinguant entre eux par les sites où ils sont insérés (fig. II.7). A chaque site correspond un déplacement spécifique des niveaux d'énergie. Une onde monochromatique de fréquence ω excite sélectivement les centres actifs placés dans des sites tels que la transition absorbante soit en résonance avec l'onde excitatrice. Les molécules excitées par la radiation sont alors portées sur le niveau supérieur de la transition, ce qui se

traduit par une diminution de l'absorption à la fréquence ω . Le trou creusé constitue ainsi la trace de l'information apportée par l'excitation lumineuse. La largeur du trou est le double de la largeur homogène de la transition. Les énergies de transition associées aux différents sites sont distribuées sur un domaine spectral de largeur Γ_i , appelé « largeur inhomogène », proche de la largeur du profil d'absorption du matériau (fig. II.7).

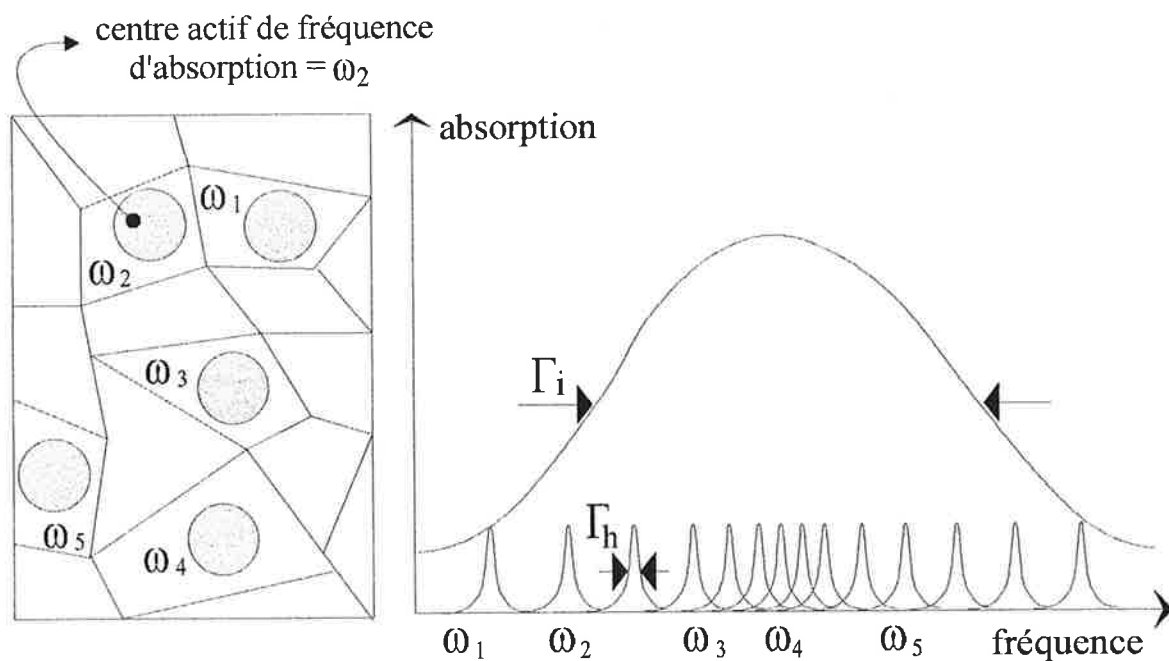


Figure II.7 Elargissement inhomogène du profil d'absorption d'un matériau sélectif en fréquence. Les molécules actives sont dispersées dans des environnements différents qui modifient leurs niveaux d'énergie.

Pour qu'il y ait enregistrement, encore faut-il que la modification apportée au profil d'absorption ne s'efface pas. Or dans un atome à deux niveaux, le retour au fondamental s'effectue rapidement et fait disparaître le trou brûlé dans le profil d'absorption. Cependant, de nombreux centres actifs se comportent différemment. Stables dans l'état fondamental, les molécules portées sur le niveau excité peuvent subir une transformation qui modifie leur fréquence d'absorption (fig. II.8). La classe de molécules excitées se trouve alors dépeuplée. On a ainsi fixé le trou creusé dans la bande d'absorption. C'est le phénomène de « hole burning » spectral permanent. Ce

phénomène sera souvent noté dans la suite par les initiales PSHB de l'anglais Persistent Spectral Hole Burning.

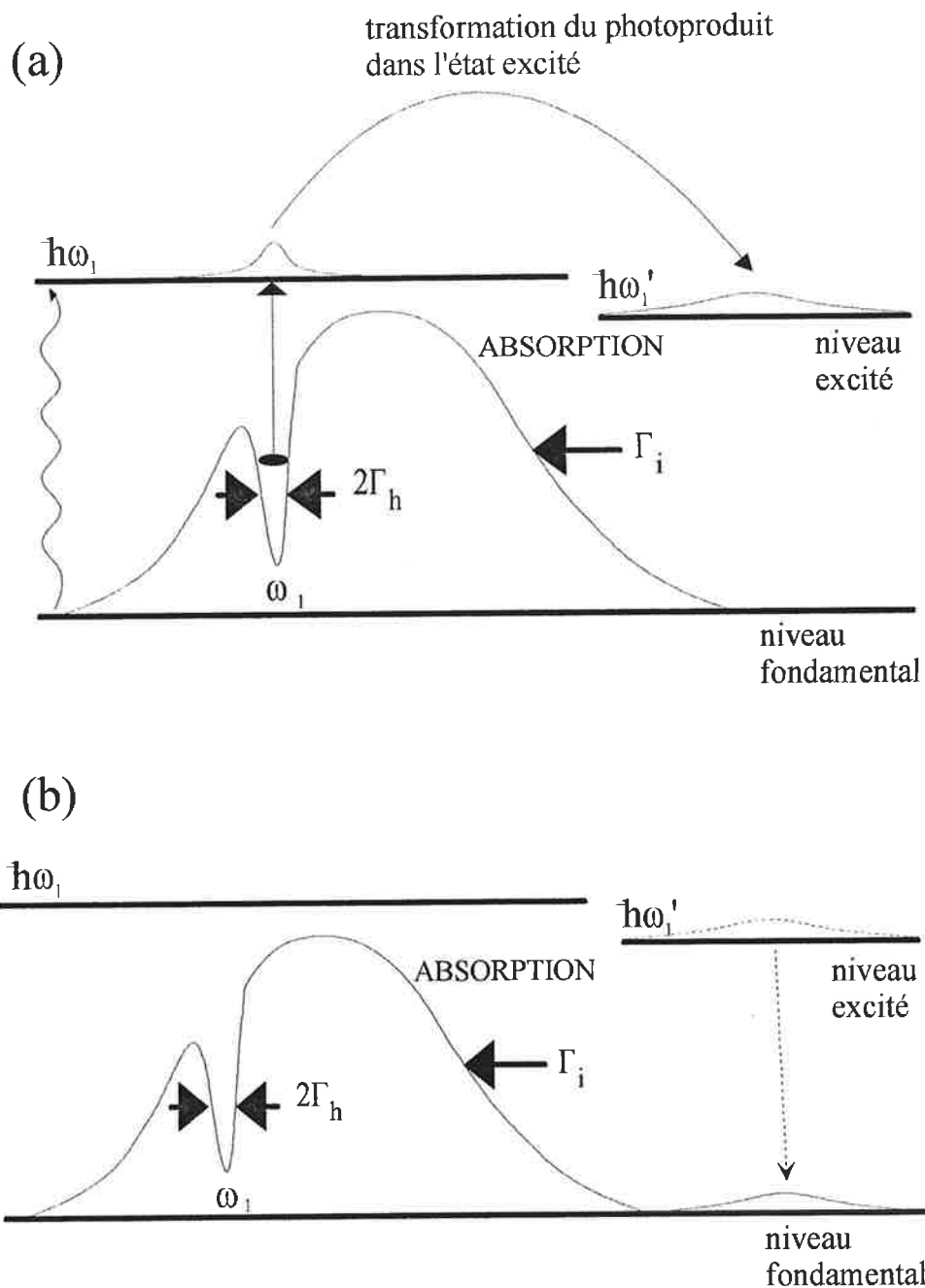


Figure II.8 Processus de creusement d'un trou permanent dans la bande d'absorption. (a) Une onde de fréquence ω_1 excite sélectivement un certain nombre de centres actifs sur une largeur spectrale égale à la largeur homogène Γ_h et creuse ainsi un trou transitoire de largeur $2\Gamma_h$ dans la bande d'absorption. Ensuite, à travers une transformation photophysique ou photochimique, les molécules excitées se réorganisent et modifient ainsi leurs fréquences d'absorption. (b) En se désexcitant vers le niveau fondamental, la classe de molécules excitées se trouve alors dépeuplée et fixe de façon permanente le trou creusé dans la bande d'absorption.

Par exemple, dans le cas de la molécule d'octaéthylporphyrine, les doubles liaisons du cycle pyrrolique peuvent se réorganiser dans l'état excité, ce qui se traduit par une rotation des protons, ceux-ci quittant les azotes auxquels ils sont liés pour venir se lier aux azotes voisins (fig. II.9). Parce que la transformation subie est équivalente à une rotation de 90° de la molécule dans son plan, par rapport à son environnement, ce processus de tautomérisation entraîne la disparition d'une partie des molécules de l'état excité, et donc la fixation du trou creusé dans le profil d'absorption. Les phénomènes conduisant à la modification de la fréquence d'absorption d'une molécule sont divers. On les regroupe en deux classes dites « photochimique » et « photophysique ». Le processus photochimique est lié à une transformation interne de la molécule (tautomérisation par exemple), alors que le processus photophysique consiste en un réarrangement de l'environnement de la molécule.

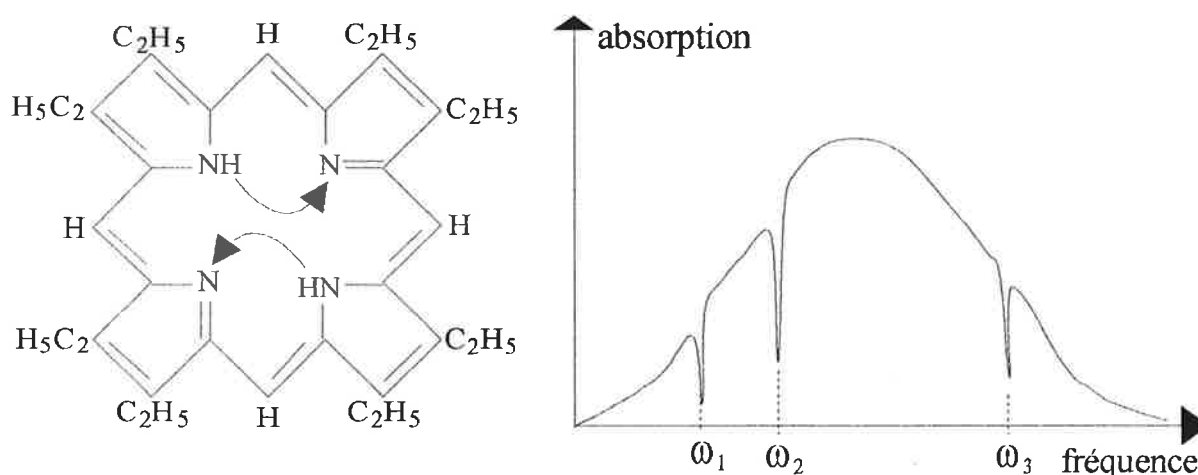


Figure II.9 Processus de tautomérisation dans les molécules de porphyrine conduisant au creusement de trous permanents dans la bande d'absorption.

On dispose donc d'un outil qui permet de sélectionner spectralement et durablement les centres actifs répartis sur Γ_i avec une résolution égale à Γ_h . En d'autres termes, le rapport entre la largeur inhomogène et la largeur homogène représente le nombre de classes de molécules que l'on peut distinguer. Malheureusement, les matériaux sélectifs en fréquence n'atteignent de hautes résolutions spectrales qu'à la température de l'hélium liquide. Dans le cas des colorants dispersés dans une matrice amorphe, l'interaction de la molécule active avec la matrice où elle est plongée se traduit en effet

par un partage de l'énergie d'excitation lumineuse entre la transition électronique et les vibrations de l'hôte (phonons). Par création non résonnante de ces phonons, l'onde lumineuse de fréquence ν atteint des molécules de fréquence de transition propre (transition à zéro phonon) différente. Le phénomène s'aggrave à mesure que la température s'élève, et ne permet plus bientôt l'excitation sélective des molécules. Le tableau ci-dessous donne les ordres de grandeur de la largeur des raies homogène et inhomogène à la température de l'hélium liquide pour des ions dispersés dans une matrice cristalline, ainsi que pour des molécules organiques dans une matrice amorphe.

MATRICE	$\Gamma_{\text{homogène}}$ (Hz)	$\Gamma_{\text{inhomogène}}$ (Hz)	rapport Γ_i / Γ_h
CRISTALLINE	100Hz - 1MHz	1 - 100GHz	$10^4 - 10^9$
AMORPHE	1 - 100GHz	10THz	$10^2 - 10^4$

B-1-2 - Mémoire d'hologrammes spatiaux de haute capacité

Rappelons brièvement le principe de l'holographie spatiale conventionnelle en lumière monochromatique. En chaque point \vec{r} de l'hologramme, qu'il soit mince ou épais, est enregistrée la figure d'interférence $O(\vec{r})R^*(\vec{r})$ entre les champs objet et référence. Le champ de lecture $L(\vec{r})$ donne naissance à un signal $S(\vec{r})$ dont l'amplitude est proportionnelle au produit des trois champs mis en jeu: $S(\vec{r})=O(\vec{r})R^*(\vec{r})L(\vec{r})$. Dans un matériau sélectif en fréquence, on peut, à l'aide d'un laser monochromatique, enregistrer des hologrammes spatiaux et les relire comme dans n'importe quel matériau holographique conventionnel. Cependant, chaque hologramme ne pourra être relu qu'à la longueur d'onde avec laquelle il a été enregistré. On peut de la sorte empiler des hologrammes dans un même volume spatial à des longueurs d'ondes différentes. Cette nouvelle dimension joue donc le rôle d'une quatrième dimension indépendante des trois dimensions spatiales. Lors d'un enregistrement, chaque hologramme spatial est enregistré point par point à une position précise du profil d'absorption. Cette position, matérialisée par le creusement du trou

spectral, constitue ainsi l'adresse de l'image mémorisée. La résolution des adresses spectrales est imposée par la largeur de la raie homogène qui joue donc un rôle équivalent au grain d'émulsion dans un matériau photographique conventionnel.

Cette propriété d'enregistrement multicanal a été exploitée en particulier par le groupe de Wild à Zurich^[13] (fig. II.10). Dans un échantillon de polyvinyle butyral (polymère) de $65\mu\text{m}$ d'épaisseur, dopé avec des molécules de chlorine (forme réduite de la porphyrine), ils ont réussi à enregistrer 2000 images de 350×280 pixels contenant 8 niveaux de gris. Le domaine spectral d'enregistrement, largeur inhomogène du matériau, est de l'ordre de la dizaine de THz dans ce matériau, et la résolution spectrale, largeur spectrale d'une adresse, est fixée par la largeur homogène et vaut environ 1 GHz. Pour tirer parti de la capacité de mémoire dans la dimension spectrale, il faut disposer d'un laser dont la stabilité, la précision du balayage et la largeur spectrale sont de l'ordre de 10^{-6} fois la fréquence optique de la raie. Ces performances ne sont aujourd'hui atteintes qu'au prix d'une très faible vitesse de balayage (plusieurs minutes sont nécessaires au balayage de 4 THz) qui interdit un accès aléatoire rapide à la mémoire. Il faut noter que dans cette expérience, deux dimensions spatiales seulement ont été utilisées.

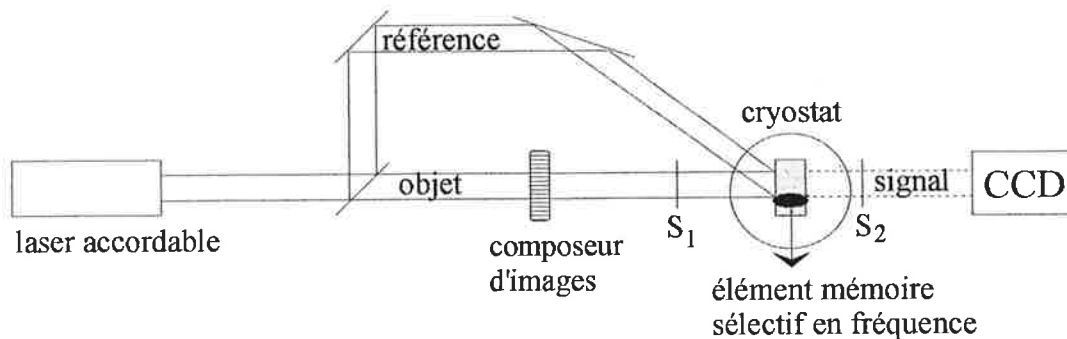
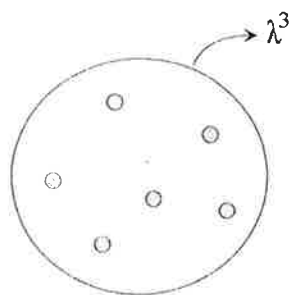


Figure II.10 Adressage spectral d'images dans un matériau sélectif en fréquence. Lors de l'enregistrement (S_2 fermé), on associe une fréquence particulière à chaque nouvelle image. Ainsi, à travers les interférences entre les faisceaux objet et référence, chaque image est enregistrée point par point à une position particulière de la bande d'absorption. Cette position spectrale correspond à la fréquence du laser associée à l'image. Lorsqu'un faisceau de lecture interagit avec l'enregistrement, une image n'est émise que si la fréquence du laser de lecture coïncide avec l'adresse d'une des images mémorisées.

B-1-3 - Capacité de stockage

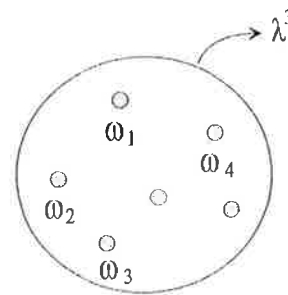
Dès qu'il s'agit d'enregistrer des données dans une mémoire se pose la question de la densité ultime du stockage. Dans une mémoire optique conventionnelle, la limite supérieure est fixée par la diffraction, aussi le volume minimal associé à une information élémentaire a pour valeur λ^3 . Or un grand nombre de centres actifs, dont la densité s'élève à plus de $10^6/\mu\text{m}^3$, participe au stockage de cette information. Si l'on utilise un matériau sélectif en fréquence, il devient alors possible de distinguer les centres actifs à l'intérieur d'un volume élémentaire (fig. II.11). Cette sélection spectrale des centres actifs permet ainsi de dépasser l'ultime limite fixée par la diffraction, d'un bit par λ^3 . Pour un tel matériau, la capacité maximale de stockage dans un volume λ^3 est alors égale au rapport Γ_i / Γ_h . Cette quantité représente donc le facteur multiplicatif de la densité de stockage gagné par rapport à la limite de diffraction, et elle atteint des valeurs allant de 10^3 jusqu'à 10^7 dans des matériaux récemment produits.

Hologramme épais conventionnel



Capacité maximale de mémoire = 1 bit / λ^3

Matériau sélectif en fréquence



Capacité maximale de mémoire $\times 10^3 - 10^7$ bits / λ^3

Figure II.11 La diffraction limite la densité de stockage d'un hologramme épais à 1 bit/ λ^3 . Pour augmenter cette capacité de mémoire, il faut pouvoir sélectionner les centres actifs à l'intérieur d'un même volume élémentaire. Cette distinction est réalisable dans les matériaux sélectifs en fréquence.

B-2 - Holographie temporelle

Au traitement local de la dimension spectrale du paragraphe B-1-2, on peut substituer un traitement holographique. En d'autres termes, les matériaux sélectifs en fréquence permettent d'enregistrer la relation de phase entre les différentes composantes spectrales d'une impulsion, tout comme on enregistre la relation de phase entre les différents points du front d'onde d'un champ monochromatique. Les matériaux PSHB offrent donc la possibilité de faire de l'holographie temporelle. Dans ce cadre, l'amplitude spectrale de l'impulsion lumineuse se substitue à l'amplitude stationnaire du champ monochromatique, et le signal résulte alors de la « diffraction » du spectre de l'impulsion de lecture sur « l'hologramme spectral » gravé dans la bande d'absorption par les spectres des impulsions objet et référence. Dans l'hypothèse où les trois impulsions mises en jeu ne se recouvrent pas temporellement, le signal $S(\vec{r}, \nu)$ émis au point \vec{r} à la fréquence ν s'exprime comme le produit des amplitudes spectrales des trois champs, modulé par un terme de phase dont la période $[t_{12}]^{-1}$ est fixée par le retard entre les impulsions référence et objet:

$$S(\vec{r}, \nu) = \left[O(\vec{r}, \nu) R^*(\vec{r}, \nu) \exp(-i2\pi\nu t_{12}) \right] L(\vec{r}, \nu) + cc \quad (II-8)$$

Comme fonction du temps, le signal, obtenu par transformée de Fourier, est donné par le produit de convolution du champ de lecture avec l'intercorrélation des champs objet et référence (fig. II.12(a)):

$$\tilde{S}(\vec{r}, t) = \left[\tilde{O}(\vec{r}, t - t_{12}) * \tilde{R}(\vec{r}, t - t_{12}) \right] \otimes \tilde{L}(\vec{r}, t - t_{12}) + cc \quad (II-9)$$

Dans le domaine spectral, le signal est limité par les largeurs homogène et inhomogène, qui représentent respectivement le plus petit détail enregistrable et la largeur maximale de l'étendue spectrale du hologramme. Il en résulte que la largeur spectrale du produit $O(\nu) R^*(\nu)$, ainsi que la période t_{12}^{-1} de la structure $\exp(i2\pi\nu t_{12})$, doivent être comprises entre Γ_h et Γ_i . Alternativement, dans le domaine temporel, le signal est limité par l'inverse de la largeur homogène (Γ_h^{-1}) qui fixe la

durée maximale de la forme temporelle que peut enregistrer ou traiter le matériau, et par l'inverse de la largeur inhomogène (Γ_i^{-1}) qui restreint la résolution. Dans la pratique, Γ_h^{-1} varie de 1 μ s à 10 ms dans une matrice cristalline, et de 10 ps à 1 ns dans une matrice amorphe, alors que Γ_i^{-1} est compris entre 10 ps et 1 ns dans les cristaux et atteint 100 fs dans les amorphes.

On observe que le signal est émis avec un retard t_{12} par rapport à l'excitation du matériau par l'impulsion de lecture (phénomène d'écho de photon) (fig. II.12(b)).

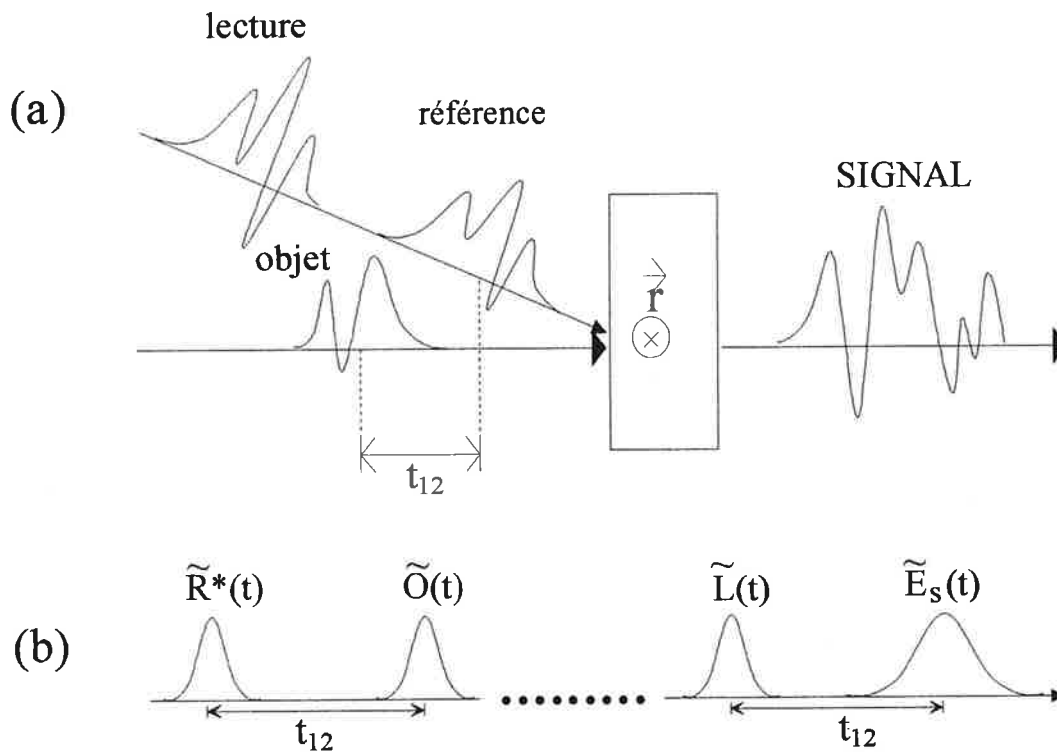


Figure II.12 (a) Holographie temporelle dans un matériau sélectif en fréquence. Les impulsions référence et objet décalées d'un temps τ interfèrent « spectralement » dans la bande d'absorption. Lorsqu'une impulsion de lecture interagit avec l'hologramme spectral, un signal d'amplitude spectrale égale au produit des spectres des trois impulsions mises en jeu est émis par chaque point de l'enregistrement. (b) Phénomène d'écho de photon: le signal est retardé par rapport à l'impulsion de lecture de l'intervalle de temps t_{12} séparant les deux impulsions d'enregistrement.

Hormis ce décalage temporel, l'expression est semblable à celle que nous avons rencontrée dans le cas d'un matériau holographique conventionnel utilisé dans la configuration de contre propagation (éq. II.7). Cependant, dans le cas d'un matériau conventionnel, l'effet de filtrage spectral résulte de la formation d'un réseau de Bragg

dans l'épaisseur du matériau mémoire. Ici c'est un effet local qui se manifeste à l'échelle du volume élémentaire de diffraction. Les trois dimensions spatiales restent disponibles, deux pour la présentation des données sous forme de page, la troisième pour le multiplexage angulaire.

Comme nous l'avons indiqué au paragraphe A-3, le processus d'holographie temporelle est bien adapté au stockage d'une forme temporelle, ou à la reconnaissance de forme temporelle par intercorrélation, selon la durée relative des différentes impulsions (éq. II-9)^[14]. Si les impulsions référence et lecture sont beaucoup plus courtes que l'impulsion objet, le signal émis restitue l'impulsion objet. Ce procédé permet de mémoriser une forme temporelle. Lorsque c'est l'impulsion objet qui est beaucoup plus courte que les deux autres, le signal prend la forme du produit de corrélation des impulsions référence et lecture. Le matériau agit alors comme un processeur optique.

B-3 - Analyse spectrale de l'holographie temporelle

Lors de la présentation de l'holographie temporelle (§B-2), on a fait l'hypothèse que les trois impulsions mises en jeu ne se recouvraient pas temporellement. Cette situation particulière, utilisée pour le traitement et le stockage optique de l'information, présente l'avantage de décrire le spectre du signal comme le produit des trois spectres. L'objectif de ce paragraphe est de déterminer les conditions de validité de cette description. En effet, dans le cas général, le signal se sépare en deux composantes spatiales dont chacun des spectres ne s'exprime plus sous la forme d'un simple produit.

On se place dans la situation où les deux impulsions objet et référence participant à l'enregistrement peuvent se recouvrir temporellement. Ces impulsions sont assimilées à des paquets d'ondes planes de fréquence centrale ω_L , dont les amplitudes temporelles sont représentées par les fonctions $\tilde{R}(t - t_1)$ et $\tilde{O}(\vec{r}, t - t_2)$, où t_1 et t_2 désignent les instants autour desquels les ondes référence et objet interagissent avec l'échantillon, et ω_L représente à la fréquence centrale des impulsions. On fait l'hypothèse que les directions de propagation \vec{k}_1 et \vec{k}_2 sont distinctes, et on choisit arbitrairement la configuration pour laquelle l'impulsion de référence est en avance sur l'impulsion

objet ($t_{12}=t_2-t_1>0$). Pour décrire la formation du signal, on considère les molécules actives du milieu comme des systèmes à deux niveaux caractérisés par une fréquence de résonance $\omega=\omega_L+\Delta$. La répartition des molécules dans les différentes classes de

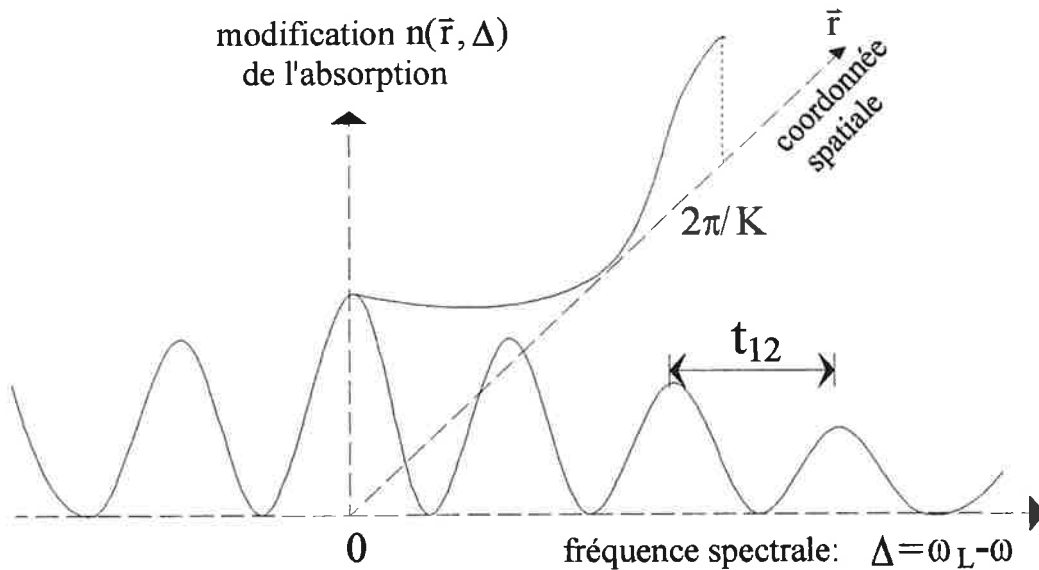


Figure II.13 Illustration du caractère spatio-spectral de la modification de l'absorption lors d'un enregistrement holographique, en régime impulsionnel, dans un matériau sélectif en fréquence.

fréquence est décrite par la distribution $n_0(\Delta)$. Lors de l'enregistrement, les deux impulsions modifient la population du niveau fondamental qui s'écrit alors:

$$n(\vec{r}, \Delta) = n_0(\Delta) - \beta n_0(\Delta) \left[O(\Delta) R^*(\Delta) e^{-i\Delta t_{12}} e^{-i\vec{K}\vec{r}} \right] + cc \quad (II-10)$$

où $\vec{K} = \vec{k}_2 - \vec{k}_1$, et $\beta \ll 1$ caractérise l'efficacité de gravure. L'expression de $n(\vec{r}, \Delta)$ indique que la perturbation est répartie spatialement dans l'échantillon selon un réseau sinusoïdal de période $2\pi / \|\vec{K}\|$. Ainsi le caractère spectral de la gravure intervient dans la phase du réseau spatial qui dépend de la classe de molécule Δ considérée. Alternativement, on peut considérer qu'en tout point de l'échantillon, un réseau spectral sinusoïdal de période $2\pi/t_{12}$, dont la phase dépend de la position spatiale du point, s'inscrit dans la bande d'absorption (fig. II.13).

Dans la suite, on ne prend en compte que la partie modulée de $n(\vec{r}, \Delta)$ qui caractérise la perturbation induite par les impulsions référence et objet.

Autour de l'instant t_3 , une troisième impulsion d'amplitude $\tilde{L}(t - t_3)$ illumine le matériau, éventuellement longtemps après la formation du réseau spectral. Lors de l'interaction, on décrit le signal comme un champ rayonné par les dipôles optiques que construit l'impulsion sonde en excitant les molécules. A un instant d'observation « t », le champ émis résulte de la sommation sur l'ensemble des contributions des dipôles excités par la troisième impulsion avant l'instant d'observation. Il s'exprime comme:

$$\tilde{E}_s(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta n(\vec{r}, \Delta) \int_0^{\infty} d\tau \tilde{L}(t - t_3 - \tau) e^{-i\Delta\tau} e^{-i\vec{k}_3\vec{r}} + cc \quad (II-11)$$

Le champ $\tilde{E}_s(\vec{r}, t)$ se sépare en deux composantes temporelles spatialement distinctes, d'amplitudes respectives:

$$\begin{aligned} \vec{k}_3 + \vec{K} : \tilde{E}_s^{(+)}(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta' \int_0^{\infty} d\tau \tilde{L}(t - t_3 - \tau) e^{-i\Delta'(\tau - t_{12})} R^*(\Delta') O(\Delta') + cc \\ \vec{k}_3 - \vec{K} : \tilde{E}_s^{(-)}(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta' \int_0^{\infty} d\tau \tilde{L}(t - t_3 - \tau) e^{i\Delta'(\tau + t_{12})} R(\Delta') O^*(\Delta') + cc \end{aligned} \quad (II-12)$$

où l'on a supposé $n_0(\Delta)$ constant sur la largeur spectrale du produit $O(\Delta) R^*(\Delta)$ des champs d'enregistrement.

Pour obtenir les distributions spectrales correspondantes, on réalise la transformée de Fourier de chacune des composantes temporelles, et on applique ensuite la relation:

$$\int_0^{\infty} d\tau e^{-i(\Delta - \Delta')\tau} = \pi \delta(\Delta - \Delta') - \frac{i}{\Delta - \Delta'} \quad (II-13)$$

qui exprime la causalité dans l'émission du signal. Les amplitudes obtenues s'expriment alors sous la forme:

$$\begin{aligned} E_s^{(+)}(\Delta) &= \pi e^{-i\Delta t_3 - i\Delta t_{12}} L(\Delta) \left[R^*(\Delta) O(\Delta) - \frac{i}{\pi} \left(\int_{-\infty}^{\infty} d\Delta' \frac{e^{i(\Delta - \Delta')t_{12}}}{\Delta - \Delta'} R^*(\Delta') O(\Delta') \right) \right] \\ E_s^{(-)}(\Delta) &= \pi e^{-i\Delta t_3 + i\Delta t_{12}} L(\Delta) \left[R(\Delta) O^*(\Delta) - \frac{i}{\pi} \left(\int_{-\infty}^{\infty} d\Delta' \frac{e^{-i(\Delta - \Delta')t_{12}}}{\Delta - \Delta'} R(\Delta') O^*(\Delta') \right) \right] \end{aligned} \quad (II-14)$$

L'analyse de ces amplitudes spectrales donne lieu à deux observations:

(1) L'amplitude du signal à la fréquence Δ est toujours proportionnelle à celle du champ sonde en Δ . En d'autres termes, si le champ sonde est une onde monochromatique de fréquence Δ , le signal sera seulement émis à la fréquence Δ (Diffusion Rayleigh).

(2) Les molécules qui contribuent au signal de fréquence Δ sont distribuées sur un intervalle de l'ordre de t_{12}^{-1} .

Si l'intervalle caractéristique de variation de $R^*(\Delta) O(\Delta)$ est plus grand que t_{12}^{-1} , on peut alors utiliser l'approximation:

$$-i \int_{-\infty}^{\infty} d\Delta' \frac{e^{\pm i(\Delta-\Delta')t_{12}}}{\Delta-\Delta'} R^*(\Delta') O(\Delta') \approx \pm \pi R^*(\Delta) O(\Delta) \quad (II-15)$$

Cette relation exprime que seules les molécules correspondant à la fréquence d'excitation Δ participeront à l'amplitude du signal de fréquence Δ . Dans ce cas, le signal est émis selon la direction $\vec{k}_3 + \vec{K}$ (la composante du signal selon $\vec{k}_3 - \vec{K}$ s'annule), et sa distribution spectrale est alors proportionnelle au produit des spectres des trois impulsions mises en jeu:

$$E_s^{(+)}(\Delta) = 2\pi e^{-i\Delta t_3 - i\Delta t_{12}} L(\Delta) R^*(\Delta) O(\Delta) \quad (II-16)$$

Alternativement, le domaine temporel étant relié au domaine spectral par transformée de Fourier, l'inverse de l'intervalle caractéristique de variation de $R^*(\Delta) O(\Delta)$ reflète l'extension temporelle de $\tilde{R}(t)$ et de $\tilde{O}(t)$ (on rappelle que $TF[R^*(\Delta) O(\Delta)] = \tilde{R}(t) * \tilde{O}(t)$). La condition précédente sur la variation des spectres revient donc à décaler les impulsions d'enregistrement d'un retard t_{12} supérieur à leur extension temporelle. Cette condition est satisfaite lorsque l'impulsion référence précède l'impulsion objet sans recouvrement temporel. On note que dans le cas où $t_{12} < 0$, le rôle des deux composantes spatiales du signal est inversé.

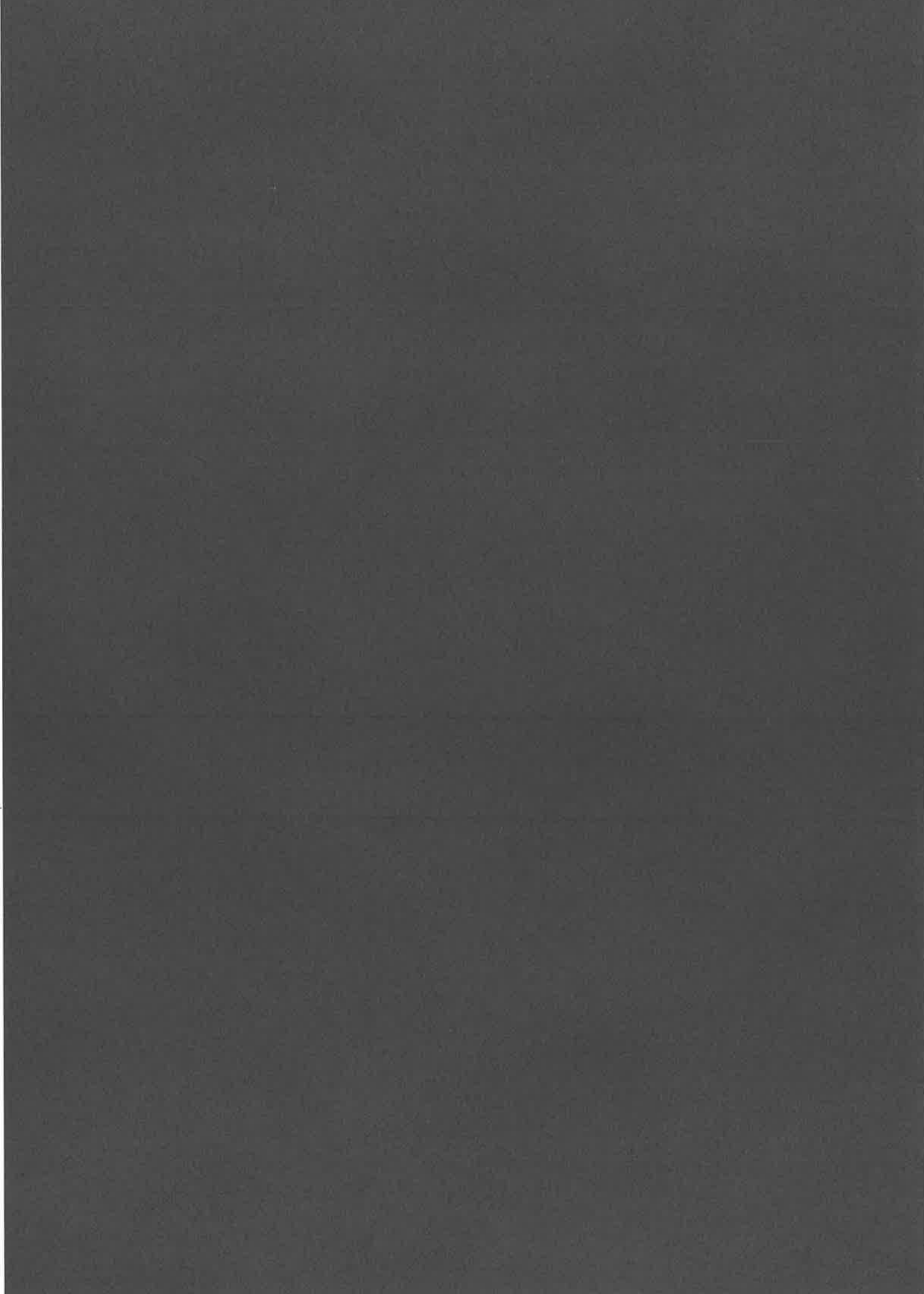
C - CONCLUSION

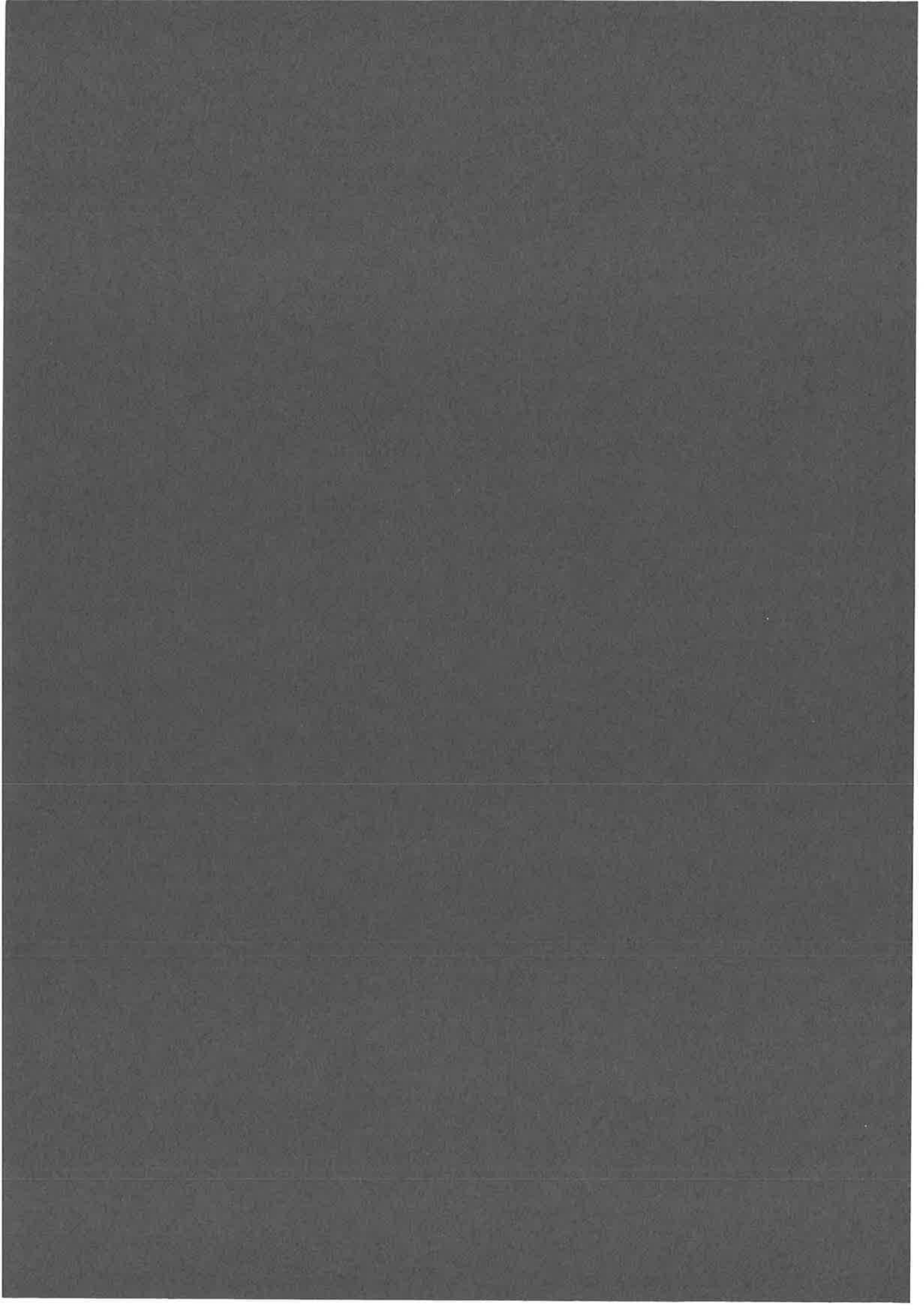
Il est possible de réaliser un enregistrement holographique dans la dimension spectro-temporelle. On peut comparer un tel enregistrement à un hologramme spatial monodimensionnel, dans lequel la dimension spectrale est l'analogie de la dimension spatiale, et où le déroulement temporel du signal correspond aux fréquences spatiales. Cependant, l'holographie temporelle diffère de l'holographie spatiale à la fois par l'existence de la causalité dans l'émission du signal, et par son caractère monodimensionnel qui ne lui permet pas d'accéder à la sélectivité de Bragg.

L'holographie temporelle est réalisable dans un matériau sélectif ou non sélectif en fréquence. Pour ce dernier, la dimension spectrale résulte de la formation de réseaux de Bragg, cohérents entre eux, dans une des dimensions spatiales de l'échantillon. Dans un matériau sélectif en fréquence, c'est un effet local qui se manifeste à l'échelle du volume élémentaire de diffraction, et les trois dimensions spatiales restent disponibles.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] "Holographic Recording Materials", Topics in Applied Physics, éd. par W.E. Moerner, Springer Verlag, vol.20, 1977.
- [2] "Introduction à l'optique de Fourier", J. Goodman, éd. par Masson et Cie, 1972.
- [3] H. Mok, "Storage of 500 high-resolution holograms in a LiNbO₃", Opt. Lett., vol.16 p.605, 1991.
- [4] G. Lippmann, "La photographie des couleurs", C. R. Acad. Sci., Paris, vol.112 p.274, 1891.
- [5] S. Yin, H. Zhou, F. Zhao, M. Wen, Z. Yang, J. Zhang et Francis T.S. Yu, "Wavelength multiplexed holographic storage in a sensitive photorefractive crystal using a visible-light tunable diode laser", Opt. Commun., vol.101 p.317, 1993.
- [6] C. Joubert, M.L. Roblin, et R. Grousseau, "Temporal reversal of picosecond optical pulses by holographic phase conjugation", App. Opt., vol.28 p.4604, 1989.
- [7] W.R. Babbitt et T.W. Mossberg, "Spatial routing of optical beams through time-domain spatial-spectral filtering", Opt. Lett. vol.20 p.910, 1995.
- [8] M. Rätsep, M. Tian, F. Grelet, J.L. Le Gouët, C. Sigel, and M-L. Roblin, "Time-encoded spatial routing in a photorefractive crystal", Opt. Lett., vol.21 p.1292, 1996.
- [9] I. Lorgeré, M. Rätsep, J.L. Le Gouët, F. Grelet, M. Tian, C. Sigel, and M-L. Roblin, "Spectral phase encoding for data storage and addressing", J. opt. Soc. Am. B, vol.13 p.2229, 1996.
- [10] K. B. Hill, K.G. Purchase, et D.J. Brady, "Pulsed-image generation and detection", Opt. Lett., vol.20 p.1201, 1995.
- [11] D. Haarer and R. Silbey, "Hole burning Spectroscopy of glasses", Physics today, p.58, mai 1990.
- [12] "Persistent Spectral Hole-Burning: Science and Application", éd. par W.E. Moerner, Springer-Verlag, Berlin, 1988.
- [13] B. Kohler, S. Bernet, A. Renn, et U. Wild, "Storage of 2000 holograms in a photochemical hole burning system", Opt. Lett., vol.18 p.2144, 1993.
- [14] Y.S. Bai, W.R. Babbitt, N.W. Carlson, and T.W. Mossberg, "Real-time optical waveform convolver/cross correlator", Appl. Phys. Lett., vol.45 p.714, 1984.





CHAPITRE III

MEMOIRE SPECTRALE

A ACCES ALEATOIRE RAPIDE

A - INTRODUCTION

Nous abordons dans ce chapitre le problème de l'accès aléatoire rapide aux informations enregistrées dans un matériau PSHB constitué d'une matrice amorphe dans laquelle sont dissous les centres optiquement actifs. Dans un tel matériau, l'espace spectral occupé par la mémoire s'étend sur plusieurs THz. Les méthodes proposées dans les travaux antérieurs pour accéder à la dimension spectrale de la mémoire se regroupent en deux grandes classes que nous avons déjà évoquées dans le chapitre II. La première consiste à adresser localement les informations dans le domaine spectral^[1]. C'est ce que réalise le groupe de U. Wild à l'Ecole polytechnique de Zürich^[2]. La seconde méthode s'appuie sur l'aspect temporel de la dimension supplémentaire de stockage^[1,3-11]. Dans cette dimension, une donnée est définie comme une impulsion brève dont le retard par rapport à une impulsion « référence » caractérise l'adresse. Dans ces deux méthodes d'adressage, le temps d'accès aléatoire à l'information est considérablement limité par des difficultés d'ordre technique. Pour l'adressage spectral, c'est le balayage en fréquence du laser sur la largeur Γ_i avec une précision Γ_h qui constitue le facteur limitatif. Dans le cas de l'adressage temporel, la difficulté provient de ce que tout le train d'images est restitué à chaque lecture de l'élément mémoire. Quand on utilise toute la capacité de stockage du matériau, l'accès aléatoire à une donnée nécessite alors l'utilisation d'une porte temporelle de résolution

Γ_i^{-1} . Actuellement, aucun détecteur bidimensionnel n'est assez rapide pour atteindre la résolution temporelle du matériau PSHB que nous utilisons, et il faut alors avoir recours à des techniques d'échantillonnage de type corrélation qui impliquent le déplacement d'un élément mécanique inévitablement lent. Ces difficultés technologiques seront peut être surmontées dans ces prochaines années, mais l'investigation de nouvelles méthodes d'adressage demeure cependant nécessaire.

Nous proposons une procédure d'adressage originale qui contourne la difficulté du déplacement mécanique de l'adressage temporel en combinant les aspects « mémorisation » et « calcul en temps réel » de l'holographie temporelle^[12] (ch.II §B-2).

La section B décrit le principe de l'adressage de phase spectral utilisé dans notre expérience de stockage. La section C présente une expérience réalisée dans le cas d'informations binaires sans dimension spatiale permettant de valider le principe de fonctionnement d'une telle mémoire. Après la description du dispositif expérimental, les différents résultats obtenus sont présentés, et l'étude se termine par une discussion de la validité du modèle théorique dans les conditions de l'expérience. La section D conclut le chapitre.

B - ADRESSAGE DE PHASE SPECTRAL ET DETECTION PAR CORRELATION

B-1 - Adressage par codage de phase spectral

On se souvient (ch.II) que la direction d'incidence du faisceau « référence » code l'adresse d'une page de données en holographie de volume. Pour changer d'adresse on modifie l'angle d'incidence. Cette méthode d'adressage est connue sous le nom de multiplexage angulaire. Dans une série d'expériences récentes, C. Denz, G. Pauliat et G. Roosen^[13,14] ont remplacé le faisceau « référence » unique à incidence variable par une gerbe de faisceaux d'incidence fixe. L'adresse d'une page de données est alors codée par l'ensemble des phases relatives des différents faisceaux composant la gerbe.

La lecture s'appuie sur le principe de reconnaissance de forme. Les phases affectées aux composantes de la gerbe définissent en effet la forme du front d'onde de référence. Les données sont restituées lorsque la forme du front d'onde de lecture coïncide avec celle du front d'onde de la référence à l'écriture.

Nous nous inspirons de cette approche que nous transposons dans le domaine spectro-temporel en associant une phase à chaque composante spectrale de l'onde de référence^[15-20]. L'adresse d'une donnée est ainsi définie par un jeu de phases dans le domaine spectral, ou, de façon équivalente, par la forme temporelle de l'impulsion « référence » (fig. III.1).

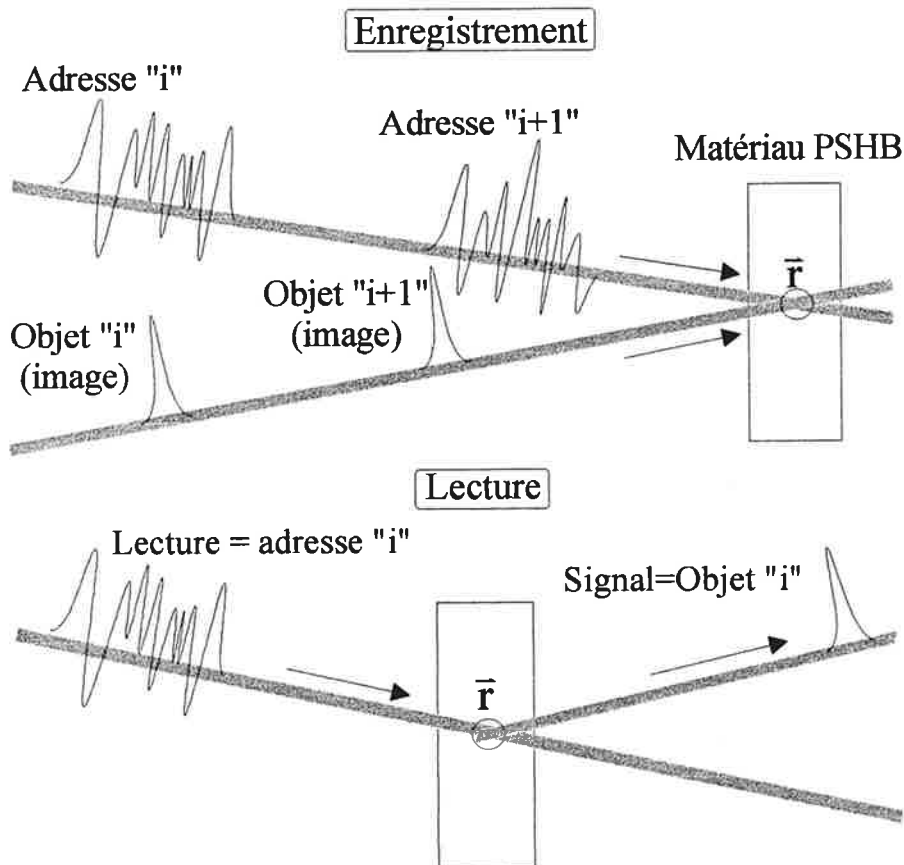


Figure III.1 Schéma illustrant l'utilisation d'un hologramme temporel comme une mémoire intelligente fondée sur la reconnaissance de forme. Durant l'étape d'enregistrement, chacune des images, transportée par une impulsion « objet » ultra courte, est gravée dans le matériau PSHB à une « adresse » constituée par le profil temporel de l'impulsion « référence » associée. Chaque image n'est alors reconnue que par l'impulsion de lecture dont le profil temporel coïncide avec celui qui constitue l'adresse de l'image.

Pour présenter de façon détaillée cette méthode d'adressage, nous nous appuyons sur la figure III.2. Par un enregistrement séquentiel, on superpose dans l'échantillon les hologrammes associés aux différentes images. Pour l'enregistrement d'un hologramme, on part d'une onde plane impulsionnelle de large bande spectrale, limitée par transformée de Fourier, que l'on divise pour former les impulsions « objet » et « référence ». Ces deux impulsions possèdent un spectre identique à celui de l'impulsion initiale et se propagent respectivement selon les directions \vec{k}_o et \vec{k}_r . Sur le trajet « objet », on interpose une image bidimensionnelle $O_i(\vec{r})$. Sur le trajet « référence », un dispositif de mise en forme spectral applique un code de phase spécifique $m_i(\nu)$ à l'amplitude spectrale de l'impulsion « référence ». Ce code représente l'adresse de l'image $O_i(\vec{r})$.

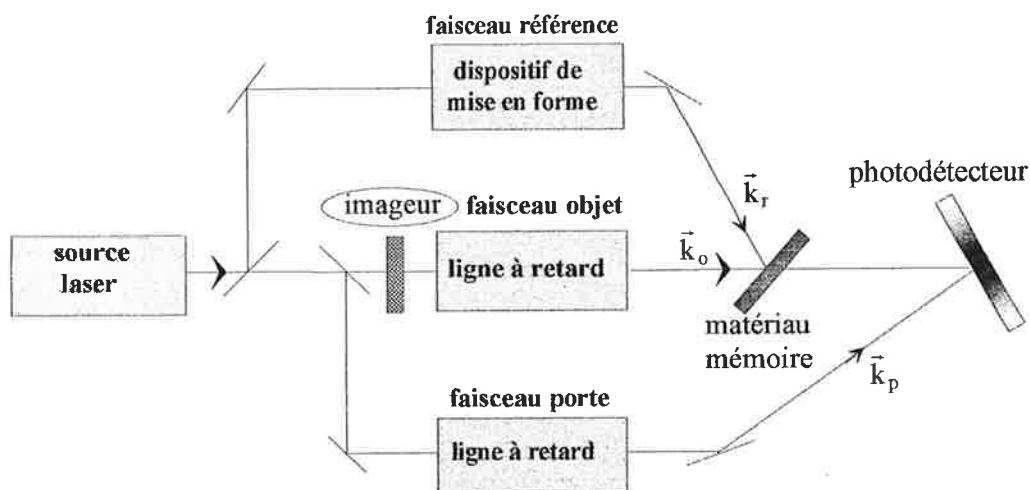


Figure III.2 Schéma du dispositif expérimental.

La durée de la forme temporelle $\tilde{m}_i(t)$, associée par transformée de Fourier à la forme $m_i(\nu)$, est déterminée par l'inverse de la tranche spectrale élémentaire δ_{slm} composant $m_i(\nu)$. La condition de séparation temporelle t_{12} entre les impulsions d'enregistrement se réduit donc à la condition $t_{12} > \delta_{slm}^{-1}$.

Les hologrammes associés aux différentes images sont enregistrés avec le même décalage t_{12} et se distinguent donc uniquement par leurs codes de phase $m_i(\nu)$.

Ces codes peuvent être décrits comme la somme de N fonctions spectrales rectangulaires juxtaposées de largeur δ_{slm} et d'amplitude $\frac{1}{\sqrt{N}}$ ou $-\frac{1}{\sqrt{N}}$:

$$m_i(\nu) = \sum_{p=1-N/2}^{N/2} b_i^{(p)} \text{rect} \left[\frac{\nu - \left(\nu_0 + p \delta_{slm} - \frac{\delta_{slm}}{2} \right)}{\delta_{slm}} \right] \quad (III-1)$$

où $b_i^{(p)} = \pm \frac{1}{\sqrt{N}}$, et ν_0 représente la fréquence centrale de la bande spectrale $N\delta_{slm}$ utilisée. Les codes sont choisis de telle façon qu'ils forment un ensemble de fonctions orthogonales, l'orthogonalité étant définie au sens du produit scalaire:

$$\int d\nu m_i^*(\nu) m_j(\nu) = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ 1 & i = j \end{cases}$$

soit

$$\sum_{p=1-N/2}^{N/2} b_i^{(p)} b_j^{(p)} = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ 1 & i = j \end{cases} \quad (III-2)$$

Au produit scalaire dans le domaine spectral correspond un produit d'intercorrélacion dans le domaine temporel où la relation d'orthogonalité entre les formes temporelles $\tilde{m}_i(t)$, transformées de Fourier de $m_i(\nu)$, s'écrit:

$$\int dt' \tilde{m}_i^*(t') \tilde{m}_j(t') = \begin{cases} 0 & i \neq j \\ 1 & i = j \end{cases} \quad (III-3)$$

On se place dans les conditions où l'échantillon est optiquement mince (excitation lumineuse uniforme dans l'épaisseur de l'échantillon), où la largeur spectrale des codes satisfait l'inégalité $N\delta_{slm} < \Gamma_i$, et où la séparation temporelle des impulsions « objet » et « référence » vérifie $\delta_{slm}^{-1} < t_{12} < \Gamma_h^{-1}$. La superposition de M hologrammes modifie la population $n_0(\nu)$ du fondamental qui s'écrit alors:

$$n(\bar{r}, \nu) = n_0(\nu) - \beta n_0(\nu) \left\{ \sum_{i=1}^M \left(E^*(\nu) m_i^*(\nu) \right) \left(E(\nu) O_i(\bar{r}) \right) e^{-i2\pi\nu t_{12}} e^{-i\vec{K}\bar{r}} + cc \right\} \quad (III-4)$$

soit:

$$n(\vec{r}, \nu) = n_0(\nu) - \beta n_0(\nu) \|E(\nu)\|^2 \left\{ \left(\sum_{i=1}^M m_i^*(\nu) O_i(\vec{r}) \right) e^{-i2\pi\nu t_{12}} e^{-i\vec{K}\vec{r}} + cc \right\} \quad (III-5)$$

où $\beta \ll 1$ caractérise l'efficacité de gravure, $\vec{K} = \vec{k}_o - \vec{k}_r$, et $E(\nu)$ décrit l'amplitude spectrale du champ laser. Cette écriture suppose que chaque hologramme perturbe faiblement la distribution des molécules actives et s'inscrit indépendamment des autres dans la distribution inhomogène. En d'autres termes, on fait l'hypothèse que la population disponible dans chaque classe de centres actifs est suffisamment importante pour n'être jamais sensiblement modifiée par l'enregistrement des différents hologrammes.

Supposons alors que l'on excite l'ensemble des hologrammes à l'aide d'une impulsion de lecture se propageant sur la voie « référence », sur laquelle on imprime le code de phase $m_j(\nu)$. Un signal se construit qui combine les contributions des M hologrammes enregistrés précédemment. Après sommation, l'amplitude spectrale du signal émis selon la voie « objet » s'écrit:

$$S_j(\vec{r}, \nu) = n_0(\nu) E(\nu) \|E(\nu)\|^2 \left\{ \sum_{i=1}^M \left(O_i(\vec{r}) m_i^*(\nu) m_j(\nu) \right) e^{-i2\pi\nu t_{12}} + cc \right\} \quad (III-6)$$

où seule la partie modulée de $n(\vec{r}, \nu)$ caractérisant la perturbation induite par les champs « objet » et « référence » a été prise en compte.

Le déroulement temporel du signal est donné par la transformée de Fourier de l'amplitude spectrale:

$$\tilde{S}_j(\vec{r}, t) = \int d\nu n_0(\nu) E(\nu) \|E(\nu)\|^2 \left[\sum_{i=1}^M O_i(\vec{r}) m_i^*(\nu) m_j(\nu) \right] e^{i2\pi\nu(t-t_{12})} + cc \quad (III-7)$$

Dans l'hypothèse où la durée de l'impulsion est très inférieure à l'inverse de la largeur spectrale $(N\delta_{slm})^{-1}$, et où la distribution spectrale de la bande d'absorption inhomogène varie peu sur la largeur $N\delta_{slm}$, on peut considérer $E(\nu)$ et $n_0(\nu)$ constants sur la fenêtre spectrale de codage. Le signal s'exprime alors sous la forme:

$$\tilde{S}_j(\vec{r}, t) = \sum_{i=1}^M O_i(\vec{r}) \int d\nu m_i^*(\nu) m_j(\nu) e^{i2\pi\nu(t-t_{12})} + cc \quad (III-8)$$

soit:

$$\tilde{S}_j(\vec{r}, t) = \sum_{i=1}^M O_i(\vec{r}) [\tilde{m}_i(t - t_{12}) * \tilde{m}_j(t - t_{12})] + cc \quad (III-9)$$

On retrouve ici l'aspect processeur optique des hologrammes enregistrés, puisque le profil temporel du signal émis résulte de l'intercorrélacion de la forme temporelle de lecture avec celle de chacune des adresses occupées (reconnaissance de forme). Compte tenu de l'équation III-3, lorsque le profil de l'impulsion de lecture $\tilde{m}_j(t)$ coïncide avec celui de l'une des images enregistrées, le signal restitue l'image $O_i(\vec{r})$ à l'instant $t=t_{12}$:

$$\tilde{S}_j(\vec{r}, t_{12}) = O_j(\vec{r}) [\tilde{m}_j(0) * \tilde{m}_j(0)] + \sum_{i \neq j}^M O_i(\vec{r}) [\tilde{m}_i(0) * \tilde{m}_j(0)] + cc$$

$$\tilde{S}_j(\vec{r}, t_{12}) = O_j(\vec{r}) + cc$$

(III-10)

B-2 - Un choix particulier de codes orthogonaux: les fonctions de Hadamard

Afin de discuter plus précisément la forme temporelle du signal, nous considérons un choix spécifique de codes orthogonaux: les fonctions de Hadamard.

Le système des fonctions de Walsh, présenté un peu différemment par le

mathématicien français Hadamard, est connu depuis près d'un siècle ^[21]. Sa première utilisation semble être due à Barret et Fowle en 1905. Le système orthogonal des fonctions dites de Hadamard ou de Walsh est bien adapté au domaine des transmissions pour le codage des informations.

Les matrices de Hadamard qui permettent de construire les fonctions de Walsh sont des matrices carrées de dimension 2^n dont les termes sont 1 ou -1. Ces matrices sont orthogonales et symétriques. Elles s'obtiennent à partir de la relation de récurrence suivante:

$$H_{2^{n+1}} = \begin{bmatrix} \left[\begin{array}{c} H_{2^n} \\ H_{2^n} \end{array} \right] & \left[\begin{array}{c} H_{2^n} \\ -H_{2^n} \end{array} \right] \end{bmatrix} \quad (III-11)$$

Avec pour matrice élémentaire:

$$H_2 = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix}$$

On obtient ainsi la matrice d'ordre 4:

$$H_4 = \begin{bmatrix} \left[\begin{array}{cc} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{array} \right] & \left[\begin{array}{cc} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{array} \right] \\ \left[\begin{array}{cc} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{array} \right] & - \left[\begin{array}{cc} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{array} \right] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & -1 & 1 & -1 \\ 1 & 1 & -1 & -1 \\ 1 & -1 & -1 & 1 \end{bmatrix}$$

L'orthogonalité des lignes de ces matrices s'exprime sous la forme:

$$\sum_{p=1-N/2}^{N/2} h_i^{(p)} h_j^{(p)} = N \delta_{ij}$$

où $h_i^{(p)}$ représente l'élément situé à l'intersection de la ligne i et de la colonne p .

Dans la suite nous désignons sous le nom de « fonction de Hadamard » le code spectral défini par:

$$m_i(v) = \sum_{p=1-N/2}^{N/2} \frac{h_i^{(p)}}{\sqrt{N}} \operatorname{rect} \left[\frac{v - \left(v_0 + p \delta_{slm} - \frac{\delta_{slm}}{2} \right)}{\delta_{slm}} \right]$$

Les fonctions construites à partir de la matrice de dimension 2^n sont numérotées de 0 à 2^n-1 . La « fonction uniforme » est la fonction numéro 0, la « fonction signe » est la fonction numéro 2^{n-1} . La dimension 2^n comprend 2^{n-1} fonctions paires et 2^{n-1} fonctions impaires. Le produit de deux fonctions de Hadamard est une fonction de Hadamard, et la valeur moyenne des fonctions est toujours nulle sauf pour la fonction uniforme.

Nous présentons sur la figure III.3 la famille des 32 fonctions de Hadamard utilisée dans l'expérience d'adressage optique.

Le signal décrit par l'équation III-8 varie très rapidement autour de l'instant $t=t_{12}$. Son temps caractéristique d'évolution est donné par l'inverse de la largeur $N\delta_{slm}$ de la fenêtre de codage spectral. Afin d'illustrer cet effet, on présente sur la figure III.4 le déroulement temporel théorique du module de $\tilde{S}_j(t)$ dans la situation suivante:

- la fenêtre de codage s'étend sur un intervalle spectral de 1,25 THz.
- une famille de 32 fonctions de Hadamard constitue les adresses des données.
- les adresses numérotées 4, 8, 10, 16, 22, et 28 sont occupées.
- on représente la lecture successive de la mémoire par chacune des 32 fonctions de codage.

On observe que le contenu de la mémoire ne peut être décrypté qu'au voisinage immédiat de $t=t_{12}$, sur un intervalle inférieur à 1 ps.

CHAPITRE III

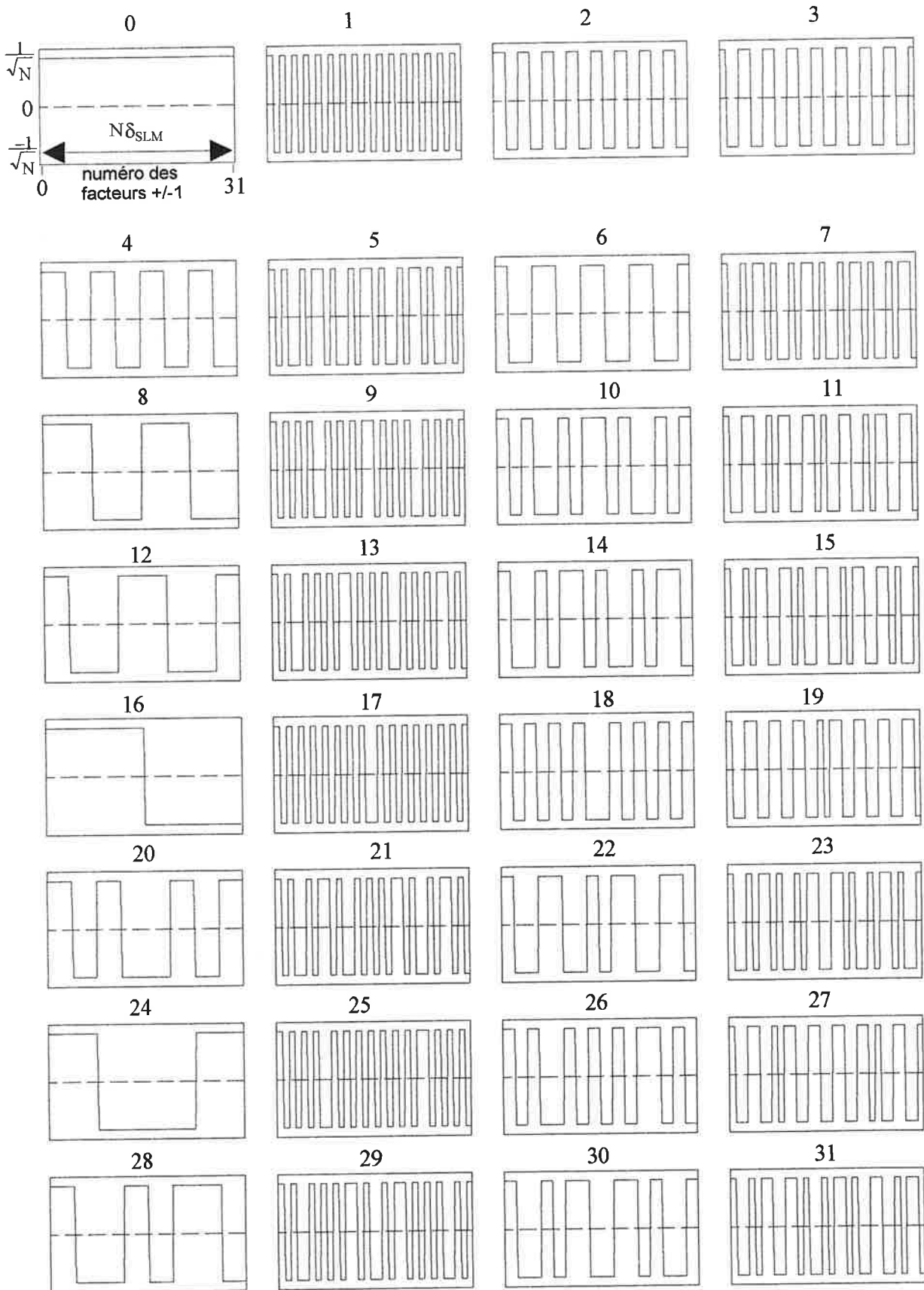
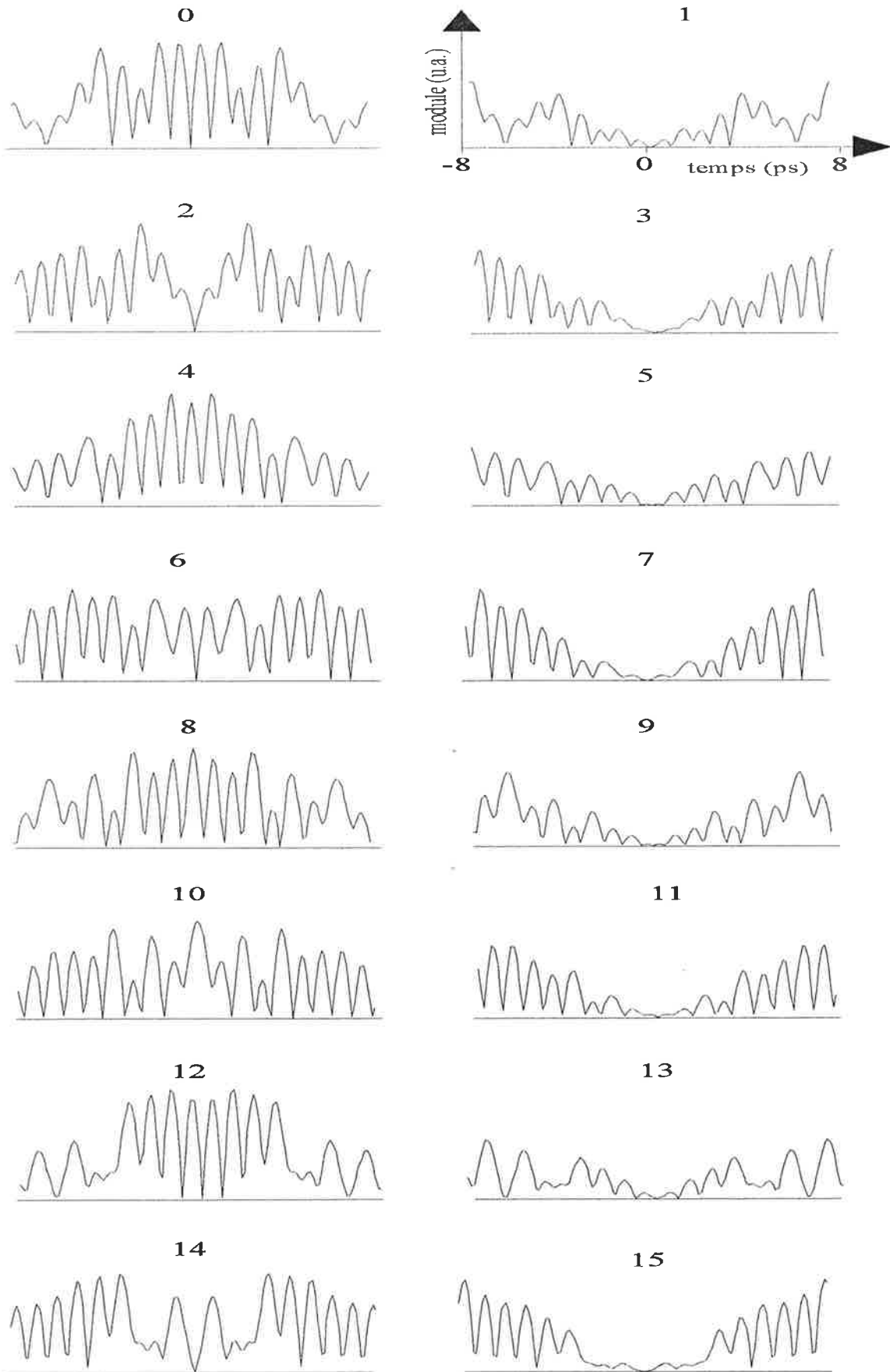


Figure III.3 Famille des 32 codes orthogonaux de Hadamard utilisés pour adresser spectralement des données. Chaque code est composé d'une distribution de 32 facteurs +1 ou -1 (codes binaires).



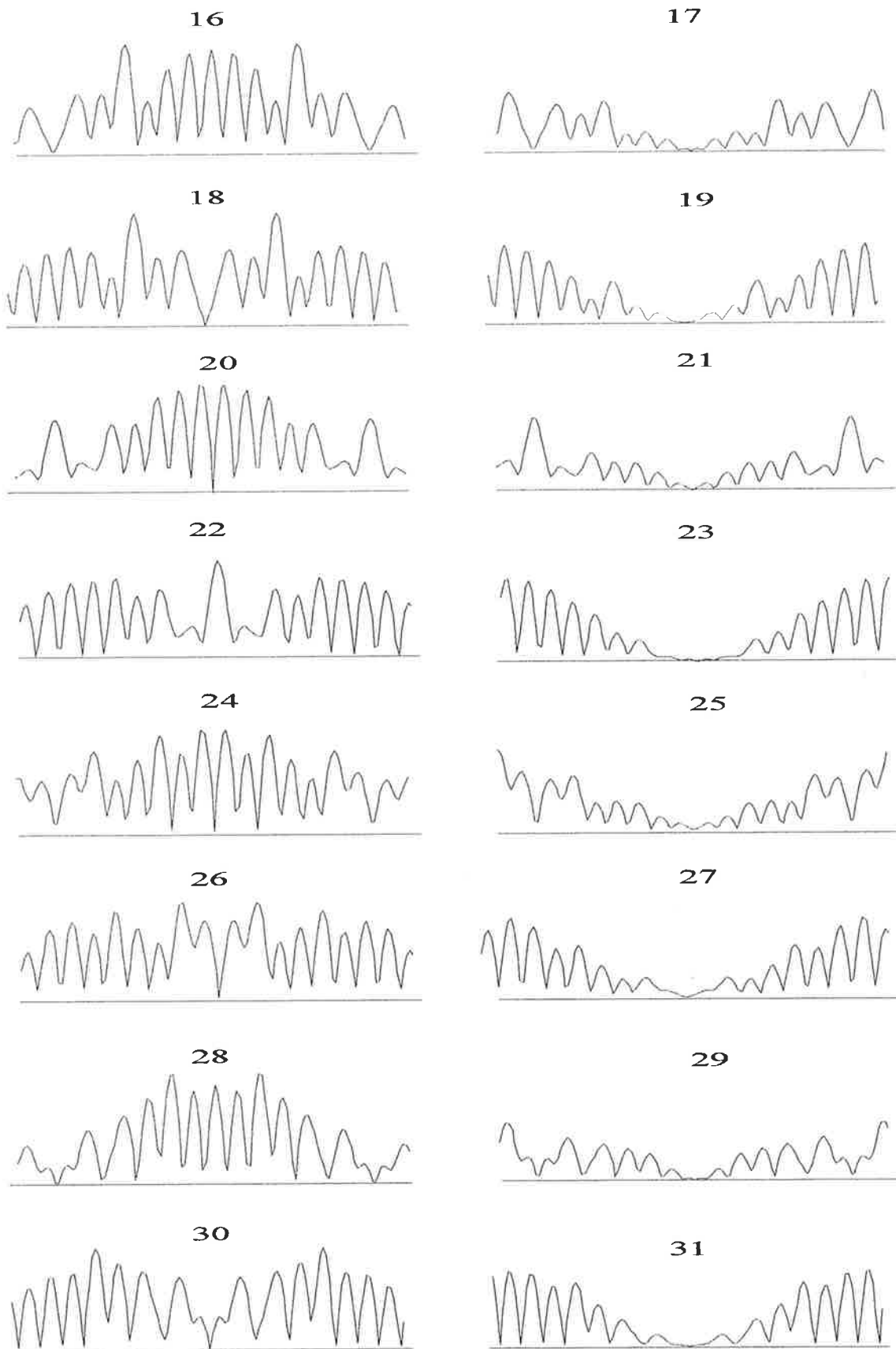


Figure III.4 Déroulement temporel théorique des signaux correspondant à la lecture par les 32 fonctions de Hadamard, d'un enregistrement composé des fonctions 4, 8, 10, 16, 22, et 28.

B-3 - Détection par corrélation

Il apparaît sur les profils temporels présentés au paragraphe précédent qu'il faut « isoler » l'instant $t=t_{12}$ avec une résolution de quelques centaines de femtosecondes pour pouvoir extraire l'amplitude spatiale complète (module et phase) de l'image portée par le signal. De tels détails temporels ne peuvent actuellement être résolus par des détecteurs électroniques conventionnels, et l'analyse interférométrique offre alors un moyen efficace ^[16,22-24].

On fait interférer le signal $\tilde{S}_j(\vec{r}, t)$ émis selon \vec{k}_o avec une réplique de l'impulsion source décalée de τ , notée $\tilde{E}_p(t-\tau)$, qui se propage selon \vec{k}_p (fig. III.2). Cette dernière joue alors le rôle d'une porte temporelle subpicoseconde bien adaptée à la résolution des détails les plus fins du signal. La distribution d'énergie résultant des interférences entre les deux champs est enregistrée sur une barrette de photodétecteurs alignée selon la direction $\vec{k}_o - \vec{k}_p$. Le terme d'interférence $I_j(\vec{r}, \tau)$ de cette distribution s'écrit:

$$I_j(\vec{r}, \tau) = \int dt \tilde{S}(\vec{r}, t) \tilde{E}_p^*(t-\tau) e^{-i(\vec{k}_o - \vec{k}_p)\vec{r}} \quad (III-12)$$

On en déduit le contraste des franges qui est proportionnel à l'expression $C_j(\vec{r}, \tau)$:

$$C_j(\vec{r}, \tau) = \left\| \int dv S(\vec{r}, v) E_p^*(v) e^{i2\pi v\tau} \right\| \quad (III-13)$$

D'après l'équation III-6 ce dernier peut se mettre sous la forme:

$$C_j(\vec{r}, \tau) = \left\| \int dv n_o(v) \|E(v)\|^4 \left\{ \left(\sum_{i=1}^M O_i(\vec{r}) m_i^*(v) m_j(v) \right) e^{i2\pi v(\tau-t_{12})} + cc \right\} \right\| \quad (III-14)$$

La densité spectrale de la source $\|E(v)\|^2$ peut être ajustée de façon à rendre le produit $n_o(v) \|E(v)\|^4$ constant sur la largeur $N\delta_{slm}$ de la fenêtre spectrale utilisée par le codage. Dans ces conditions, à $\tau=t_{12}$, le contraste restitue l'image $O_j(\vec{r})$ à travers une

expression qui fait directement intervenir la relation d'orthogonalité (éq. III-2):

$$C_j(\vec{r}, t_{12}) = \left\| O_j(\vec{r}) \int dv \left\| m_j(v) \right\|^2 + \sum_{i \neq j}^M O_i(\vec{r}) \int dv m_i^*(v) m_j(v) + cc \right\| \quad (III-15)$$

soit:

$$C_j(\vec{r}, t_{12}) = O_j(\vec{r}) \quad (III-16)$$

La méthode d'adressage décrite ci-dessus permet donc de réaliser un accès aléatoire aux informations sans déplacement d'élément mécanique. Une fois le retard τ ajusté à t_{12} , la détection d'une image ne demande donc plus que trois opérations: la composition de son adresse, la reconnaissance de l'adresse par la mémoire holographique, et la mesure du contraste des franges. L'opération d'intercorrélacion réalisée par l'hologramme s'effectue en un temps correspondant à l'inverse de la largeur spectrale élémentaire δ_{slm}^{-1} . C'est le temps nécessaire à la composition d'une adresse et à la mesure du contraste des franges qui limite la cadence de restitution des images.

B-4 - Utilisation d'une source de lumière incohérente

Le stockage optique dans un matériau PSHB organique à large bande inhomogène (de l'ordre du THz) demande que le temps de cohérence de la source ne dépasse pas quelques centaines de femtosecondes. Une première possibilité réside dans la production d'impulsions de durée ultra-courte. Cependant, cette solution nécessite une source laser élaborée, dont l'utilisation ne semble pas nécessaire dans une expérience ayant pour objectif d'acquérir des données à la cadence vidéo. Une seconde possibilité consiste à utiliser une source de lumière incohérente à large bande spectrale [16, 19 (ARTICLE IV), 20]. En effet, l'équation III-6, qui donne l'amplitude spectrale du signal, n'est conditionnée par aucune hypothèse sur la durée t_L des impulsions laser. Ainsi, toute source lumineuse à large bande spectrale peut être utilisée, même si les impulsions délivrées ne sont pas limitées par transformée de Fourier. De façon

générale, l'inverse de la largeur spectrale des impulsions traduit temporellement la durée de cohérence t_C de la source. Dans le cas d'impulsions de lumière incohérente, la durée de cohérence est bien inférieure à la durée t_L des impulsions, et l'amplitude spectrale $E(\nu)$ présente des fluctuations aléatoires à l'échelle de l'inverse de la durée de l'impulsion. Le signal de corrélation $C(\bar{r}, t_{12})$ (éq. III-14) en lumière incohérente coïncide en moyenne statistique avec le signal calculé avec des impulsions limitées par transformée de Fourier. La question est de savoir si le signal en coup unique peut être confondu avec sa moyenne statistique. On peut montrer que la dispersion relative des valeurs de corrélation « C » mesurées avec une seule impulsion de lecture s'exprime comme:

$$\frac{\langle |C|^2 \rangle - \langle C \rangle^2}{\langle C \rangle^2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{2\pi M}{N\delta_{slm}t_L} \quad (III-17)$$

où M est le nombre de données stockées, et $N\delta_{slm}$ représente la largeur spectrale utilisée pour le codage. Par conséquent, la dispersion reste très inférieure à 1 si les impulsions sont beaucoup plus longues que M fois l'étendue $(\delta_{slm})^{-1}$ des formes temporelles associées aux adresses. Avec des impulsions de durée 7ns et des hologrammes de 1,25 THz de large, le produit $t_L \times N\delta_{slm}$ vaut environ 10^4 . On peut donc stocker plusieurs milliers d'images et relire chacune en un seul tir sans ambiguïté.

C - EXPERIENCE

C-1 - Dispositif expérimental

C-1-1 - Présentation générale

Le dispositif expérimental utilisé lors des étapes de gravure et de lecture des données est représenté sur les figures III.5 et III.6.

Les lignes à retard utilisées ont une résolution de $2 \times 1 \mu\text{m}$ (6,6 fs). La position correspondant à $t_{12}=0$ est obtenue lorsque les deux impulsions interfèrent avec un contraste maximal. Pour ajuster la ligne à retard liée à la porte temporelle sur $\tau=t_{12}$, on grave la fonction uniforme (numéro 0) que l'on relit ensuite par la fonction signe (numéro 16). La fonction d'intercorrélation entre la porte et la structure temporelle du signal émis reproduit le module de la transformée de Fourier de la fonction signe (voir plus loin fig. III.14). Cette dernière varie fortement autour du zéro correspondant au retard $\tau=t_{12}$, et apparaît donc bien adaptée pour positionner précisément la ligne à retard.

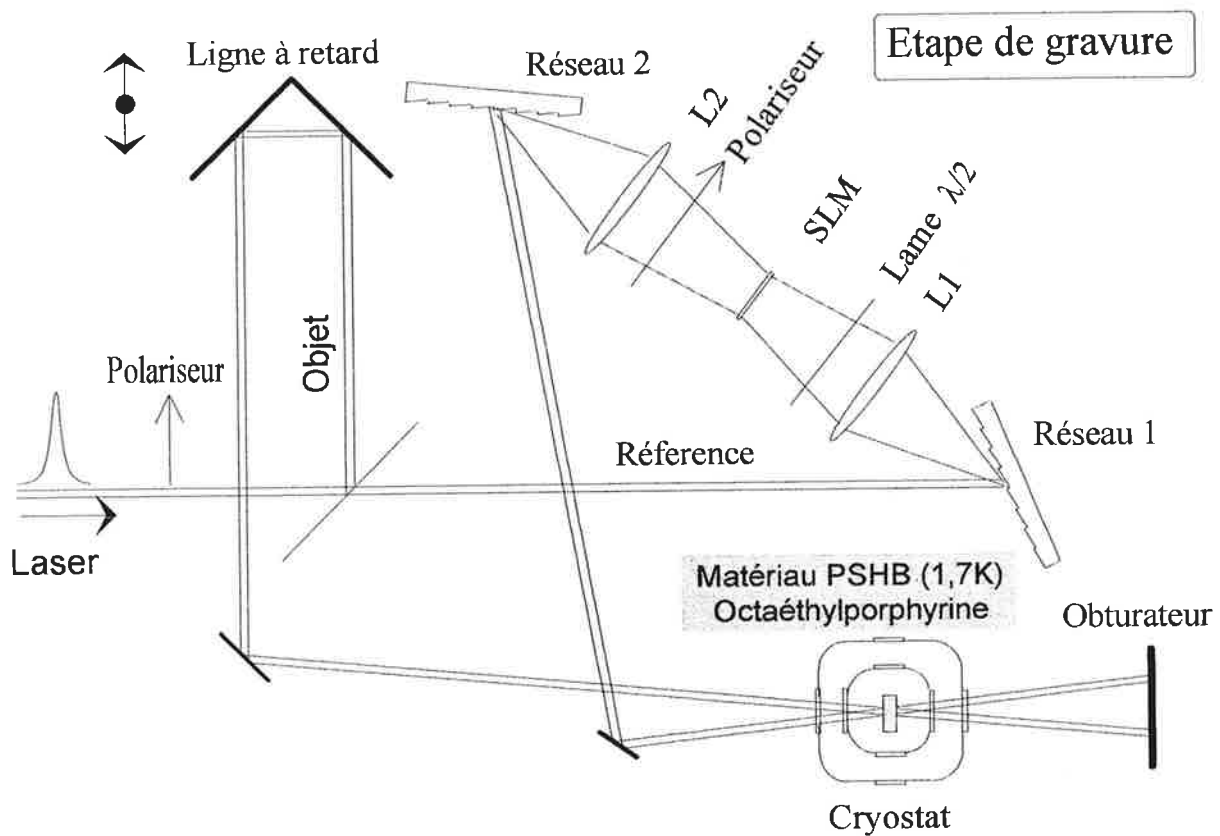


Figure III.5 Schéma du dispositif expérimental pour l'enregistrement de données spectralement codées en phase.

Dans notre expérience nous avons travaillé avec des ondes planes, et non des images, l'objectif étant de valider la technique du codage de phase spectral. Chacune

des ondes planes enregistrées correspond donc à un bit de niveau « 1 » dont l'adresse est donnée par le numéro du code spectral.

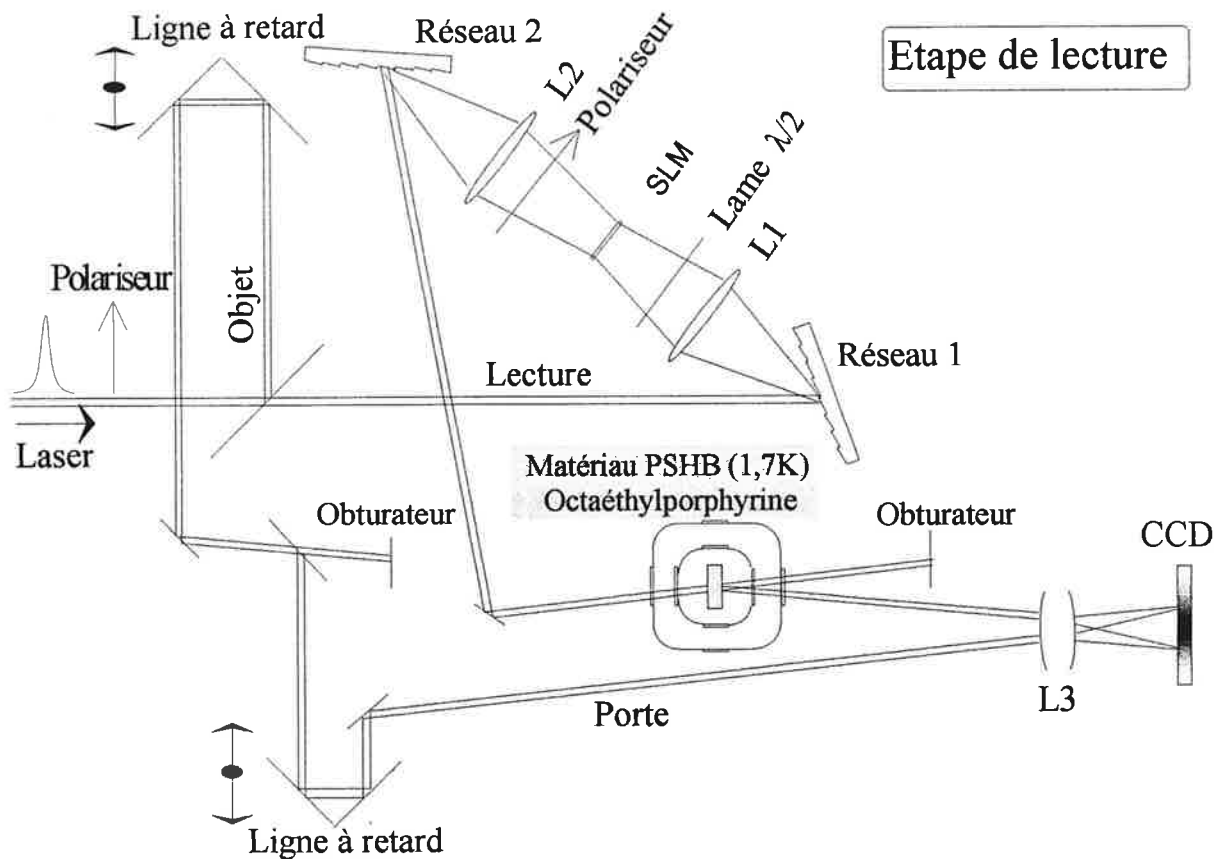


Figure III.6 Schéma du dispositif expérimental pour la lecture des données spectralement codées en phase.

C-1-2 - Source laser

La source lumineuse de notre expérience délivre des impulsions de durée 7 ns à un taux de répétition de 15 Hz. C'est un laser à colorant pompé par un laser pulsé. Il est composé d'une cellule à circulation de colorant pompée transversalement par un laser Nd:YAG doublé à 532 nm, d'un coupleur constitué par une lame de verre prismatique dont le coefficient de réflexion est de 4%, d'un miroir Rmax, et d'un élément sélectif constitué d'un prisme d'angle 60°. Les orientations du miroir Rmax et du prisme permettent d'ajuster la longueur d'onde et la largeur spectrale du laser (fig. III.7). Le

colorant utilisé est du DCM. Le spectre des impulsions est centré aux alentours de 620 nm.

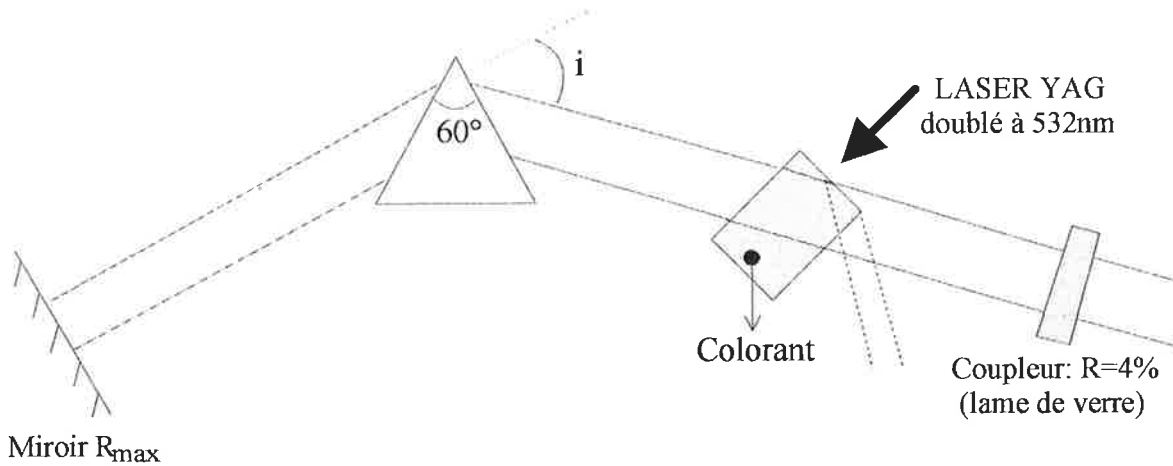


Figure III.7 Cavité laser utilisée dans l'expérience de stockage optique. Elle est composée d'une cellule à circulation de colorant (DCM) pompée transversalement par un laser Nd:YAG doublé à 532 nm, d'un coupleur constitué par une lame de verre prismatique dont le coefficient de réflexion est $R=4\%$, d'un miroir R_{max} , et d'un élément sélectif constitué par un prisme d'angle 60° . Ce dernier permet d'ajuster la largeur spectrale du laser en faisant varier l'angle d'incidence « i ».

C-1-3 - Corrélateur

Le corrélateur réalise l'échantillonnage du module $\|C(\tau)\|$ de la fonction de corrélation entre un champ « porte » $E_p(t)$ et un champ signal $E_s(t)$ ^[16,22-24]. La figure III.8 présente le schéma du corrélateur utilisé dans le dispositif expérimental. Les champs $E_s(t)$ et $E_p(t-\tau)$, décalés dans le temps l'un par rapport à l'autre à l'aide d'une ligne à retard optique variable motorisée, forment des franges d'interférence de type Young sur une barrette de photodétecteurs ^[24]. Un système informatique d'acquisition et de traitement du signal numérise le signal vidéo de la barrette, puis calcule la transformée de Fourier de la distribution spatiale d'énergie sur la barrette. On extrait ainsi le contraste des franges qui est directement proportionnel au module $\|C(\tau)\|$ de la corrélation des deux champs. Le micro-ordinateur qui contrôle le déroulement des cycles d'échantillonnage affiche à l'écran la fonction $\|C(\tau)\|$ au fur et à mesure de son échantillonnage.

La barrette de photodétecteurs est un système à transfert de charges (CCD) composée de 1000 pixels de $13 \times 39 \mu\text{m}$. La chaîne de détection (barrette et convertisseur) a une dynamique de 256 (8 bits). Le temps d'acquisition de la barrette de photodétecteurs est de quelques millisecondes.

A chaque nouvelle valeur de τ , la mesure du contraste est réalisée sur environ 20 franges, ce qui signifie que le retard est défini avec une précision de $20 (\lambda/c) \sim 50$ fs. Cette valeur est nettement inférieure au temps caractéristique d'évolution du signal de corrélation, donnée par $(N\delta_{\text{slm}})^{-1}$, qui vaut environ 800 fs dans notre expérience pour $N\delta_{\text{slm}} = 1,25$ THz.

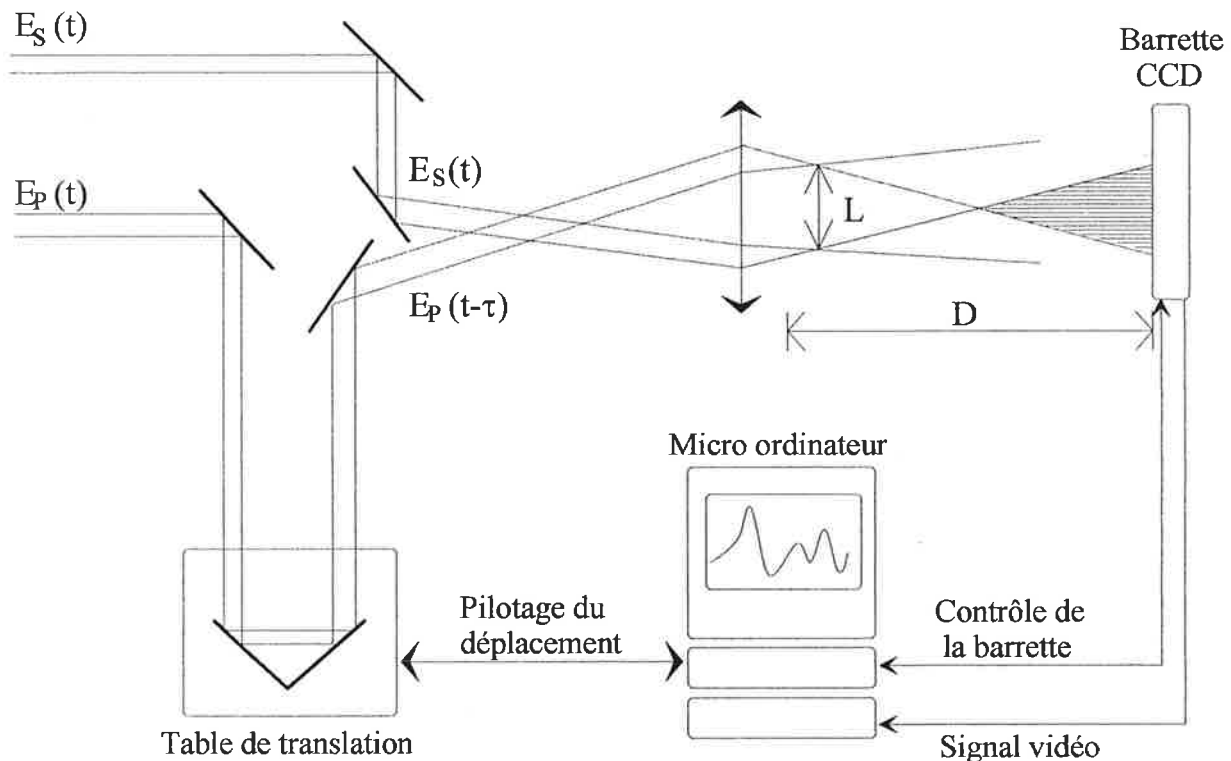


Figure III.8 Schéma du corrélateur utilisé dans le dispositif expérimental. Un angle est introduit entre les faisceaux « porte » et signal afin de produire deux points « source » séparés d'une distance « L » de quelques millimètres dans le plan focal d'une lentille. On observe alors les franges d'interférence rectilignes de type Young sur la barrette de photodétecteurs placée à une distance « D » des points « source » d'environ 1 mètre. Dans ces conditions, la période spatiale $i = \lambda D/L$ des franges sur la barrette de photodétecteurs est typiquement de l'ordre du millimètre.

A l'aide du corrélateur, nous avons mesuré la fonction d'autocorrélation des impulsions lasers. La largeur $t_c=650$ fs de ce profil correspond au temps de cohérence de la source (fig. III.9). La fonction d'autocorrélation et le spectre de la source sont reliés par transformée de Fourier. Dans l'hypothèse d'un spectre de profil gaussien, les largeur à mi-hauteur du spectre (Δ_L) et de la fonction d'autocorrélation (t_c) sont reliées par: $t_c \times \Delta_L = 4 \ln(2)/\pi$. On en déduit donc que $\Delta_L \sim 1,4$ THz (1,8 nm).

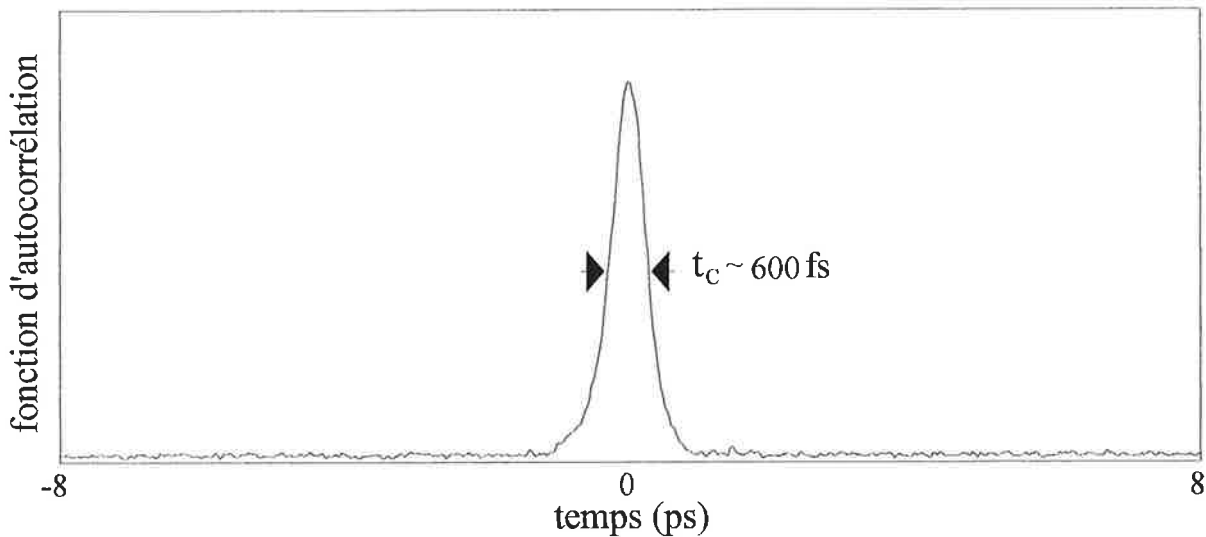


Figure III.9 Fonction d'autocorrélation de la source laser.

C-1-4 - Dispositif de mise en forme spectrale

Ce paragraphe a pour objectif de décrire le fonctionnement du dispositif de mise en forme spectrale, supposé idéal, qui est utilisé pour façonner le profil temporel d'une impulsion brève dans notre expérience d'adressage spectral de l'information. Ce système, proposé par C. Froehly ^[25], a été très utilisé depuis, notamment par A. Weiner *et al* ^[26]. Il est composé de deux réseaux jumeaux, conjugués à travers un télescope formé de deux lentilles convergentes identiques de focale « f ». La configuration habituelle, notée « f-f-f », positionne les deux réseaux à la distance f de part et d'autre du télescope (fig. III.10).

On se place dans l'hypothèse où l'impulsion incidente est assimilable à une onde plane. A l'entrée du dispositif, le premier réseau diffracte dans le premier ordre la composante spectrale de fréquence ν sous un angle θ défini par la relation:

$$\sin(\theta) = \sin(\theta_0) + (\lambda - \lambda_0)/l \quad (III-18)$$

où c désigne la célérité de la lumière, et « l » représente le pas du réseau. L'angle θ_0 correspond à l'angle de diffraction de la fréquence centrale ν_0 de l'impulsion. Il est défini par la relation $\sin(\theta_0) + \sin(\gamma) = \lambda_0/l$, où γ est l'angle formé par le vecteur d'onde incident avec la normale au plan du réseau. La composante ν diffractée selon θ est ensuite focalisée par la première lentille en un point $X = f \tan(\theta - \theta_0)$ du plan focal image. Cette position étant fonction de la fréquence de la composante spectrale, le plan focal apparaît donc parfaitement adapté pour réaliser un filtrage de longueur d'onde. Dans notre expérience d'adressage par codage de phase spectral, il contient un modulateur spatial de lumière, placé entre polariseur et analyseur croisés, dont la transmission d'amplitude est définie par $m(X)$. Ce modulateur imprime sur la distribution spectrale du champ incident la forme:

$$m \left[f \tan \left(\arcsin \left(\sin(\theta_0) + \left(\frac{\lambda - \lambda_0}{l} \right) \right) \right) - \theta_0 \right] \quad (III-19)$$

qui se réduit à:

$$m \left[\frac{cf}{l} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0^2} \right) \right] \quad (III-20)$$

dans l'hypothèse où $(\lambda - \lambda_0)/l \ll 1$ sur toute la largeur spectrale de l'impulsion. Le plan focal image de la première lentille étant confondu avec le plan focal objet de la seconde, l'onde de fréquence ν est ensuite recollimatée par la deuxième lentille en direction du second réseau. Ce dernier la diffracte alors dans une direction symétrique, par rapport au plan de filtrage, à la direction d'incidence de l'onde sur le premier réseau. Le profil temporel de l'impulsion de sortie correspond alors à la transformée de Fourier de la fonction spectrale imprimée par le modulateur. En l'absence de

modulateur, l'impulsion transmise par le système retrouve la même structure spatio-spectrale que celle de l'impulsion d'entrée. Le système idéal n'induit donc aucune dispersion de la vitesse de groupe. Dans la pratique, les imperfections de la position et de l'orientation des différents éléments induisent de la dispersion. Il importe alors de connaître la précision à atteindre sur les réglages pour pouvoir la négliger. Cette étude détaillée est présentée dans le chapitre IV.

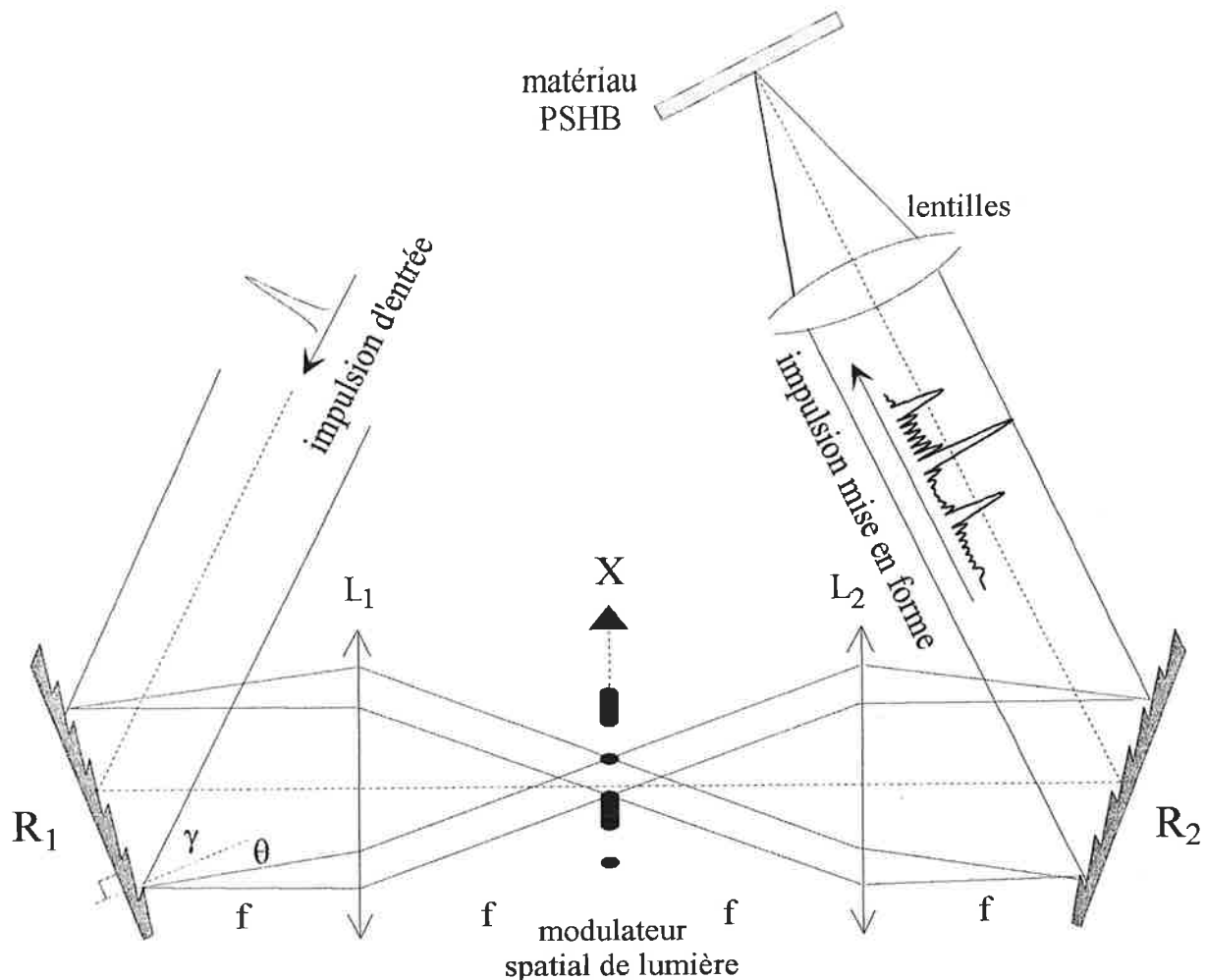


Figure III.10 Dispositif optique utilisé pour la mise en forme spectrale d'impulsions lumineuses.

Dans notre dispositif de mise en forme, le télescope de grandissement 1 est composé de deux doublets achromatiques identiques de 25 mm de diamètre, et de distance focale $f=250$ mm. Les réseaux jumeaux portent 2400 traits par millimètre, et présentent une efficacité de diffraction maximale lorsque la polarisation du champ est rectiligne et

perpendiculaire aux traits. L'angle d'incidence des impulsions sur le premier réseau est $\gamma=33^\circ$, et la longueur d'onde centrale $\lambda_0=620$ nm est diffractée dans le premier ordre selon un angle $\theta_0=70^\circ$. Dans l'hypothèse où la dimension de la largeur spectrale de l'impulsion reste faible devant la valeur de la fréquence centrale ($\nu-\nu_0 \ll \nu_0$), la dispersion induite par le premier réseau peut se mettre sous la forme:

$$\theta-\theta_0=\beta(\nu-\nu_0), \quad \text{avec } \beta = \frac{\partial \theta}{\partial \nu} \bigg|_{\nu_0} = \frac{\lambda_0^2}{l \cos(\theta_0) c} = 9 \cdot 10^{-3} \text{ rad/THz} \quad (III-21)$$

où « l » désigne le pas du réseau. Dans ces conditions, les différentes composantes spectrales sont focalisées aux positions $X(\nu)=f\beta(\nu-\nu_0)$ du plan focal de la première lentille, avec $f\beta=2$ mm/THz, où la position de la fréquence centrale est prise pour origine ($X(\nu_0)=0$). Les composantes spectrales, ainsi séparées spatialement, sont alors traitées séparément par un modulateur spatial de phase à cristaux liquides contenant 128 pixels indépendants.

Le modulateur spatial utilisé pour imprimer des codes binaires dans le spectre des impulsions a été construit par l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications de Bretagne^[27-29]. La description qui suit s'appuie sur la figure III.11. Les 128 pixels qui le composent sont réalisés à partir d'une cellule de cristal liquide en phase smectique C* (notée SmC*) d'épaisseur $e=2$ μm , délimitée par deux lames de verre, sur lesquelles sont déposées 128 électrodes indépendantes transparentes (constituées d'oxyde d'indium et d'étain (I.T.O.)) de dimension $d \times h=36,5$ $\mu\text{m} \times 500$ μm , espacées de $g=3,5$ μm . Confinées entre les deux lames, les molécules de cristal liquide peuvent adopter deux orientations seulement, qui définissent deux directions de l'axe optique séparées par un angle de 45° . La biréfringence de ce milieu uniaxe est $n_e-n_o=0,16$. L'épaisseur du cristal liquide, garantie par des espaceurs (billes de résine de diamètre $1,8 \pm 0,25$ μm), a été choisie de façon à obtenir une lame demi-onde à 633 nm. En fonction de la polarité du champ appliqué, l'ensemble des molécules bascule dans l'un des deux états permis, et cet état reste occupé tant qu'une polarité inverse n'a pas été appliquée (dispositif bistable). L'angle de basculement atteint sa valeur limite de $22,5^\circ$

sous l'action d'un champ électrique d'amplitude supérieure à 2 volts/ μm . Le temps de basculement des molécules est de 60 μs environ pour un champ électrique ne dépassant

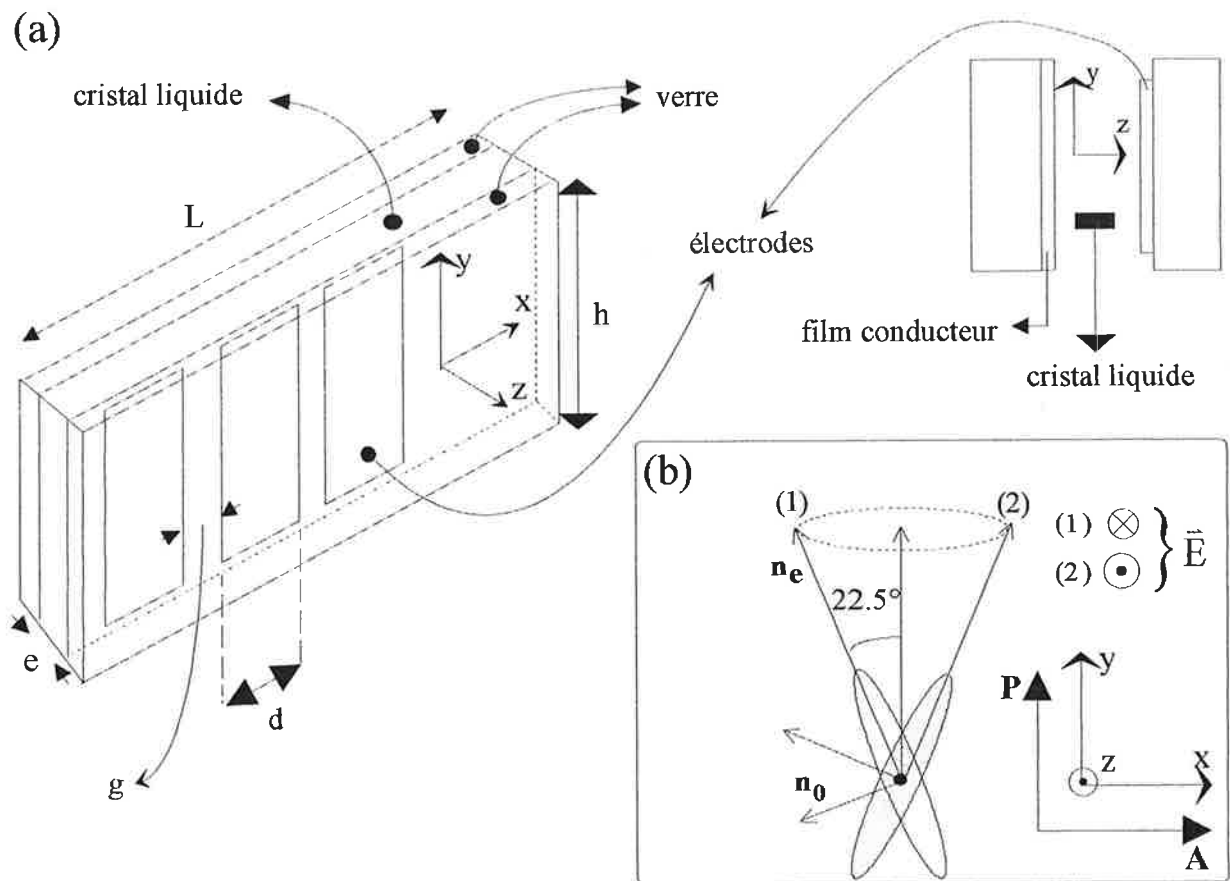


Figure III.11 (a) Structure du modulateur spatial de lumière réalisé par l'E.N.S.T. Bretagne composé de 128 pixels indépendants. Données constructeur: $e=2 \mu\text{m}$, $h=500 \mu\text{m}$, $d=36,5 \mu\text{m}$, $g=3,5 \mu\text{m}$, $L=5,12 \text{ mm}$. (b) Représentation des deux états de basculement possibles des molécules smectique C* confinées selon la direction z. En fonction du sens du champ électrique appliqué, l'ensemble des molécules d'un pixel occupent le même état. Les molécules se comportent comme un milieu biréfringent uniaxe (n_o , n_e) dont l'épaisseur $e=2 \mu\text{m}$ a été choisie de façon à obtenir une lame demi-onde à la longueur d'onde de 633 nm. Lorsque les molécules sont placées entre polariseur et analyseur croisés, tel que le polariseur soit orienté selon y, le changement de polarité du champ appliqué aux électrodes introduit un changement de phase de π du champ transmis par le pixel polarisé.

pas quelques volts par μm [27]. La faible épaisseur des cellules rend le déphasage $\Phi=2\pi(n_e-n_o)e/\lambda$ entre les lignes neutres peu sensible aux variations de la longueur d'onde λ (à Φ fixé), ce qui permet l'utilisation d'une source lumineuse à large bande

spectrale. On place le modulateur entre polariseur et analyseur croisés, dans la configuration où le polariseur est orienté selon la bissectrice des deux directions de basculement des molécules. Dans ces conditions, le changement de polarité du champ appliqué aux électrodes change de π la phase du champ transmis par le pixel polarisé. En tenant compte du facteur de transmission d'intensité des pixels de 1/2 (angle de basculement des molécules = $22,5^\circ$), la fonction de déphasage du modulateur peut être décrite par une distribution de N fonctions rectangles juxtaposées d'amplitude $\pm \frac{\sqrt{2}}{2}$. Cette distribution de fonctions binaires permet de façonner jusqu'à 128 codes orthogonaux, et notamment les codes de Hadamard (§B-2). Placés dans le plan de filtrage spectral du dispositif à deux réseaux, les 128 pixels du modulateur spatial permettent de contrôler séparément la phase des tranches spectrales correspondantes de l'impulsion.

Le bon fonctionnement du modulateur nécessite une inversion régulière (à une fréquence de quelques Hertz) de la polarisation des électrodes. En effet, sous l'action d'un champ statique, certaines liaisons chimiques peuvent se briser et donner naissance à des groupements ioniques qui s'accumulent aux surfaces des électrodes et donnent naissance à un champ dépolarisant. Le basculement régulier des polarités évite que les charges ne détériorent le système de façon irréversible.

En réalité, le modulateur présente des imperfections liées à ses composants, à sa réalisation, et au vieillissement, qui limitent la qualité de l'impression des codes spectraux. Dans le chapitre V nous déterminons les caractéristiques et les performances réelles du dispositif, puis nous évaluons la diaphonie entre les adresses induite par les différents défauts.

Le terme pixel désigne la structure élémentaire délimitée par une électrode et un espace interélectrode. Le rôle joué par les espaces interélectrodes sera analysé au chapitre V. Chacun des pixels couvre un domaine spectral de 19,5 GHz correspondant à leur dimension spatiale de 40 μm . Dans l'expérience de stockage optique, les 32 codes binaires de Hadamard utilisés sont configurés sur une fenêtre restreinte contenant 64 pixels qui couvre donc 1,25 THz.

L'intégration du modulateur dans le dispositif de mise en forme nécessite le placement d'une lame demi-onde en sortie du premier réseau. En effet, on a noté précédemment que la diffraction sur les réseaux est maximale lorsque la polarisation du champ est horizontale. Ainsi, afin de conserver cette configuration pour chacun des réseaux, il est nécessaire de faire tourner de 90° la polarisation en sortie du premier réseau.

La résolution spectrale du dispositif de mise en forme dépend de la dimension transverse du faisceau d'entrée sur le premier réseau, ainsi que de la largeur des pixels utilisés pour la réalisation des codes [17 (ARTICLE III)]. Cependant, la résolution

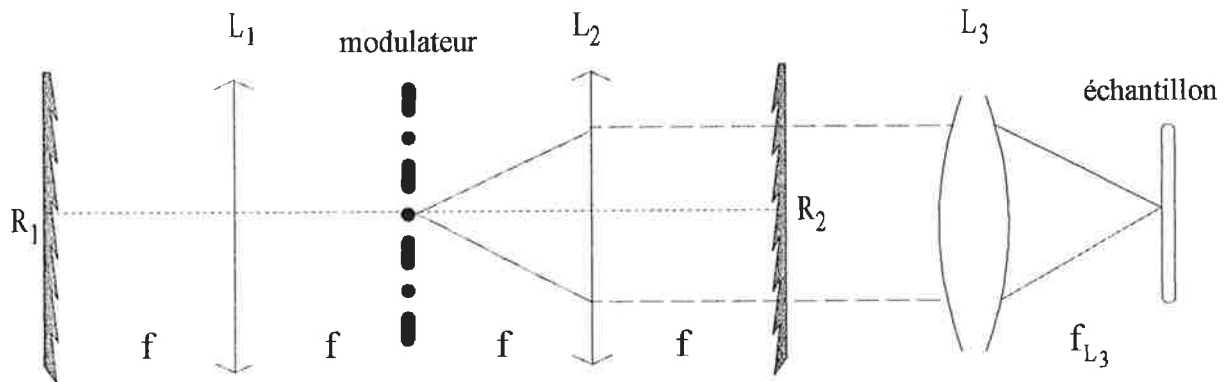


Figure III.12 Schéma du dispositif optique utilisé pour enregistrer une impulsion mise en forme dans l'échantillon. La paire de réseau R_1 et R_2 , le masque, et les deux lentilles L_1 et L_2 , constituent le dispositif de mise en forme. L'ensemble des lentilles L_2 , et L_3 , forme un système d'imagerie qui conjugue le plan de l'échantillon et celui du modulateur.

spectrale vue par l'échantillon mémoire dépend aussi de la position de ce dernier par rapport au modulateur (ch.IV). En particulier, l'effet de diffraction lié à la dimension finie du faisceau peut être compensé en conjuguant les plans du modulateur et de l'échantillon (fig. III.12). La résolution spectrale n'est alors limitée que par l'ouverture liée à la dimension finie des optiques qui imagent le modulateur. Dans la pratique, cette ouverture est déterminée par le diamètre de 25 mm de la seconde lentille du dispositif de mise en forme. Elle correspond à une tache de diffraction de $6 \mu\text{m}$ sur le

modulateur, ce qui peut être négligé devant la largeur de $40\ \mu\text{m}$ d'un pixel du modulateur.

C-1-5 - Matériau PSHB

La capacité de stockage d'un matériau PSHB repose sur le rapport Γ_i/Γ_h (ch.II §B-1). Avec le procédé de stockage optique par codage de phase, cette capacité est en fait limitée par la largeur spectrale du détail le plus fin que l'on peut imprimer dans le spectre du laser, et notre dispositif de mise en forme ne permet pas d'atteindre une résolution inférieure à 20 GHz. Dans ces conditions, pour accroître le potentiel de stockage, il est intéressant de travailler avec des matériaux présentant un élargissement inhomogène le plus élevé possible. Les systèmes formés de molécules organiques dispersées dans une matrice amorphe sont ceux qui présentent les bandes d'absorption inhomogènes les plus larges. Parmi ceux-ci, les matériaux composés de molécules de la famille des porphyrines dispersées dans une matrice de polymère ont suscité beaucoup d'intérêt^[1]. Certains d'entre eux possèdent une longue durée de vie des trous spectraux, et sont aisément fabriqués avec une bonne qualité optique et une grande stabilité.

Dans notre expérience, nous utilisons un échantillon de 2 mm d'épaisseur constitué de polystyrène dopé par des molécules d'octaéthylporphyrine (fig. III.13). Cet échantillon nous a été fourni par l'Institut de Physique de l'Académie des Sciences d'Estonie à Tartu. Du fait de son épaisseur, la réalisation d'un tel échantillon nécessite un équipement et un savoir faire particuliers. Par contre, il est possible de réaliser simplement des échantillons dont l'épaisseur ne dépasse pas $500\ \mu\text{m}$. La préparation de tels échantillons se déroule comme suit: on dissout séparément le colorant et les granulés de polystyrène dans du dichlorométhane, la dissolution du polystyrène se faisant dans une proportion d'un volume de polystyrène pour 10 volumes de solvant. Les deux solutions sont ensuite mélangées à une température d'environ 60°C , puis le mélange est étalé sur une lame de verre chauffée qui évite la formation de

micro-cristaux. L'échantillon est alors obtenu après évaporation lente du solvant (en atmosphère confinée de solvant) durant 48 heures

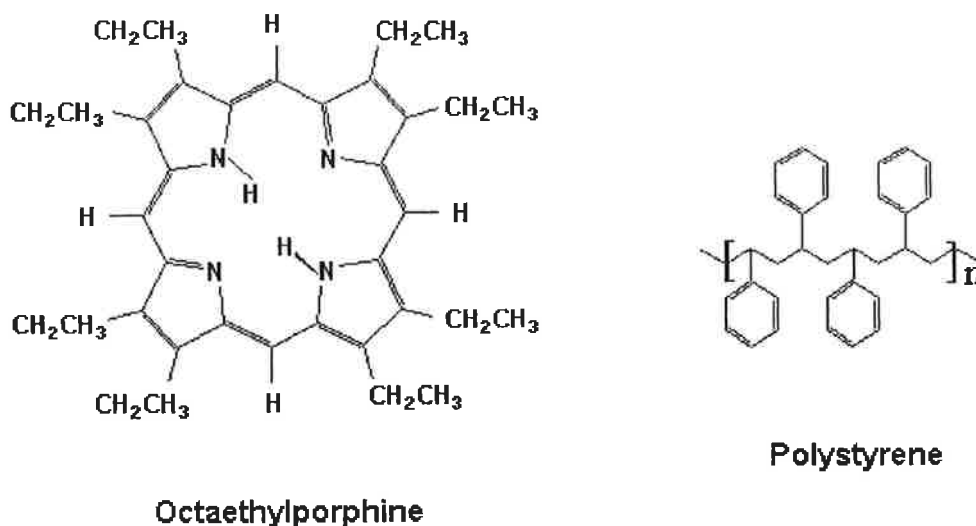


Figure III.13 Structures moléculaires de l'octaéthylporphyrine et du polystyrène.

A la température de l'hélium liquide suprafluide (1,7 K) le profil de la bande d'absorption inhomogène de l'octaéthylporphyrine dispersé dans le polystyrène est centré à 618,7 nm et présente une largeur à mi-hauteur $\Gamma_i=4$ THz (5 nm). La largeur homogène Γ_h est de l'ordre de 500 MHz. Elle est nettement inférieure à la largeur spectrale de 20 GHz d'un pixel du modulateur façonnant les codes spectraux.

C-2 - Résultats expérimentaux

C-2-1 - Profils temporels des fonctions d'adressage mesurés par corrélation

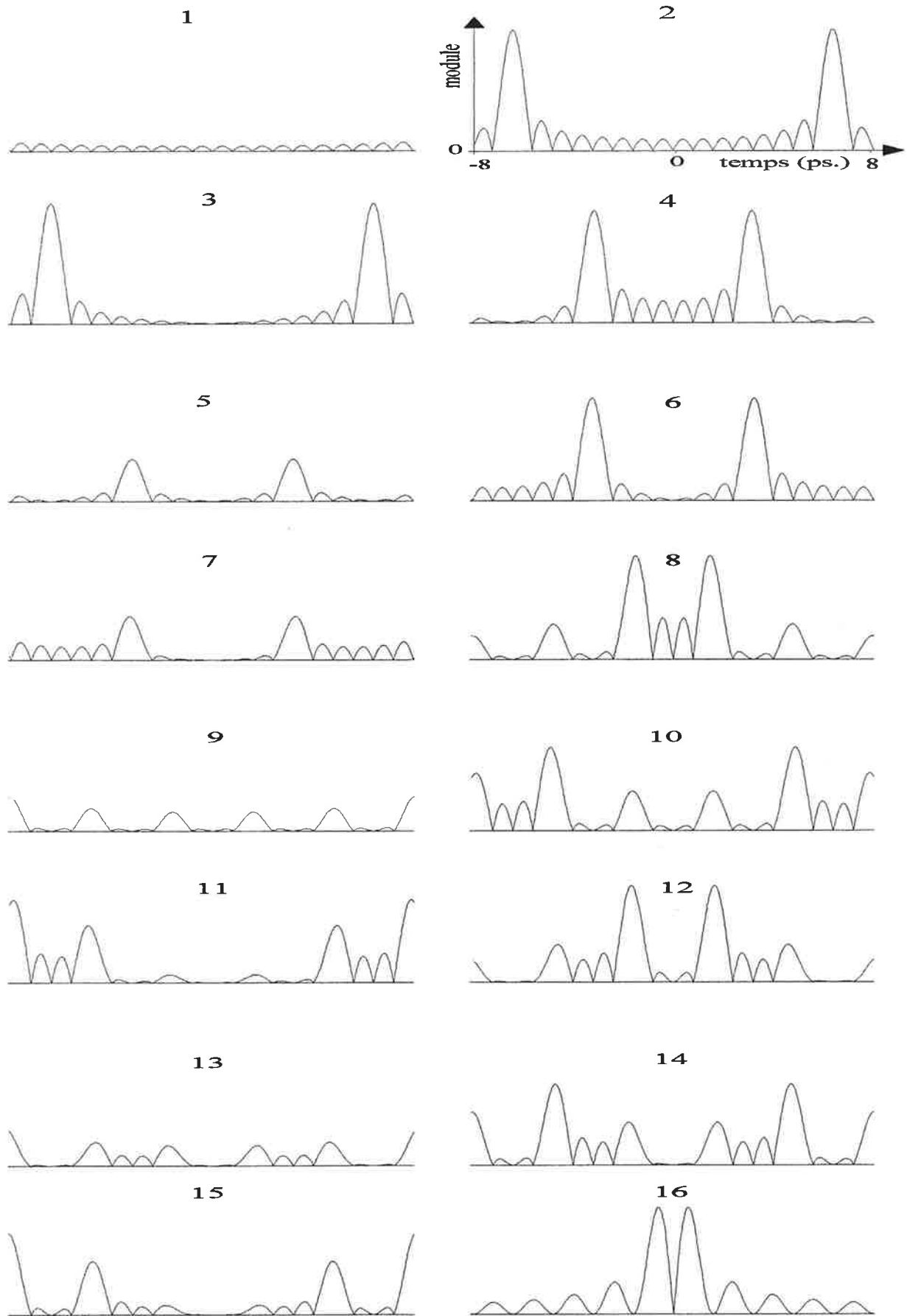
Le façonnage spectral sur la voie « référence », ainsi que la détection par corrélation, sont d'abord testés sans gravure holographique. Pour ce faire, on détecte simplement la fonction de corrélation croisée entre les champs « porte » et « référence », ce dernier étant façonné par le dispositif à deux réseaux. Les formes spectrales décrites au paragraphe B-2 sont construites sur une fenêtre de 1,25 THz de largeur. Les rectangles

élémentaires qui les constituent occupent deux pixels du modulateur à cristaux liquides. Leur largeur est de 39 GHz. Il s'ensuit que la fonction de corrélation de chacun de ces codes avec le champ « porte » présente un temps caractéristique d'évolution de l'ordre de $(1,25 \text{ THz})^{-1}=800 \text{ fs}$, et qu'elle s'étend sur un intervalle de l'ordre de $(39 \text{ GHz})^{-1}=26 \text{ ps}$.

Les profils expérimentaux, représentés sur la figure III.15, reproduisent correctement l'allure générale des profils théoriques représentés sur la figure III.14, mais, le niveau du signal observé en $\tau=0$ laisse mal augurer de notre dispositif d'adressage. En effet, la fonction de corrélation devrait s'annuler en ce point en raison de l'orthogonalité de chacun des codes considérés avec la fonction rectangle que dessine le champ porte.

Il est pourtant difficile de conclure au seul vu de ces enregistrements. En effet, plusieurs facteurs peuvent dégrader les propriétés d'orthogonalité attendues: non uniformité spectrale de la source, imperfections du corrélateur et du modulateur à cristaux liquides, dispersion spectrale entre les réseaux. A la différence des trois premiers, le dernier défaut affecte l'analyse des codes spectraux par corrélation mais ne perturbe pas la reconnaissance de forme par holographie. En effet, dans le processus de mélange à quatre ondes mis en jeu par la mémoire holographique, la conjugaison de phase entre l'écriture et la lecture élimine l'effet de dispersion. Une étude plus approfondie est donc nécessaire pour préciser la part de la dispersion spectrale dans cette mesure de corrélation.

CHAPITRE III



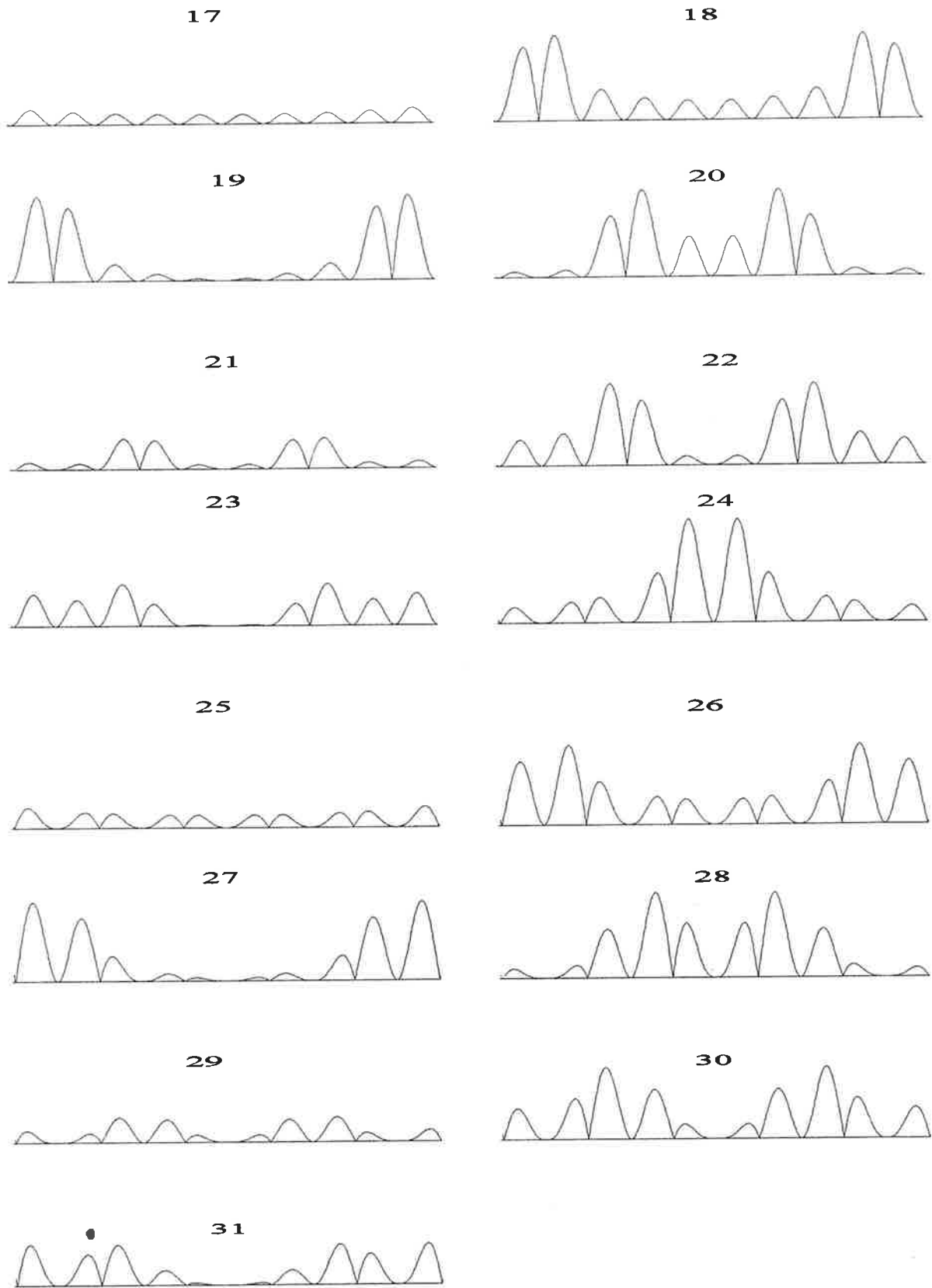
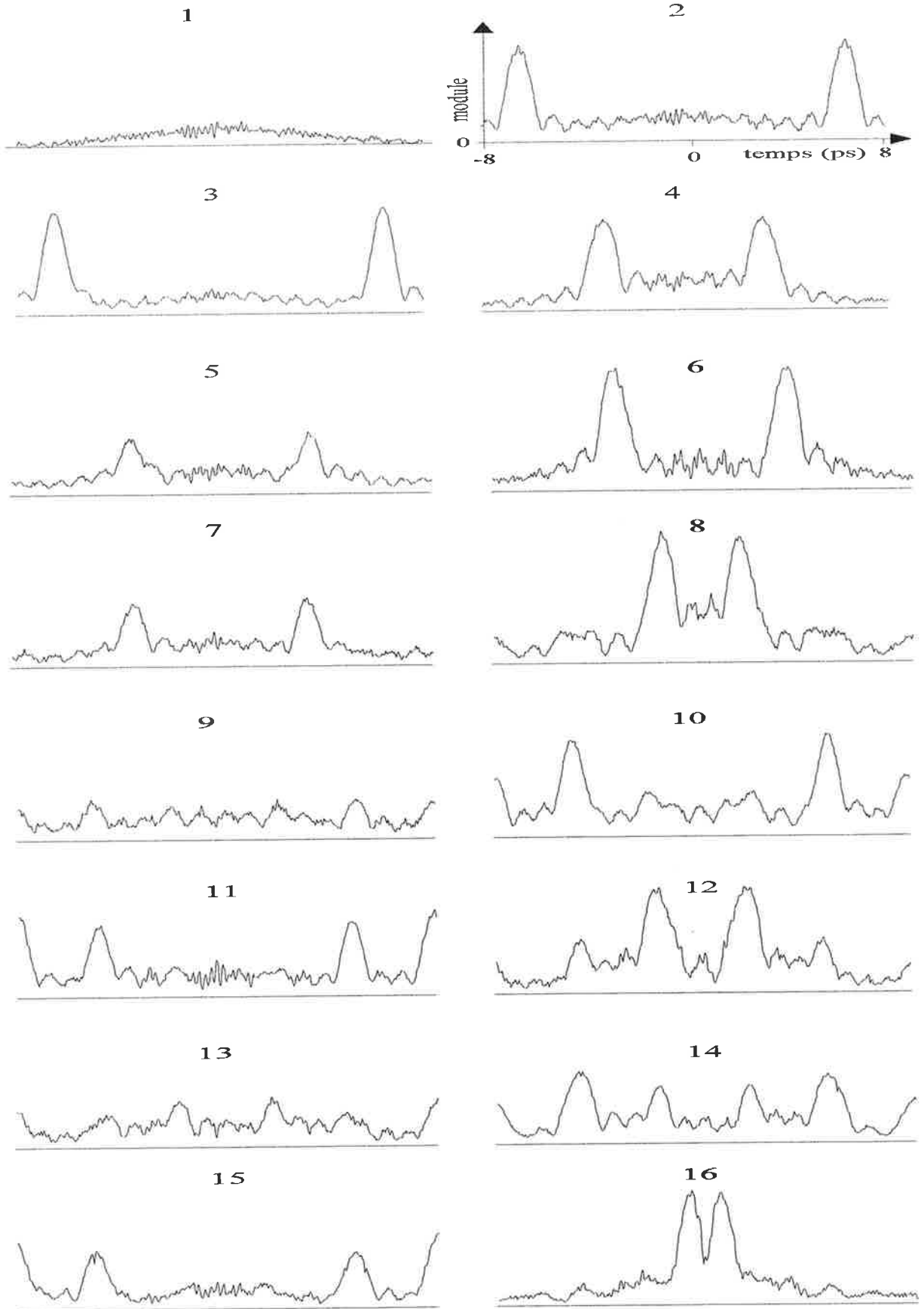


Figure III.14 Modules des profils temporels des 32 codes de phase spectraux de Hadamard utilisés lors de l'expérience de stockage.

CHAPITRE III



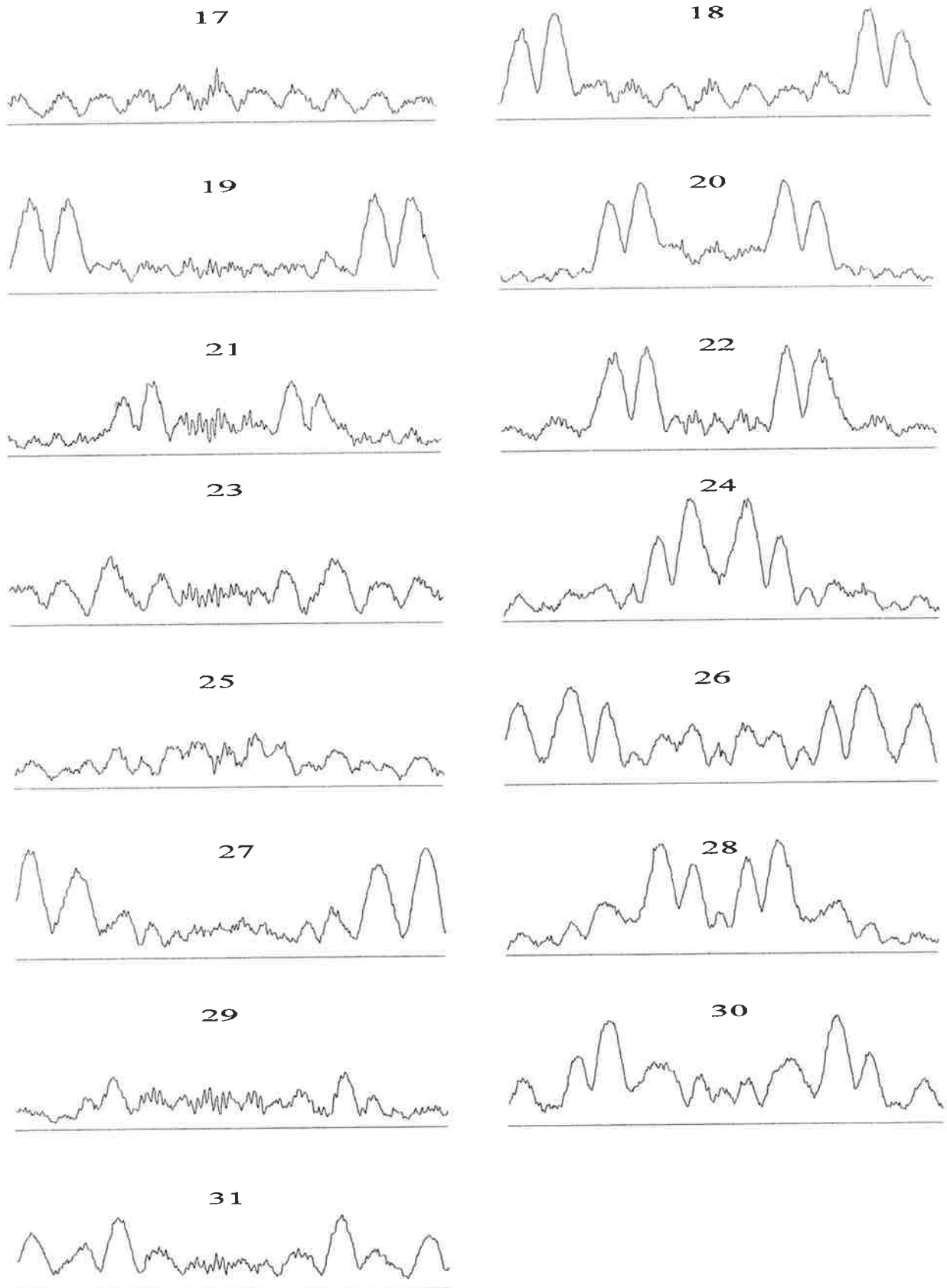


Figure III.15 Profils temporels expérimentaux des modules de la transformée de Fourier des 32 codes de phase spectraux de Hadamard utilisés lors de l'expérience de stockage. Ces enregistrements sont réalisés par corrélation entre l'impulsion mise en forme et une réplique de l'impulsion initiale qui joue le rôle d'une porte temporelle. Le retard entre les deux impulsions est balayé sur l'intervalle $[-8\text{ps}; 8\text{ps}]$.

C-2-2 - Gravure et lecture des données adressées par codage de phase spectral

La fenêtre spectrale utilisée par les codes de phase a été positionnée sur la bande inhomogène de façon à obtenir une efficacité de diffraction maximale lors de la lecture par la fonction uniforme d'un hologramme gravé avec la même fonction uniforme.

Nous avons dans un premier temps enregistré le code numéro 16 correspondant à la fonction signe [18, 19 (ARTICLE IV)]. Cette information est gravée dans le matériau PSHB à l'aide des champs « objet » et « référence » (décalés de t_{12}) durant 2 minutes avec une densité d'énergie d'environ $10 \text{ mJ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. L'enregistrement est ensuite sondé par des impulsions codées spectralement suivant la même voie que l'impulsion « référence ». Durant cette étape, le modulateur est successivement configuré par les 32 codes orthogonaux, adressés sur 64 pixels du modulateur, à la fréquence d'un code tous les 20 tirs laser. A chaque nouveau tir, le module de la corrélation en $\tau=t_{12}$ entre la porte et le signal diffracté est extrait de la distribution spatiale d'énergie enregistrée par la barrette de photodétecteurs. Le résultat expérimental présenté sur la figure III.16 résulte de la moyenne du module de la corrélation sur 20 tirs laser à chaque adresse spectrale de lecture. Un pic est observé quand le code du champ sonde coïncide avec le code enregistré (numéro 16). La lecture de l'enregistrement avec les 31 autres adresses donne lieu à un bruit qui définit le niveau binaire du « 0 ».

Lors de notre expérience il ne nous a pas été possible d'enregistrer séquentiellement plusieurs données différentes. En effet, nous n'avons pu obtenir des efficacités de diffraction à la fois suffisamment élevées, et identiques pour toutes les données, sans que chaque nouvel hologramme enregistré ne dégrade les hologrammes précédemment gravés. Aussi, pour l'inscription de plusieurs codes spectraux, nous avons choisi d'utiliser une procédure d'enregistrement multiséquentielle. Cette procédure consiste à enregistrer N données sur un cycle durant un temps court, et à répéter ce cycle un grand nombre de fois. Elle présente l'avantage d'enregistrer chacune des données de façon équivalente. Chaque donnée est exposée durant 2 secondes par cycle, et le cycle est répété 28 fois. Les résultats présentés sur la figure III.17 (b) et (d). Ils correspondent respectivement à la situation où les adresses 4, 16, 22, 28, puis 4, 8, 10, 16, 22, 28 de la mémoire sont occupées. La procédure multiséquentielle

d'enregistrement semble produire un bon équilibre entre les efficacités de diffraction des différentes données enregistrées.

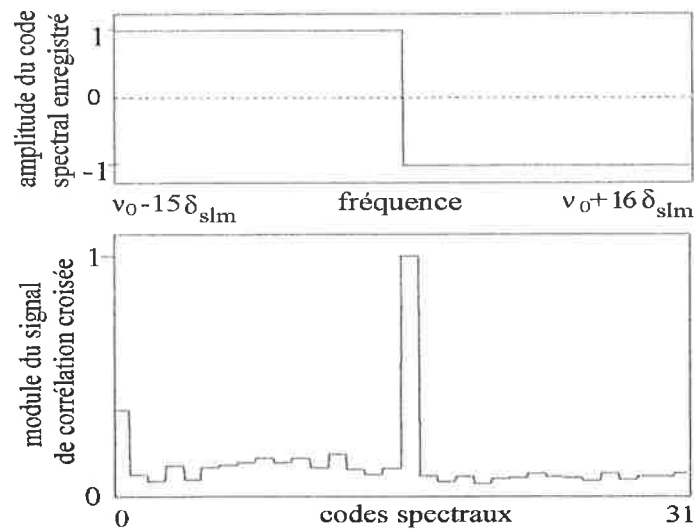


Figure III.16 Enregistrement d'un bit de niveau « 1 » adressé par un des 32 codes orthogonaux. (a) Forme de l'enveloppe du hologramme spectral enregistré avec la fonction signe (numéro 16). Le domaine de gravure s'étend sur une largeur de $32 \delta_{slm}$ avec $\delta_{slm} = 39 \text{ GHz}$ (2 pixels du modulateur), autour de la fréquence centrale ν_0 . (b) Module du signal de corrélation mesuré successivement avec les 32 codes numérotés de 0 à 31.

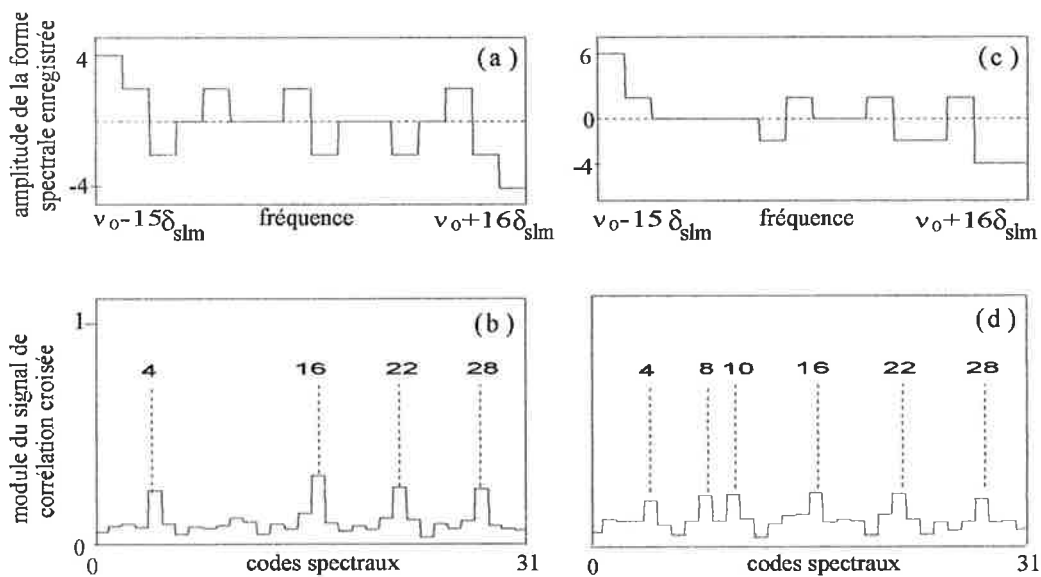


Figure III.17 (a) Structure spectrale (niveaux de gris) correspondant à l'enregistrement de 4 bits de niveau 1 adressés respectivement avec les codes numérotés 4, 16, 22, et 28. (c) Structure spectrale (niveaux de gris) correspondant à l'enregistrement de 6 bits de niveau 1 adressés respectivement avec les codes numérotés 4, 8, 10, 16, 22, et 28. (b) et (d) Module du signal de corrélation mesuré successivement avec les 32 codes numérotés de 0 à 31.

C-3 - Discussion

A la lecture de chacun des trois enregistrements, les données enregistrées (bits de niveau 1) sont distinctement observables à leurs adresses correspondantes. Cependant, le rapport signal sur bruit diminue quand la densité d'informations enregistrées augmente, et le résultat correspondant à l'enregistrement de 6 adresses présente un bruit qui atteint 60% du signal pour certaines fonctions de lecture (fig. III.17).

La sélectivité de la méthode d'adressage proposée repose sur les hypothèses suivantes, énoncées au paragraphe B:

1) *échantillon optiquement mince*: nous avons supposé que la gravure s'effectue uniformément dans l'épaisseur de l'échantillon et que, ni les champs d'enregistrement, ni celui de lecture, ni le signal ne subissent d'atténuation en traversant le milieu actif.

2) *Distribution spectrale uniforme*, sur toute la largeur de la fenêtre de gravure, de la quantité $n_0(\nu) |E(\nu)|^4$, produit de la densité spectrale des molécules par le carré du spectre du champ excitateur.

3) *Caractère perturbatif de la gravure*: l'enregistrement d'une donnée se construit à partir d'un réservoir de molécules peu modifié par les gravures antérieures. Il est proportionnel à l'énergie déposée et n'efface pas les données déjà enregistrées.

Nous avons aussi implicitement supposé que le dispositif de codage réalise, sans défaut, la mise en forme spectrale requise, ce qui est contestable compte tenu des profils de corrélation observés (fig. III.14)

Nous devons examiner dans quelle mesure notre montage satisfait ces hypothèses.

La première condition est loin d'être vérifiée par l'échantillon utilisé, d'une densité optique au centre de la raie voisine de 5. Cependant, on peut simplement décrire le mécanisme d'enregistrement et de lecture dans un échantillon épais à condition de maintenir l'hypothèse de régime perturbatif. En tenant compte de l'atténuation des différents champs, on retrouve l'expression III-14, dans laquelle il suffit de remplacer

$n_0(\nu)$ par:

$$n_0'(\nu) = \{1 - \exp[-\alpha_0 L n_0(\nu)]\} \exp[-\alpha_0 L n_0(\nu)/2] / (\alpha_0 L) \quad (III-22)$$

où α_0 et L représentent respectivement le coefficient d'absorption linéique au centre de la raie, et l'épaisseur de l'échantillon, et où on a pris soin de normaliser $n_0(\nu)$ à 1 au centre de la raie. La Figure III.18 représente $n_0'(\nu)$ dans les conditions de notre expérience, en fonction de la distance au centre de la raie, le profil d'absorption $n_0(\nu)$ étant décrit par une gaussienne de largeur à mi-hauteur égale à 4 THz. La fonction $n_0'(\nu)$ présente, à 3,6 THz environ du centre de la raie, un maximum autour duquel cette distribution spectrale, avec une largeur à mi-hauteur de 2 THz environ, reste assez uniforme sur l'intervalle de 1,25 THz de largeur délimité par la fenêtre de gravure. Dans cette région le coefficient d'atténuation $\alpha_0 L$ est voisin de 1,1. C'est autour de cette position spectrale que nous avons effectivement réalisé l'expérience.

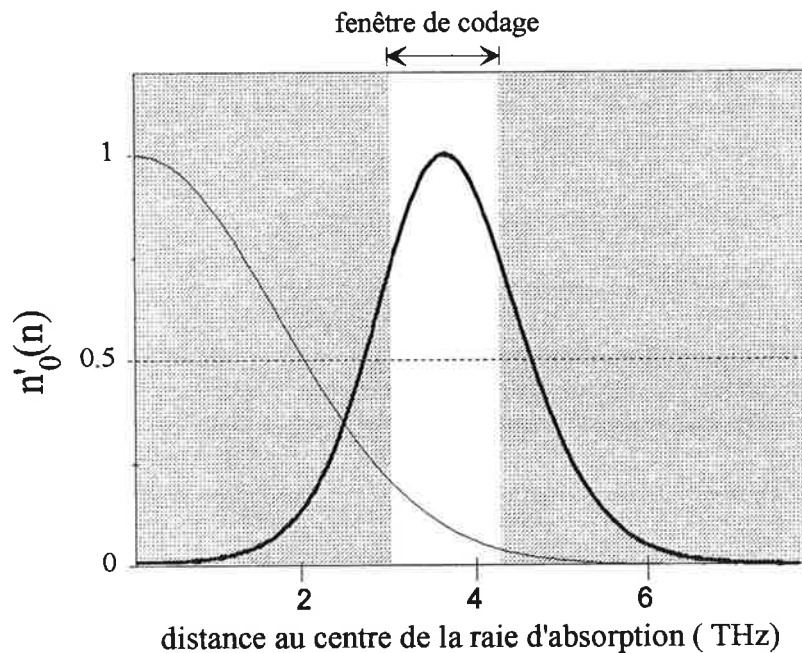


Figure III.18 Positions relatives de la bande d'absorption inhomogène de l'échantillon (trait fin), de $n_0'(\nu)$ (trait gras), et de la fenêtre spectrale de codage (espace blanc dans la surface hachurée).

La condition d'uniformité s'applique en fait au produit $n_0'(\nu) |E(\nu)|^4$ et nous avons indiqué plus haut que le spectre du laser utilisé lors de ces premiers

enregistrements présentait une largeur spectrale à mi-hauteur de 1,4 THz. Le profil du laser dégrade donc sensiblement l'uniformité du produit $n_0'(v) \|E(v)\|^4$. Depuis, nous avons augmenté considérablement la largeur spectrale du laser, jusqu'à obtenir une densité spectrale d'énergie à peu près uniforme sur la fenêtre de gravure. Nous n'avons pourtant observé aucune amélioration sensible de la diaphonie. Il faut noter qu'une très grande largeur spectrale du champ de lecture nuit à la sensibilité de la mesure du contraste des franges d'interférence entre le signal et le faisceau « porte ». En effet, le

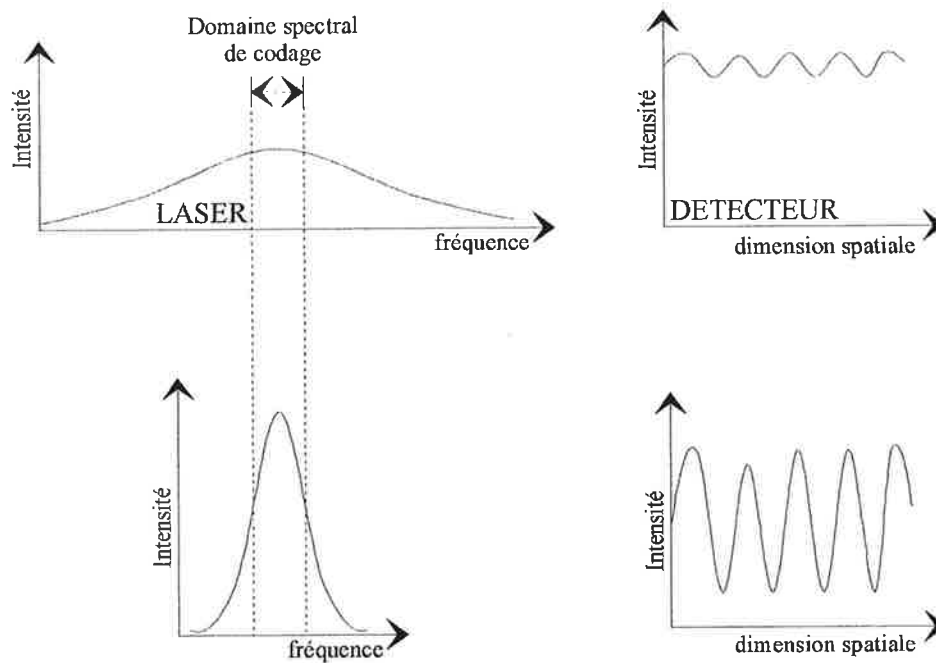


Figure III.19 Structure des interférences obtenues sur le corrélateur pour une fenêtre spectrale de gravure fixée, en fonction de la distribution spectrale d'intensité de la source laser. Lorsque le laser est spectralement large, la largeur de la fenêtre de codage, qui délimite le spectre du signal, est bien inférieure à la largeur spectrale du laser. Lors de la détection du signal par intercorrélacion, seules les composantes spectrales de l'impulsion « porte » qui appartiennent à la fenêtre spectrale du signal participent aux interférences. L'ensemble des composantes restantes créent donc un fond parasite important qui affecte la valeur du contraste.

signal, émis sur la largeur de la fenêtre de gravure, n'interfère alors qu'avec une faible partie du champ « porte ». La plus grande partie de l'énergie transportée par celui-ci, reçue par la barrette de photodétecteurs, contribue seulement au fond parasite qui dégrade le contraste des franges (fig. III.19). Pour obtenir malgré tout un signal suffisant, on est amené à augmenter la dose de gravure et à s'écarter des conditions

requis de régime perturbatif. Or, même dans les premières expériences, nous avons constaté que l'énergie utilisée pour enregistrer chacune des données était suffisante pour effacer, au moins partiellement, les enregistrements précédents. Nous n'avons pu cependant réduire la dose d'exposition jusqu'au régime perturbatif, en raison du niveau de gravure requis pour que le signal puisse être extrait du bruit produit par le faisceau « porte ». On peut noter en passant les conséquences particulières d'une gravure excessive dans un échantillon optiquement épais comme celui que nous utilisons. La réduction de la densité optique qui en résulte n'affecte pas en effet de façon uniforme les différentes régions de la fenêtre de gravure, située dans l'aile de la raie. Une réduction uniforme en valeur relative du coefficient d'absorption se traduit en effet par un blanchiment plus marqué vers le centre de la raie, en direction duquel se déplace le maximum de l'efficacité de diffraction à mesure que progresse la gravure. Il devient donc difficile de définir une région où la densité spectrale d'intensité du signal diffracté serait uniforme.

Pour atteindre le régime perturbatif nous devons améliorer la sensibilité de la détection, tout en veillant à l'uniformité spectrale du laser sur la fenêtre de gravure. Cette dernière contrainte n'est pas contradictoire avec la précédente si le spectre du laser présente une forme rectangulaire ajustée à la largeur du domaine d'enregistrement. Nous nous approchons de cette situation à l'aide d'un filtre biréfringent que nous avons confectionné. Une connaissance plus approfondie du mécanisme microscopique d'enregistrement, ainsi que des effets de propagation à travers un milieu de densité optique élevée, devrait nous permettre de définir les limites du régime perturbatif dans nos conditions particulières d'excitation large bande. Nous saurons alors quelles performances exiger du système de détection. L'étude de ces processus photophysiques fait l'objet d'une thèse que présentera bientôt Mingzhen Tian.

Enfin, nous devons nous assurer que le dispositif de mise en forme spectrale des impulsions lumineuses effectue correctement les opérations qui lui sont assignées. Nous présentons dans les deux chapitres suivants l'analyse de ce dispositif et de ses contributions à la diaphonie entre les adresses de la mémoire spectrale.

D - CONCLUSION

Nous avons présenté une méthode d'adressage des données par codage de phase dans un matériau sélectif en fréquence, qui permet d'envisager un accès aléatoire à la cadence vidéo. Cette méthode utilise un hologramme spectral comme un élément mémoire intelligent, et s'appuie sur les propriétés de la détection par corrélation de champ. Elle peut être mise en oeuvre en lumière incohérente.

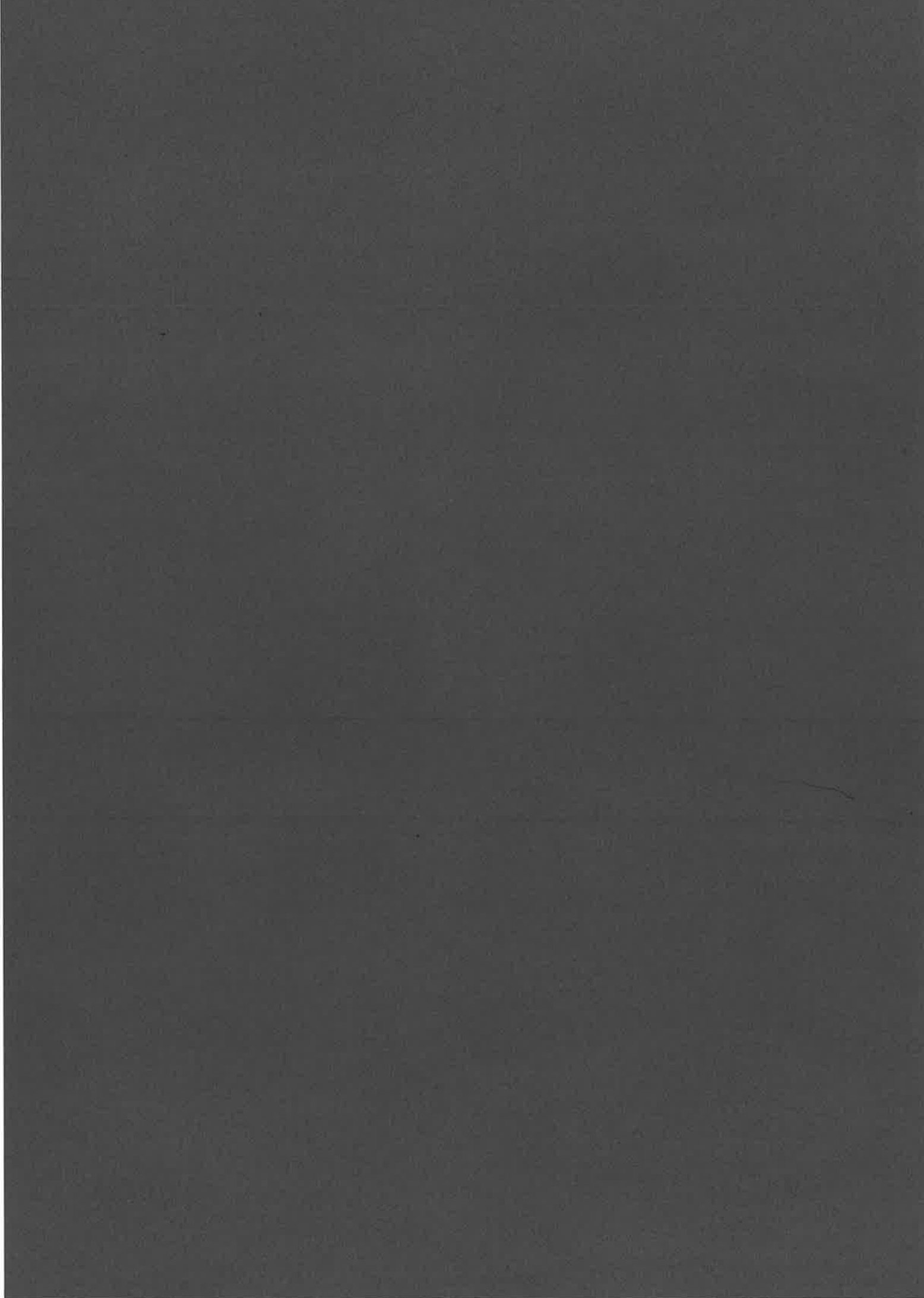
Les résultats expérimentaux obtenus valident le principe, mais une diaphonie de plus en plus importante apparaît à mesure que l'on augmente le nombre de données enregistrées. Ce résultat nous oblige à étudier de façon systématique la contribution à la diaphonie des différents éléments du dispositif. La contribution du dispositif de mise en forme est analysée dans les chapitres IV et V

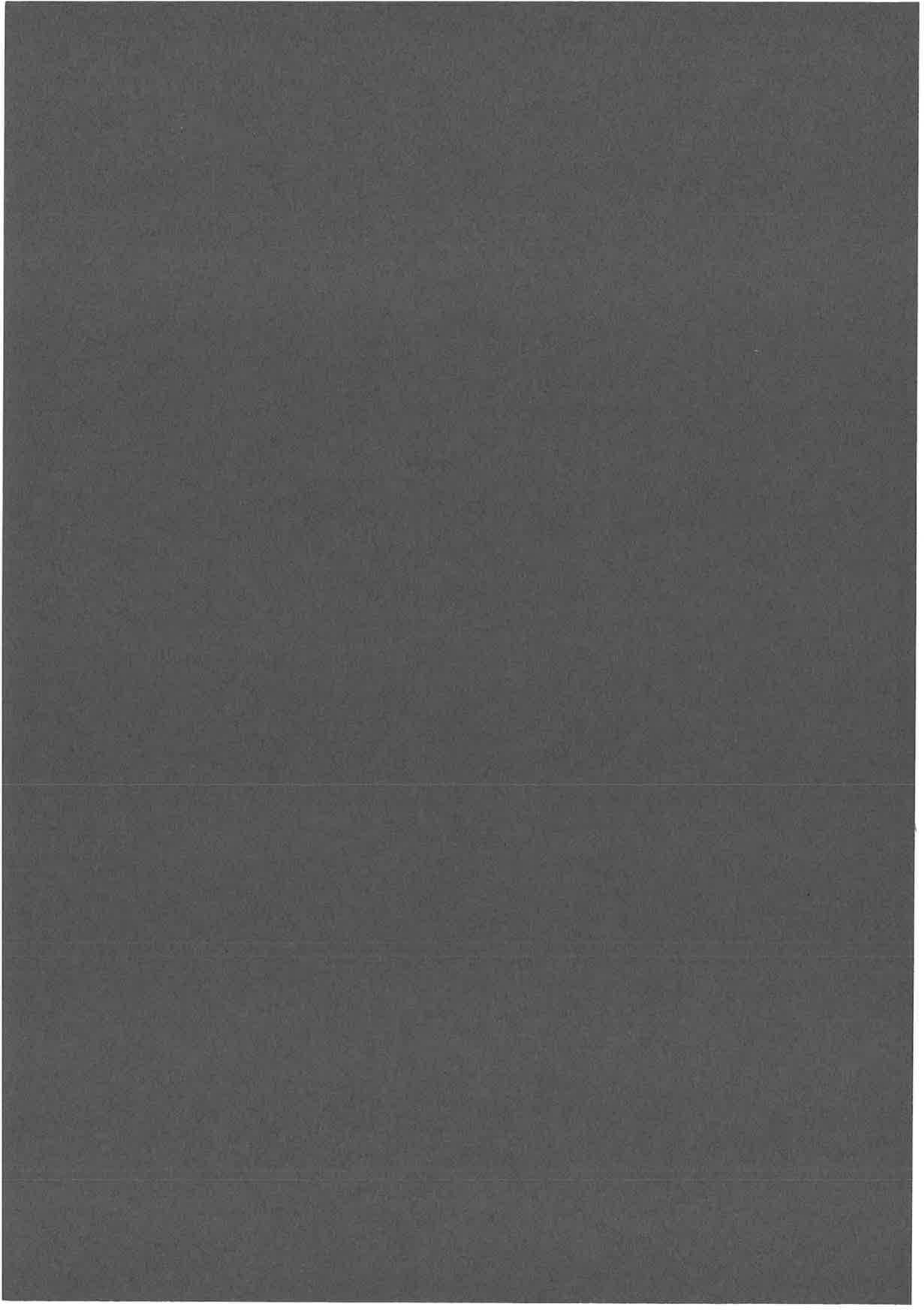
BIBLIOGRAPHIE

- [1] "Persistent Spectral Hole-Burning: Science and Application", éd. par W.E. Moerner, Springer-Verlag, Berlin, 1988.
- [2] B. Kohler, S. Bernet, A. Renn, et U. Wild, "Storage of 2000 holograms in a photochemical hole burning system", *Opt. Lett.*, vol.18 p.2144, 1993.
- [3] T.W. Mossberg, "Time-domain frequency-selective optical data storage", *Opt. Lett.*, vol.7 p.77, 1982.
- [4] P. Saari, R. Kaarli, et A. Rebane, "Picosecond time and space domain holography by photochemical hole burning", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.3 p.527, 1986.
- [5] R. Kaarli, R. Sarapuu, H. Sonajalg, et P. Saari, "Interference of accumulated stimulated photon echoes and storage of temporal segments in time-and-space-domain holography", *Opt. Commun.*, vol.86 p.211, 1991
- [6] A. Rebane et O. Ollikainen, "Picosecond time-space holographic interferograms stored by persistent spectral hole burning", *Opt. Commun.*, vol. 78 p.327, 1990.
- [7] M.Mitsunaga et N. Uesugi, "248-bit optical data storage in $\text{Eu}^{3+}:\text{YAlO}_3$ by accumulated photon echoes", *Opt. Commun.*, vol.15 p.195, 1991.
- [8] M.Mitsunaga, R. Yano, et N. Uesugi, "Time-and frequency-domain hybrid optical memory: 1.6-kbit data storage in $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ ", *Opt. Lett.*, vol.16 p.1890, 1991.
- [9] S. Kröll, L.E. Jusinski, et R. Kachru, "Frequency-chirped copropagating multiple-bit stimulated-echo storage and retrieval in $\text{Pr}^{3+}:\text{YAlO}_3$ ", *Opt. Lett.*, vol.16 p.517, 1991.
- [10] Y.S. Bai et R. Kachru, "Coherent time-domain data storage with a spread spectrum generated by random biphasic shifting", vol.18 p.1189, 1993.
- [11] H. Lin, T. Wang, G.A. Wilson, et T. Mossberg, "Experimental demonstration of swept-carrier time-domain optical memory", *Opt. Lett.*, vol.20 p.91, 1995.
- [12] Y.S. Bai, W.R. Babbit, N.W. Carlson, et T.W. Mossberg, "Real-time optical waveform convolver/cross correlator", *Appl. Phys. Lett.*, vol.45 p.714, 1984.
- [13] C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen, et T. Tschudi, "Volume hologram multiplexing using a deterministic phase encoding method", *Opt. Commun.*, vol.85 p.171, 1991.

- [14] C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen, et T. Tschudi, " Potentialities and limitations of hologram multiplexing by using the phase-encoding technique ", *App. Opt.*, vol.31 p.5700, 1992.
- [15] H. Sonajalg, A. Débarre, J.L. Le Gouët, I. Lorgeré, et P. Tchénié, " Phase-encoding technique in time-domain holography: theoretical estimation ", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.12 p.1448, 1995.
- [16] I. Lorgeré, " Corrélation de champ et mélange à quatre ondes ", Thèse de doctorat, Université Paris-Sud, 1994.
- [17] I. Lorgeré, M. Rätsep, J.L. Le Gouët, F. Grelet, M. Tian, A. Debarre, and P. Tchenio, " Storage of a spectral shaped hologram in a frequency selective material ", *J. Phys. B. At. Mol. Phys.*, vol.28 p.565, 1995.
- [18] I. Lorgeré, F. Grelet, J.L. Le Gouët, M. Rätsep, M. Tian, " Phase encoding-techniques for spectral hole-burning memories ", in *Photonics in Computing II*, Leo J. Irakliotis Editor, SPIE Proceedings, 1995.
- [19] M. Rätsep, M. Tian, F. Grelet, J.L. Le Gouët, " Fast random access to frequency-selective optical memories ", *Opt. Lett.*, vol.21 p.83, 1996.
- [20] J.L. Le Gouët, F. Grelet, I. Lorgeré, M. Rätsep, M. Tian, M-L. Roblin, et C. Sigel, " Spectral holograms in the terahertz range ", *Mol. Cryst. Liq. Cryst.*, vol.291 p.295, 1996.
- [21] " Fundamentals of digital image processing ", A.K. Jain, éd. par T. Kailath, Prentice hall information and system sciences series, 1989.
- [22] A. Débarre, J.C. Keller, J.L. Le Gouët, A. Richard, et P. Tchenio, " An amplitude correlator for broadband laser source characterization ", *Opt. Comm.*, vol.73 p.309, 1989.
- [23] A. Débarre, J.C. Keller, J-L. Le Gouët, et P. Tchenio, " Field cross-correlation retrieval of optically stored data ", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol B 8 p.153, 1991.
- [24] K. Dou, A. Debarre, J.L. Le Gouët, I. Lorgeré, and P. Tchénié, " Field cross correlator for analysis of ultrafast signals ", *App. Opt.*, vol.33 p.7980, 1994.
- [25] C. Froehly, B. Colombeau et M. Vampouille, " Shaping and analysis of picosecond light pulses ", éd. par E. Wolf, *Progress in Optics XX*, (Amsterdam: North-Holland), p.65, 1983.

- [26] A.M. Weiner et D.E. Laird and D.H. Reitze and E.G. Paek, " Spectral holography of shaped femtosecond pulses ", Opt. Lett., vol.17 p.224, 1992.
- [27] L. Le Bourhis, " Structures and propriétés de quelques cristaux liquides et ferroélectriques et antiferroélectriques: Exemples d'applications ", Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 1995.
- [28] S. Esener, J.L. Horner, and K.M. Johnson, " Feature on spatial light modulators ", Appl. Opt., vol. 31 p.3879, 1992.
- [29] " Spatial light modulator technology, material, device, and applications ", éd. par Uzi Efron, Marcel Dekker, New York, 1995.





CHAPITRE IV

DISPOSITIF DE MISE EN FORME SPECTRALE

A - INTRODUCTION

Le filtrage spectral linéaire se révèle comme une technique puissante pour façonner l'enveloppe temporelle d'impulsions lumineuses limitées par transformée de Fourier. La technique consiste à disperser spatialement les différentes composantes spectrales

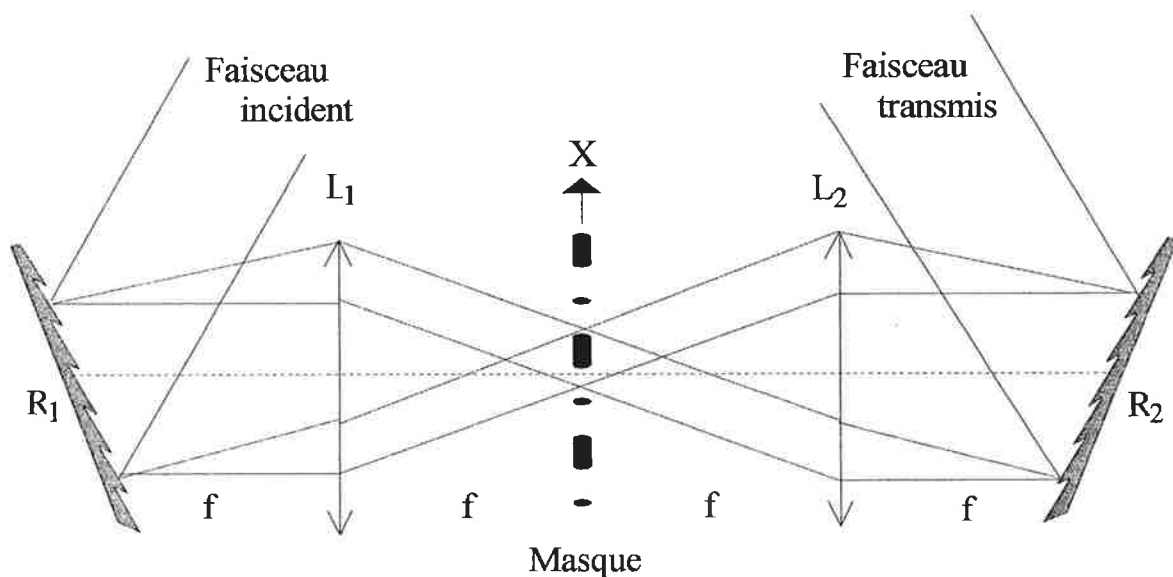


Figure IV.1 Dispositif utilisé pour la mise en forme spectrale d'impulsions lumineuses.

d'une impulsion afin de les filtrer à travers un masque de phase ou d'amplitude (fig. IV.1). La recombinaison des composantes filtrées donne alors une impulsion ayant la forme temporelle désirée^[1-3]. L'intérêt de ce procédé repose sur le transport de la dimension spectrale dans l'espace des positions dans lequel il est plus commode de

travailler. Cette technique de mise en forme d'impulsions femtosecondes a été utilisée pour des expériences telles que l'aiguillage optique dans une fibre à double coeur^[4], la propagation de solitons « noirs »^[5], ou le codage dans des systèmes de communication^[6]. Combinée avec un enregistrement holographique, elle permet aussi d'effectuer des opérations de renversement du temps, de convolution, et de corrélation d'impulsions femtosecondes^[7].

Dans le cadre de notre expérience de stockage optique, le procédé de mise en forme est utilisé pour façonner les adresses spectrales associées aux différentes informations enregistrées dans le matériau sélectif en fréquence^[8]. Le fonctionnement du dispositif de mise en forme spectrale a été décrit au chapitre III dans l'hypothèse d'un système idéal. On a alors noté qu'en l'absence de masque dans le plan de filtrage, le dispositif ne modifie en rien la structure d'une impulsion. Le caractère idéal du système repose sur trois hypothèses. (H₁) Le montage est parfaitement réglé dans la configuration f-f-f. (H₂) On ne considère que des ondes planes infinies à l'entrée du système. (H₃) Les optiques n'induisent aucune aberration et leur dimension transverse est supposée infinie. Ces hypothèses permettent de décrire le dispositif comme un système non dispersif (H₁) dont la résolution spectrale est infinie (H₂ et H₃). Dans la pratique, le dispositif réel ne vérifie parfaitement aucune de ces trois hypothèses, et deux problèmes se posent alors. Le premier concerne les réglages critiques pour que la dispersion de la vitesse de groupe soit réduite au minimum. Le second a trait à la résolution spectrale finie dans l'impression d'une forme sur le spectre incident.

La section B de ce chapitre décrit la procédure de réglage du montage, puis analyse la dispersion induite par le dispositif lorsque le montage n'est pas correctement réglé. On envisage deux situations différentes qui mettent en jeu les réglages liés au télescope et à la position du second réseau. La dispersion ne joue en principe aucun rôle dans l'expérience de stockage optique, en raison de la compensation de phase qui intervient dans le mélange à quatre ondes. Elle affecte en revanche la corrélation entre les champs « porte » et « référence », telle qu'elle intervient dans la mesure décrite au ch.III §C-2-1. Or celle-ci est conçue comme un test permettant d'évaluer la contribution du façonneur spectral et du corrélateur à la diaphonie entre les codes d'adresses. Pour que les résultats obtenus par cette mesure constituent une bonne

indication de la diaphonie attendue dans la configuration de mélange à quatre ondes, il importe d'éliminer l'effet de dispersion spectrale, propre à la seule mesure de corrélation. La section C analyse la résolution spectrale du dispositif de mise en forme mesurée dans le plan contenant l'échantillon. On montre alors qu'il est possible de dépasser la résolution spectrale fixée par la tache de diffraction dans le plan de filtrage en conjuguant ce dernier avec le plan contenant l'échantillon. Cette étude est validée par les résultats de l'expérience que nous avons réalisée. La section D conclut le chapitre.

B - REGLAGES CRITIQUES POUR LE CONTROLE DE LA DISPERSION

Lors de la réalisation d'une adresse spectrale, une dépendance quadratique de la phase en fonction de la fréquence détériore la forme que l'on désire inscrire dans le spectre de l'impulsion. Il apparaît donc nécessaire de s'intéresser en particulier aux réglages critiques liés à la dispersion de la vitesse de groupe. Ainsi, après avoir décrit la procédure de réglage du dispositif, on étudie l'influence de la position des lentilles lorsque les réseaux sont parfaitement conjugués à travers celles-ci, ainsi que l'influence de la position du second réseau dans le cas où les lentilles forment un télescope idéal. On en déduit alors la précision à atteindre sur ces différents réglages pour pouvoir réduire au minimum la dispersion de la vitesse de groupe.

B-1 - Procédure de réglage du dispositif de mise en forme

On présente dans ce paragraphe les différentes étapes de la procédure utilisée pour le réglage du dispositif de mise en forme.

(1) Réglage des réseaux: on utilise un faisceau monochromatique qui se propage horizontalement, parallèlement à la table optique. La verticalité du plan du premier réseau et l'orientation des traits sont respectivement réglés par autocollimation en incidence normale (ordre 0) et en incidence de Littrow (ordre 1). Le faisceau transmis

par le premier réseau est ensuite utilisé pour régler de façon identique le second réseau. Les traits des deux réseaux sont alors verticaux. La diffraction sur ces réseaux conserve l'horizontalité du faisceau incident.

(2) Positionnement des lentilles: à l'aide du faisceau monochromatique, on fixe une direction d'alignement entre les deux réseaux qui définit l'axe optique du système. On positionne ensuite les deux lentilles respectivement à f et $3f$ du premier réseau de façon à ce que le faisceau soit perpendiculaire aux plans des lentilles et qu'il passe par le centre des lentilles.

(3) Réglage de la conjugaison des réseaux à travers le télescope: on utilise à présent le laser impulsionnel (large bande spectrale). Dans un premier temps, après avoir vérifié la collimation du faisceau incident, on sélectionne la composante spectrale de l'impulsion se propageant le long de l'axe optique en faisant varier l'orientation du premier réseau. Ensuite, on diaphragme le faisceau incident pour réduire à un point lumineux son impact sur le premier réseau, puis on positionne un obstacle dans le plan de filtrage de façon à ne laisser passer que les extrémités « rouge » et « bleue » du spectre du laser. La conjugaison correspond alors à la position du second réseau pour laquelle les deux extrémités du spectre se superposent à sa surface. Les deux rayons sélectionnés sont intéressants car leurs impacts sur le second réseau se différencient rapidement lorsqu'on s'écarte de la position d'imagerie par translation du second réseau le long de l'axe optique.

(4) Réglage de l'orientation du second réseau: la dernière étape consiste à orienter le second réseau de façon à rassembler les différentes composantes spectrales dans une même direction de diffraction. Afin d'augmenter la précision du réglage dans la pratique, on peut placer un télescope à grandissement élevé à la sortie du dispositif dont le rôle est de dilater la divergence spatiale entre les différentes composantes spectrales. On visualise alors la superposition des différentes composantes spectrales sur un écran en sortie du télescope.

B-2 - Réseaux conjugués - télescope imparfaitement réglé

On s'intéresse au fonctionnement du dispositif (en particulier à la dispersion de la vitesse de groupe) dans la configuration où les deux réseaux sont en position de conjugaison par rapport aux lentilles. Un développement complet de cette étude est présenté en ANNEXE I.

Lorsque les deux réseaux sont conjugués par rapport aux lentilles, cela signifie que leur orientation relative est imposée par la relation de conjugaison. Par ailleurs, si on considère seulement deux points conjugués sur l'axe optique du système, l'orientation relative des réseaux est aussi imposée par l'angle d'incidence des différentes composantes spectrales au point d'intersection avec l'axe optique sur le second réseau. On cherche alors à comparer ces deux conditions dans la configuration où les deux réseaux sont parfaitement conjugués à travers un télescope imparfaitement réglé.

On note respectivement « a » et « b » les écarts de position des lentilles et des réseaux par rapport à leurs positions dans la configuration f-f-f-f (fig. IV.2), et on fait l'hypothèse que la fréquence centrale de l'impulsion ν_0 se propage selon l'axe optique du dispositif. L'angle de diffraction de la fréquence centrale ν_0 sur le premier réseau est noté θ_0 .

La condition requise pour que toutes les composantes spectrales issues d'un point du premier réseau soient réunies après diffraction sur le second réseau s'exprime par une relation entre θ_0 et l'angle d'incidence θ_0' de la fréquence centrale sur le second réseau:

$$\frac{\cos(\theta_0)}{\cos(\theta_0')} = 1 - 2ab \quad (IV-1)$$

On constate que $\theta_0 = \theta_0'$ si les deux lentilles sont séparées exactement par la distance $2f$, ou bien si la première lentille est à la distance f du premier réseau.

Comme on l'a déjà noté, la conjugaison des surfaces des deux réseaux impose une autre relation qui définit leur orientation relative. Cette condition s'exprime par une nouvelle orientation θ_0'' du second réseau définie par:

$$\tan(\theta_0'') = \frac{\tan(\theta_0)}{(1 - 2ab)} \quad (IV-2)$$

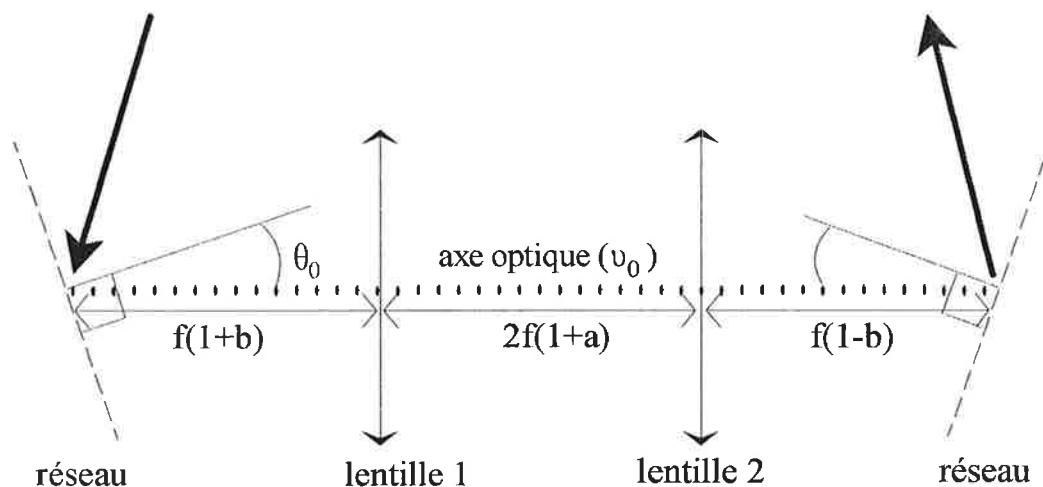


Figure IV.2 Illustration d'un dispositif mal réglé dans la configuration f-f-f (écarts « a » et « b »), mais pour lequel les deux réseaux sont parfaitement conjugués à travers les lentilles. L'orientation du second réseau diffère alors selon qu'on choisit de regrouper les composantes spectrales par diffraction sur le second réseau, ou de conjuguer les réseaux à travers les lentilles.

Les directions θ_0' et θ_0'' assignées au second réseau ne coïncident donc pas, et leur différence s'exprime comme:

$$\theta_0'' - \theta_0' = 2ab \frac{1}{\tan(\theta_0)} \left(1 + \frac{\tan^2(\theta_0)}{1 + \tan^2(\theta_0)} \right) \quad (IV-3)$$

La situation est donc la suivante:

- on règle l'orientation du deuxième réseau dans la direction θ_0' en vérifiant la superposition de faisceaux fins de couleurs différentes après leur diffraction à l'intersection du deuxième réseau avec l'axe optique.

- la surface conjuguée du premier réseau à travers le système optique ne coïncide alors avec la surface du deuxième réseau que sur l'axe optique du dispositif.

La dispersion de vitesse de groupe est nulle sur la surface d'orientation θ_0'' . Par ailleurs, elle ne varie pas après le réseau puisque les différentes composantes spectrales se propagent alors dans la même direction. Donc la dispersion liée à une erreur de réglage du télescope ne se construit qu'entre la surface conjuguée θ_0'' et la surface du réseau.

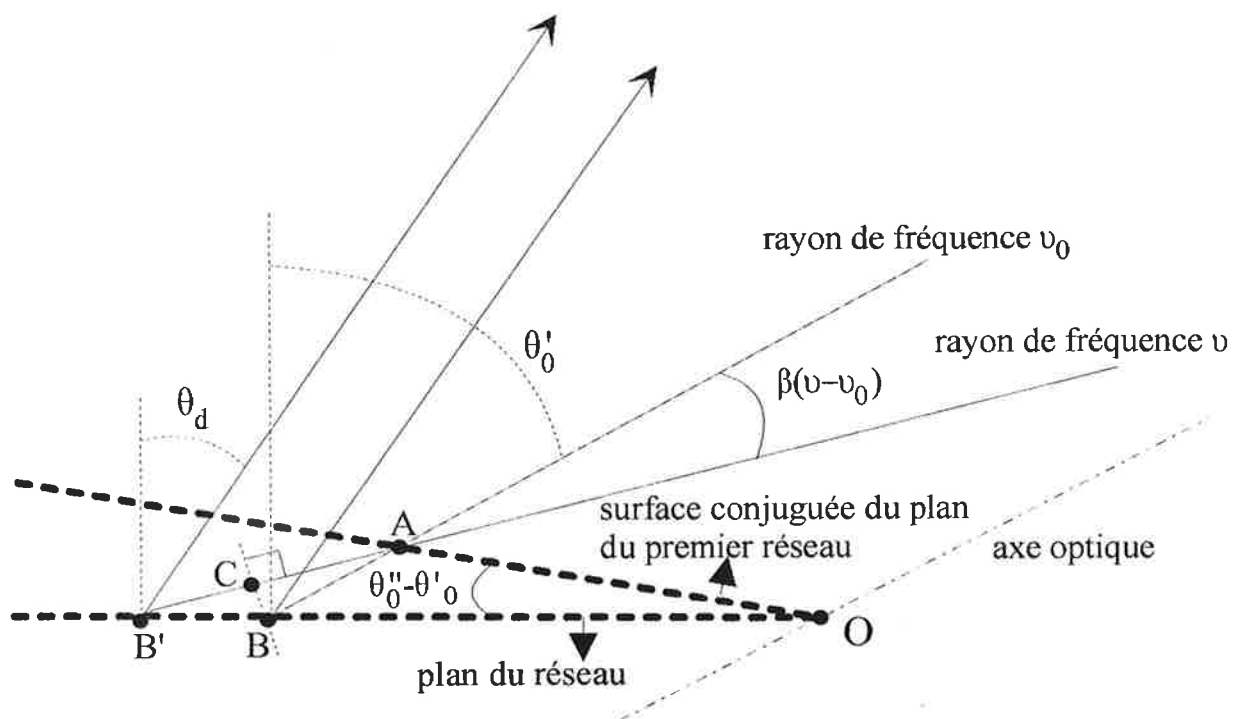


Figure IV.3 Schéma illustrant les relations spatiales entre le plan du réseau réglé de façon à regrouper les différentes composantes spectrales, le plan conjugué au plan du premier réseau sur lequel la dispersion de vitesse de groupe est nulle, et les rayons de fréquence ν_0 et ν .

On cherche à calculer la dispersion qui se construit entre les plans de direction θ_0' et θ_0'' . L'étude qui suit s'appuie sur la figure IV.3. La dispersion est nulle au point A. Au point B on la calcule à partir de la différence de marche entre l'onde de fréquence ν et l'onde de fréquence ν_0 . En tenant compte du réseau qui retarde de $\delta_R = BB'(\sin(\theta_0') + \sin(\theta_d))$ le champ au point B par rapport au point B', la différence de

marche δ entre les deux ondes qui se rencontrent au point B est égale à $\delta=AC-AB$.

Cette différence de marche s'exprime comme: $AC - AB \approx -(\beta(v - v_0))^2 \frac{AB}{2}$, où

$AB \approx OB (\theta_0'' - \theta_0') / \cos(\theta_0')$. En remplaçant $\theta_0'' - \theta_0'$ par sa valeur (éq.IV-3) on obtient:

$$\delta = (\beta(v - v_0))^2 \frac{ab}{\sin(\theta_0)} (1 + \sin^2(\theta_0)) OB \quad (IV-4)$$

Application numérique:

$v - v_0 = 2$ THz, $f = 25$ cm, $2fa = 1$ cm, $fb = 1$ cm, $\theta_0 = 70^\circ$, $\lambda_0 = 620$ nm, $\beta = 9 \cdot 10^{-3}$ rad THz⁻¹.

On obtient: $\delta = 2 \cdot 10^{-6}$ OB.

La différence de marche vaut $\lambda/2$ pour $OB = 60$ cm. Le diamètre du faisceau utilisé lors des expériences de stockage mesure environ 1 cm, soit $OB \approx 0,5$ cm. Le réglage du télescope n'est donc pas critique.

B-3 - Télescope réglé - réseaux imparfaitement conjugués

On propose ici d'étudier le fonctionnement du dispositif (en particulier la dispersion de la vitesse de groupe) dans la configuration où le télescope est parfaitement réglé, ainsi que dans l'hypothèse où les faisceaux d'entrée et de sortie sont collimatés. Cette dernière hypothèse implique que le plan focal image de la première lentille coïncide avec le plan focal objet de la seconde, et que le réseau de sortie est convenablement orienté pour collimater les différentes composantes spectrales dans la même direction.

Dans ces conditions, le spectre de l'impulsion transmise par le système n'est principalement altéré que par un écart « u » à la position de conjugaison des réseaux (fig. IV.4). Cet écart introduit un déphasage entre les différentes composantes spectrales du faisceau transmis dont le calcul complet est présenté en ANNEXE II. Le développement de ce déphasage en série de Taylor autour de la composante spectrale

ω_0 se propageant selon l'axe optique des deux lentilles comprend un terme d'ordre deux qui s'exprime sous la forme:

$$\Phi(\omega - \omega_0) = \frac{1}{2} \left[\frac{u}{c \omega_0} \left(\frac{\lambda_0}{l \cos(\theta_0)} \right)^2 \right] (\omega - \omega_0)^2 \quad (IV-5)$$

où θ_0 correspond à l'angle d'incidence de ω_0 sur le second réseau, l caractérise le pas du réseau, et c représente la célérité de la lumière. Les termes d'ordre zéro et un ne

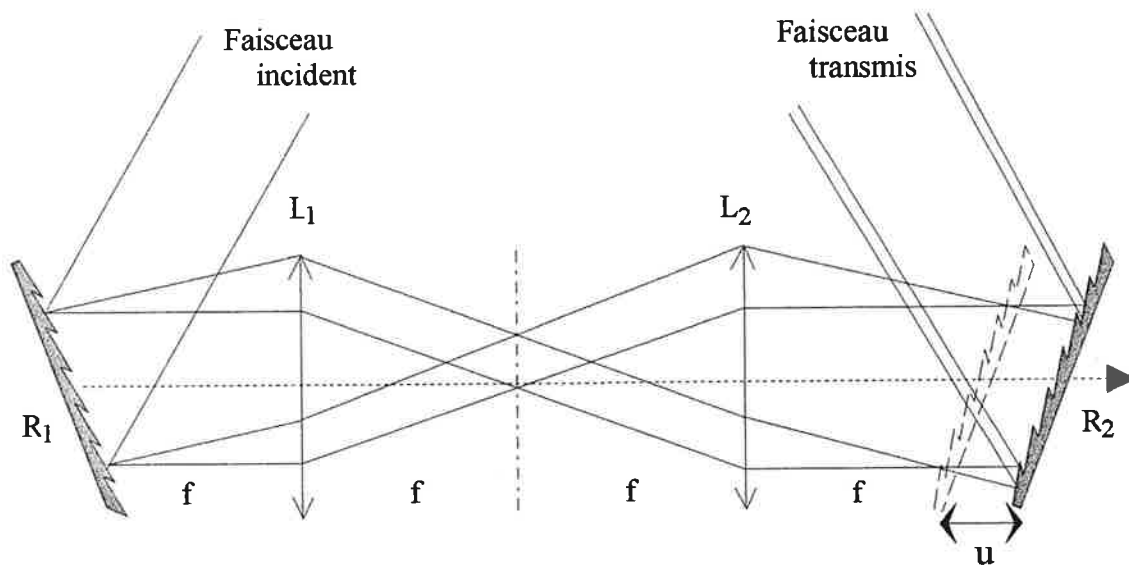


Figure IV.4 Illustration d'un défaut de positionnement du second réseau dans le dispositif de mise en forme spectral.

modifient pas la forme temporelle de l'impulsion. Ce terme de phase induit une dispersion de la vitesse de groupe positive ou négative selon que le second réseau est situé avant ou après l'image du premier réseau à travers le télescope (signe du déplacement « u »). Cet effet a été largement utilisé pour compenser d'autres dispersions dues par exemple à la traversée d'un système matériel. Ce résultat avait précédemment été établi par O.E. Martinez à partir d'un formalisme matriciel adapté à la description des compresseurs temporels d'impulsions à prismes ou à réseaux^[9-11].

Application numérique:

Données: $l = 4 \cdot 10^{-7}$ m, $f = 25 \cdot 10^{-2}$ m, $\theta_0 = 70^\circ$, $\lambda_0 = 620$ nm soit $\omega_0 = \pi \cdot 10^{14}$ rd s⁻¹.

La dispersion angulaire liée à la position du second réseau a pour valeur:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0} = u \cdot 2 \cdot 10^{-23} \text{ rd s}^2$$

$$\Phi(\omega - \omega_0) = u \cdot 10^{-23} (\omega - \omega_0)^2$$

Dans le cadre de la propagation d'un faisceau de largeur spectrale égale à 4 THz, le second réseau doit s'écarter de la position de conjugaison d'une distance $u \sim 2 \text{ mm}$ pour que la phase varie de π sur la demi-largeur spectrale $\omega - \omega_0 = 2\pi \times 2 \cdot 10^{12} \text{ rd s}^{-1}$.

On retient de cette étude que le réglage de la position de conjugaison des réseaux nécessite une précision de l'ordre du millimètre pour notre dispositif. Dans la pratique, cette précision n'est pas critique et on n'a aucun mal à l'obtenir.

B-4 - Calcul de la dispersion induite par la traversée des lentilles

Lors des deux études précédentes, la dispersion induite par la traversée des lentilles a été négligée. Pour la calculer, on fait l'approximation que « l'épaisseur de lentille » traversée par l'ensemble des composantes spectrales est égale à la somme $2L$ des épaisseurs au centre des deux lentilles. Dans ces conditions la phase induite par les lentilles s'écrit: $\varphi(\omega) = 2L (2\pi/\lambda) (n_0 - n(\omega))$, où $n(\omega)$ est l'indice du milieu composant les lentilles, et $n_0 = n(\omega_0)$. Le terme quadratique responsable de la dispersion de la vitesse de groupe prend alors pour expression:

$$\varphi(\omega - \omega_0) = \left[2L \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right) \left(\frac{\partial^2 n(\omega)}{\partial \omega^2} \right) \Big|_{\omega=\omega_0} \right] (\omega - \omega_0)^2 \quad (IV-6)$$

Application numérique:

Données: $\lambda_0 = 620 \text{ nm}$ soit $\omega_0 = \pi \cdot 10^{14} \text{ rd s}^{-1}$, $L = 7,2 \cdot 10^{-3} \text{ m}$.

Les lentilles utilisées sont des doublets associant un Crown et un Flint. Le

développement au second ordre de l'indice se met sous la forme:

$$n(\lambda-\lambda_0)=A(\lambda-\lambda_0)^2+B(\lambda-\lambda_0)+C$$

Autour de $\lambda_0=580$ nm on obtient les valeurs suivantes:

$$A_{Cr}=1,27 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-2}, B_{Cr}=-1,92 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$$

$$A_{Fl}=2,8 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-2}, B_{Fl}=-4,2 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$$

Dans le calcul, on utilise les coefficients moyens:

$$A_{moy}=2 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-2}, \text{ et } B_{moy}=-3 \cdot 10^5 \text{ m}^{-1}$$

On obtient:

$$\left. \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} = 2,2 \cdot 10^{-27} \text{ rd s}^2, \text{ soit } \varphi(\omega-\omega_0) = 1,1 \cdot 10^{-27} (\omega-\omega_0)^2$$

Dans le cadre de la propagation d'un faisceau de largeur spectrale égale à 4 THz, la variation de phase induite par la dispersion des lentilles s'élève à 0,04 rd sur la largeur spectrale $\nu-\nu_0=2$ THz ($\omega-\omega_0=2\pi \cdot 10^{12}$ rd s⁻¹). Cette valeur est bien inférieure à π et peut être négligée. De plus, il est possible de corriger cette variation par une translation du second réseau d'environ $u \approx 100$ μm par rapport à sa position de conjugaison (§B-3).

B-5 - Résultats expérimentaux

On présente un résultat expérimental qui nous renseigne sur les modifications subies par un champ à la traversée du dispositif à deux réseaux, dont le réglage a été optimisé en accord avec l'analyse que nous avons exposée.

La figure IV.5 (a) représente la fonction d'autocorrélation de champ de l'impulsion large bande initiale. La largeur à mi-hauteur de 90 fs correspond à une largeur à mi-hauteur d'environ 10 THz.

Pour obtenir la figure IV.5 (b), on divise le faisceau initial en deux. L'une des composantes est dirigée directement vers le corrélateur. L'autre l'atteint après avoir traversé le dispositif à deux réseaux. Aucun masque ou modulateur n'est placé dans le

plan focal du dispositif dont la bande passante est seulement limitée par l'ouverture des lentilles placées entre les deux réseaux. On observe donc ici l'effet propre du dispositif. Les lentilles agissent comme des fentes de largeur spectrale voisine de 10 THz qui devraient se manifester dans le facteur de corrélation par les lobes caractéristiques du sinus cardinal, transformée de Fourier d'une fonction rectangle. On observe bien deux lobes dans les pics de la fonction de corrélation. Cependant, on observe un écartement de 290 fs entre les minima qui les délimitent alors qu'on évalue cette distance à 200 fs d'après l'ouverture des lentilles. Par ailleurs, ces lobes s'inscrivent sur un fond d'environ 1 ps de largeur dont nous n'avons pas élucidé l'origine.

Cependant, le défaut que révèle ce fond ne devrait pas affecter la mise en forme spectrale des impulsions sur l'intervalle de 1,25 THz que délimite le modulateur spectral dans notre expérience d'adressage par codage de phase.

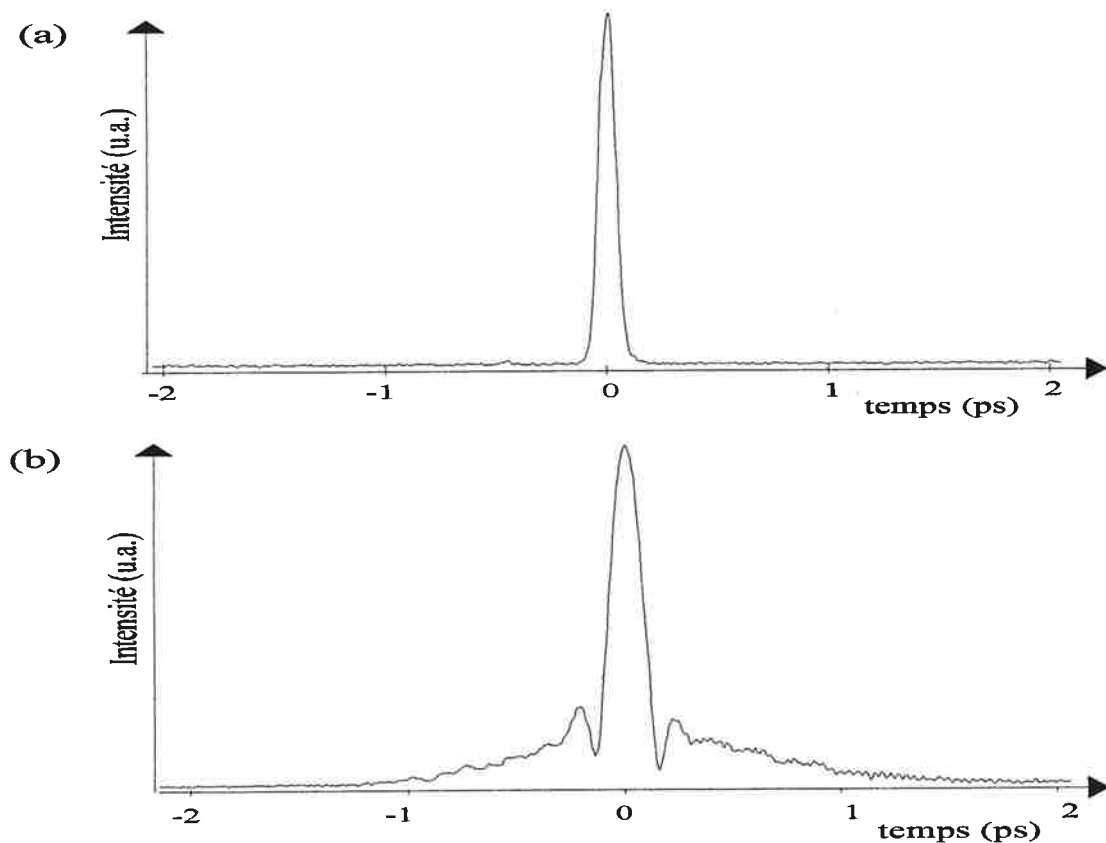


Figure IV.5 (a) Fonction d'autocorrélation de l'impulsion large bande initiale. (b) Fonction d'intercorrélacion de l'impulsion initiale et de l'impulsion qui a traversé le dispositif de mise en forme. Cette fonction caractérise l'effet propre du dispositif.

C - RESOLUTION SPECTRALE: DIMENSION FINIE DES OPTIQUES

La section B précédente a étudié la dispersion de la vitesse de groupe induite par le système dans le cas d'un défaut de positionnement d'une lentille ou d'un réseau. On regarde à présent les conséquences de la dimension finie des optiques sur la résolution spectrale des adresses gravées dans le matériau PSHB. L'étude d'un système de mise en forme spectrale équivalent au nôtre a été étudié à la fois théoriquement et expérimentalement^[2,12]. Il a alors été démontré que la résolution spectrale, définie comme la plus petite structure spectrale pouvant être réalisée par le dispositif, était limitée par la largeur de la tache de diffraction produite par le faisceau incident dans le plan de filtrage.

Dans le cadre de notre expérience de stockage optique, le dispositif de mise en forme est utilisé pour façonner les adresses spectrales associées aux différentes images enregistrées dans le matériau sélectif en fréquence^[8]. Le développement d'une telle technique est alors conditionné par la résolution spectrale du dispositif vue par le plan de l'échantillon. L'objet de ce chapitre est de montrer que dans ce plan, une résolution spectrale indépendante de la dimension de la tache de diffraction dans le plan de filtrage peut être obtenue. Après quelques rappels d'optique, on décrit, en termes d'imagerie géométrique, comment la résolution spectrale limitée par la diffraction de la première lentille peut être dépassée dans l'échantillon lorsque ce dernier est conjugué avec le plan de filtrage. L'effet d'un écart à la position de conjugaison sur la résolution spectrale est ensuite étudié, et on rapporte enfin une expérience d'holographie spectrale qui confirme l'analyse théorique.

C-1 - Rappels d'optique

Loi de diffraction des réseaux^[9]: Une onde plane de fréquence ν , dont les plans d'onde sont parallèles au réseau, et dont le vecteur d'onde fait un angle d'incidence γ avec la

normale au plan du réseau, est diffractée d'un angle θ défini par:

$$\sin(\theta) + \sin(\gamma) = m c / v l \quad (IV-7)$$

où m est un entier relatif, c la célérité de la lumière, et l le pas du réseau. Dans le cas d'un paquet d'ondes planes faiblement divergent, l'angle de diffraction θ d'une onde plane de fréquence v et d'angle d'incidence γ peut être développé au premier ordre autour de l'angle de diffraction θ_0 de l'onde plane de fréquence centrale v_0 et d'angle d'incidence γ_0 :

$$\theta - \theta_0 = \alpha (\gamma - \gamma_0) + \beta (v - v_0), \quad \text{où } \alpha = \left. \frac{\partial \theta}{\partial \gamma} \right|_{\gamma = \gamma_0} \text{ et } \beta = \left. \frac{\partial \theta}{\partial v} \right|_{v = v_0} \quad (IV-8)$$

où β représente la dispersion angulaire du réseau, et α correspond au facteur d'anamorphose qui caractérise la modification de la distribution angulaire des vecteurs d'onde après diffraction sur le réseau. Par différenciation de la loi de diffraction on obtient $\beta = -m c / (l v_0^2 \cos(\theta_0))$, et $\alpha = -\cos(\gamma_0) / \cos(\theta_0)$.

Formule de conjugaison des lentilles: Cette relation caractérise la formation d'une image à travers une lentille. On se place dans l'hypothèse de l'optique paraxiale (ou des conditions de Gauss) qui suppose que les rayons optiques reliant l'image à l'objet forment de faibles angles avec l'axe de révolution de la lentille. Dans ces conditions, l'image d'un objet placé à une distance p d'une lentille de focale f se forme à une distance p' de la lentille définie par:

$$1/p + 1/p' = 1/f \quad (IV-9)$$

et les plans contenant respectivement l'objet et l'image sont nommés « plans conjugués ».

Réponse percussionnelle ^[13]: Lorsqu'on étudie un système linéaire formant une image, on peut décrire entièrement les effets des éléments optiques (lentilles, diaphragme,...) par les fonctions images des points sources composant le champ « objet ». On note $h(X, Y, x, y)$ la réponse du système au point de coordonnées (X, Y) du plan de sortie à la fonction de Dirac δ située au point (x, y) du plan d'entrée, $t(x, y)$ la fonction de

pondération (transmission) du plan d'entrée, et $T(X,Y)$ celle du plan de sortie. Les grandeurs d'entrée et de sortie du système sont alors reliées par l'équation:

$$T(X, Y) = \iint dx dy t(x,y) h(X, Y, x,y) \quad (IV-10)$$

Cette expression, connue sous le nom d'intégrale de superposition, exprime donc le fait qu'un système linéaire est complètement caractérisé par sa réponse aux excitations ponctuelles. Dans la plupart des cas, les systèmes linéaires formant les images peuvent être considérés invariants par translation (ou isoplanétiques) pour l'ensemble du champ « objet ». La réponse percussionnelle $h(X,Y,x,y)$ ne dépend alors que des distances $(X-x)$ et $(Y-y)$, ce qui permet d'écrire $h(X,Y,x,y)$ comme $h(X-x,Y-y)$. Cette propriété donne à l'intégrale de superposition la forme particulière d'un produit de convolution: $T=t \otimes h$.

C-2 - Résolution spectrale

C-2-1 - Echantillon et modulateur conjugués

L'étude de la propagation d'une impulsion à travers le système optique peut être traitée à l'aide du formalisme de la « réponse percussionnelle »^[14]. Nous avons préféré exposer une description moins mathématique s'appuyant sur la notion d'image géométrique.

L'analyse qui suit s'appuie sur la figure IV.5. L'impulsion incidente est une onde plane décrite par un champ électrique d'amplitude $E_i(x,\nu)$ qui se propage suivant l'axe de la figure, où ν représente le déplacement de fréquence par rapport à la fréquence centrale ν_0 du spectre de l'impulsion. Le réseau R_1 disperse les composantes spectrales du champ incident:

$$E_i(x, \nu) = \xi_i(x) \mathfrak{F}_i(\nu) \quad (IV-11)$$

où $\xi_i(x)$ et $\mathfrak{F}_i(\nu)$ décrivent respectivement les amplitudes spatiale et spectrale du champ sur le réseau d'entrée. La distribution spatiale du champ selon la direction parallèle aux

traits des réseaux n'est pas prise en compte puisqu'elle n'est pas affectée par la dispersion. A travers le réseau R_1 et la lentille L_1 , l'image géométrique des différentes composantes se forme dans le plan (M), où l'on prend pour origine des coordonnées $u=0$ l'image de la composante centrale ν_0 . Une composante quelconque de fréquence $\nu+\nu_0$ se focalise alors au point $u=\beta\nu f$, où β caractérise la dispersion du réseau R_1 et f représente la distance focale de la lentille L_1 . L'image géométrique des composantes

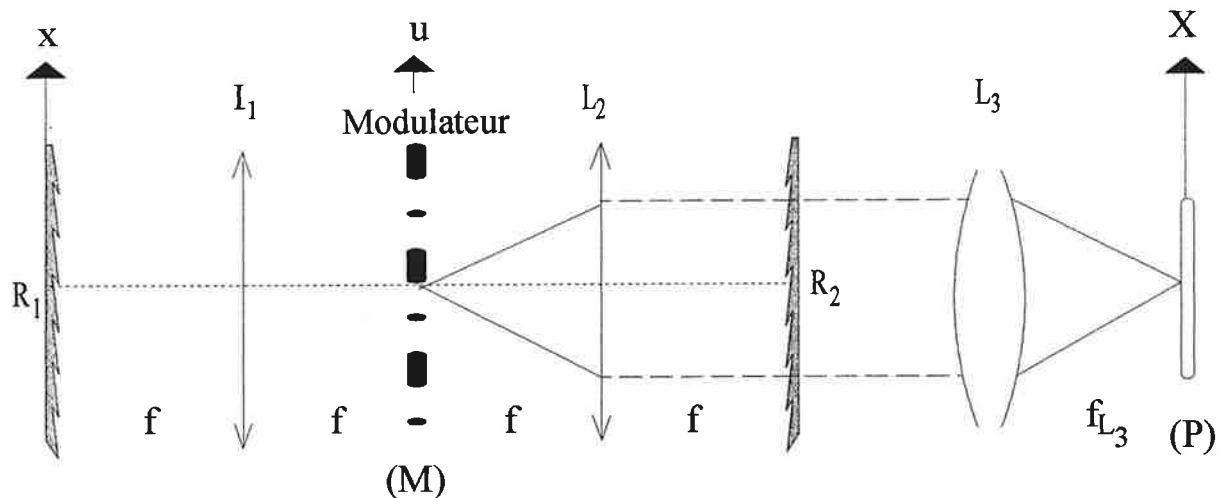


Figure IV.5 Schéma du dispositif optique utilisé pour enregistrer une impulsion mise en forme dans l'échantillon. La paire de réseaux R_1 et R_2 , le masque, et les deux lentilles L_1 et L_2 , constituent le dispositif de mise en forme. L'ensemble des lentilles L_2 et L_3 forme un système d'imagerie qui conjugue les plans (M) et (P).

spectrales est en réalité brouillée par la diffraction. Supposons que la dimension transversale w_0 du faisceau incident soit suffisamment petite pour que ce faisceau traverse R_1 et L_1 sans être diaphragmé par ces derniers. Alors la tache de diffraction centrée sur l'image géométrique de la composante de fréquence ν est décrite par :

$$\tilde{\xi}_i\left(\frac{u-\beta\nu f}{\alpha\lambda f}\right) \mathfrak{F}_i(\nu), \quad \text{où} \quad \tilde{\xi}_i\left(\frac{u}{\alpha\lambda f}\right) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \xi_i(x) \exp\left(-i2\pi \frac{u}{\alpha\lambda f} x\right) \quad (IV-12)$$

En effet les distributions spatiales des champs dans les plans situés à la distance f de part et d'autre de la lentille sont reliées par transformée de Fourier, dès l'instant que le faisceau incident n'est pas diaphragmé. Cette dernière condition est respectée dans notre description puisqu'on a supposé que le faisceau n'est diaphragmé ni par R_1 ni par

L_1 . On remarque qu'avec l'hypothèse d'une onde incidente plane, l'anamorphose produite par R_1 a pour seule conséquence de modifier la dimension transversale du faisceau diffracté d'un facteur $1/\alpha$ [9]. De façon générale, la largeur caractéristique de la fonction $\tilde{\xi}_i(u)$ associée à un faisceau de dimension spatiale w_0 est de l'ordre de $1/w_0$. La largeur de la tache de diffraction associée à une composante spectrale dans le plan (M) est par conséquent d'environ $\alpha\lambda f/w_0$.

Dans ce plan est situé un modulateur spatial de lumière décrit par la fonction de transmission $m(u)$. Après traversée du modulateur par les composantes spectrales, le champ dans le plan (M) est alors décrit par:

$$E_m(u, v) = m(u) \tilde{\xi}_i\left(\frac{u - \beta v f}{\alpha \lambda f}\right) \mathfrak{F}_i(v) \quad (IV-13)$$

Le modulateur est constitué de pixels juxtaposés de largeur « d », dont le facteur de transmission est constant sur la largeur de chacun d'entre eux. Ce paramètre « d » constitue donc le « grain » du motif spatial décrit par $m(u)$. Pour qu'une reproduction fidèle de la fonction de transmission soit inscrite dans le spectre, il est nécessaire que la taille de la tache de diffraction de chaque composante spectrale soit bien inférieure au grain. Dans le cas contraire, la résolution de $m(u)$ par la tache de diffraction devient critique lorsque la tache de diffraction couvre la dimension d'un pixel du modulateur. La résolution d'un motif élémentaire de $m(u)$ s'exprime donc par la relation $d > \alpha\lambda f/w_0$. Les composantes spectrales sont ensuite collimatées par la deuxième lentille L_2 (de distance focale f) et regroupées sur le réseau de sortie R_2 , tous deux symétriques du système dispersif d'entrée. Il faut noter à ce sujet que la dispersion et l'anamorphose produites par R_2 sont respectivement caractérisées par $\beta' = -\beta/\alpha$ et $\alpha' = 1/\alpha$, ces propriétés étant propres à la configuration du montage optique utilisé [2].

Le faisceau lumineux issu du dispositif de mise en forme spectrale traverse ensuite un système optiquement équivalent à une lentille L_3 de focale f_{L3} . On s'intéresse aux distributions spatiale et spectrale du champ dans le plan (P), conjugué du plan (M) à travers l'ensemble des lentilles L_2 et L_3 . Supposons que l'image géométrique de la composante spectrale v_0 , issue du point $u=0$ dans le plan (M), se forme au point $X=0$

dans le plan (P), alors l'image géométrique de la composante spectrale $v+v_0$ issue du point u se forme dans le plan (P) au point:

$$X = \left(\frac{u}{f} \alpha' + \beta' v \right) f_{L3} = -\frac{g}{\alpha} (u - v\beta f) \quad (IV-14)$$

où $g = -\frac{f_{L3}}{f}$ est le grandissement entre les plans conjugués (M) et (P).

Ainsi dans le plan (P), l'image géométrique d'une distribution $E_m(u)$ s'écrit:

$$E_G(X, v) = E_m \left(\frac{\alpha X}{g} + \beta v f \right) \quad (IV-15)$$

Soit, en remplaçant E_m par son expression (éq. IV-13):

$$E_G(X, v) = \tilde{\xi}_i \left(\frac{X}{g\lambda f} \right) \mathfrak{F}_i(v) m \left(\frac{\alpha X}{g} + \beta v f \right) \quad (IV-16)$$

On observe alors que la distribution spectrale du champ reçu en chaque point éclairé du plan (P) reproduit fidèlement le profil spatial du modulateur placé dans le plan (M). Cependant un décalage de fréquence $\alpha X/(g\beta f)$ affecte le spectre reçu en chaque point de sorte que tous les points éclairés de (P) reçoivent des spectres différents.

La densité spectrale d'énergie intégrée sur le plan (P) est quant à elle affectée par le décalage spectral entre les différents points X . En effet, après sommation sur X , le profil spectral observé correspond à la convolution du spectre qui forme le masque avec le profil de la tache de diffraction.

$$\int dX |E_G(X, v)|^2 = |\mathfrak{F}_i(v)|^2 \int dX \left| \tilde{\xi}_i \left(\frac{X}{g\lambda f} \right) \right|^2 \left| m \left(\frac{\alpha X}{g} + \beta v f \right) \right|^2 \quad (IV-17)$$

C'est cette fonction qui sera observée si toute l'énergie est dirigée sur la fente d'un spectromètre. La zone éclairée dans le plan (P) mesure environ $g\lambda f/w_0$ de large. La condition pour que le décalage en fréquence entre les points de (P) ne dépasse pas la

dimension spectrale $d/\beta f$ d'un pixel se traduit par $\alpha\lambda f/w_0 < d$. Lorsque cette relation est satisfaite, on peut négliger le décalage entre les différents points de (P), et la densité spectrale d'énergie reçue dans le plan (P) est alors proportionnelle à $|m(\beta v f)|^2$. On remarque que la condition $\alpha\lambda f/w_0 < d$ correspond au critère de résolution des pixels par la tache de diffraction du faisceau incident discutée précédemment. En revanche, si $\alpha\lambda f/w_0 > d$, le profil $|m(\beta v f)|^2$ est déformé par convolution avec la tache de diffraction qui s'étale sur le modulateur.

Cependant, puisque la conjugaison des plans (M) et (P) permet de s'affranchir de l'effet de la tache de diffraction sur la résolution du profil spectral du masque en un point du plan (P), l'effet de diffraction dû à la dimension finie du faisceau incident n'affecte pas la mise en forme du champ lorsqu'on l'observe en un point X de (P). Et cette situation est exactement celle rencontrée dans une expérience d'holographie temporelle dans un matériau PSHB (ch. III). On rappelle qu'au cours de l'étape de gravure, le modulateur placé sur la voie « référence » inscrit le profil $m_R(\alpha X/g + \beta v f)$ au point X et à la fréquence v . Un échantillon disposé dans le plan (P) enregistre alors une figure d'interférence de la forme:

$$|\mathfrak{I}_i(v)|^2 \tilde{\xi}_i^* \left(\frac{X}{\lambda f g} \right) m_R^* \left(\frac{\alpha X}{g} + \beta v f \right) \exp(-i2\pi v T + iKX) \quad (IV-18)$$

où T représente le décalage temporel entre les deux impulsions « référence » et « objet », $K = |\vec{k}_{\text{ref}} - \vec{k}_{\text{obj}}|$, et où l'on a supposé que la distribution spectrale de la bande d'absorption varie peu sur la largeur spectrale de codage. Au cours de l'étape de lecture, le champ « lecture » qui interagit avec l'échantillon au point X suit exactement le même chemin que le faisceau « référence ». Il s'ensuit que la contribution du point X au signal émis selon la voie « objet » s'écrit:

$$E_S(X, v) = \mathfrak{I}_i(v) |\mathfrak{I}_i(v)|^2 \left| \tilde{\xi}_i \left(\frac{X}{\lambda f g} \right) \right|^2 m_R^* \left(\frac{\alpha X}{g} + \beta v f \right) m_L \left(\frac{\alpha X}{g} + \beta v f \right) \exp(i2\pi v T) \quad (IV-19)$$

La fonction de modulation $m_L(\alpha X/g + \beta v f)$ inscrite sur le faisceau de lecture présente le même décalage de fréquence $\alpha X/\beta f$ que la fonction inscrite sur le faisceau « référence » lors de l'étape de gravure.

L'énergie émise par l'échantillon s'exprime alors sous la forme:

$$\int dX dv |E_S(X, v)|^2 = \int dX dv |\mathfrak{T}_i(v)|^6 \left| \tilde{\xi}_i^* \left(\frac{X}{\lambda f g} \right) \right|^4 \left| m_R^* \left(\frac{\alpha X}{g} + \beta v f \right) m_L \left(\frac{\alpha X}{g} + \beta v f \right) \right|^2 \quad (IV-20)$$

Supposons que le spectre $\mathfrak{T}_i(v)$ est plat sur un intervalle de dimension spectrale au moins égale à celle du modulateur augmentée de la largeur de la tache de diffraction ($\alpha\lambda/\beta w_0$). Alors l'énergie émise se réduit à :

$$\int dX dv |E_S(X, v)|^2 = |\mathfrak{T}_i(v_0)|^6 \int dX \left| \tilde{\xi}_i^* \left(\frac{X}{\lambda f g} \right) \right|^4 \int dv |m_R^*(\beta v f) m_L(\beta v f)|^2 \quad (IV-21)$$

Dans cette expression le produit des fonctions de modulation spectrale n'est pas affecté par l'effet de diffraction. Ainsi, chaque point X voit un spectre différent, mais comme les spectres subissent un même décalage à l'écriture et à la lecture, les énergies des signaux émis par chaque point de (P) sont identiques. En d'autres termes, cette configuration permet de « dépasser » la limite de la résolution spectrale imposée par la tache de diffraction dans le plan du modulateur.

C-2-2 - Dimension finie des optiques, conjugaison imparfaite

La description précédente n'a pas pris en compte la dimension finie des pupilles des optiques L_2 , L_3 , et R_2 , ni l'écart à la position de conjugaison des plans (M) et (P). Or ces défauts peuvent compromettre le bon fonctionnement du dispositif.

L'un et l'autre peuvent être décrits en remplaçant l'image géométrique $E_G(X, v)$ par son produit de convolution avec la fonction de réponse percussionnelle $k(X-X')$ du dispositif qui diffère d'un pic de Dirac sous l'effet des deux défauts considérés. Le champ mis en forme s'écrit alors:

$$E_P(X, v) = \int dX' k(X - X') E_G(X', v) \quad (IV-22)$$

C-2-2-1 - Tache de diffraction très inférieure à la dimension d'un pixel

Considérons tout d'abord le cas où le diamètre de la tache de diffraction dans le plan du modulateur est inférieur à la dimension d'un pixel. On peut alors écrire $E_G(X', \nu) \approx \mathfrak{F}_i(\nu) \tilde{\xi}_i(X'/g\lambda f) m(\beta\nu f)$ et le produit de convolution devient:

$$E_P(X, \nu) \approx \mathfrak{F}_i(\nu) m(\beta\nu f) \int dX' k(X - X') \tilde{\xi}_i(X'/g\lambda f) \quad (IV-23)$$

La convolution avec $k(X-X')$ n'affecte pas le spectre décrit par $m(\beta\nu f)$. Les défauts envisagés ne perturbent donc pas la mise en forme. En effet, ces derniers tendent à mélanger les différents points qui constituent l'image géométrique. Quand cette image se réduit à un seul point, ils transforment le point en tache, mais toute la tache reçoit le même spectre.

C-2-2-2 - Tache de diffraction supérieure à la dimension d'un pixel

Dans le cas où la tache de diffraction dans le plan (M) couvre plusieurs pixels du modulateur, la convolution par $k(X-X')$ peut mélanger des spectres décalés d'un pixel ou plus. On rappelle que deux spectres décalés d'un pixel sont séparés dans le plan (P) par une distance égale à dg/α .

Examinons d'abord l'effet de la dimension finie des pupilles des optiques L_2 , L_3 , et R_2 . Supposons qu'on puisse caractériser le système optique par une seule pupille de diamètre O placé sur L_2 . La largeur de la tache de diffraction correspondante dans le plan (P) est alors environ $\lambda fg/\alpha O$. L'effet de cette diffraction peut être négligé si la dimension de la tache est inférieure à la distance séparant deux points de (P) recevant des spectres décalés d'un pixel. Cette condition se traduit par:

$$\frac{\lambda fg}{\alpha O} < \frac{dg}{\alpha} \text{ soit } \frac{\lambda f}{O} < d \quad (IV-24)$$

Application numérique: $\lambda_0=620 \text{ nm}$, $f=250 \text{ mm}$ et $O=25 \text{ mm} \Rightarrow \lambda f/O=6 \text{ } \mu\text{m}$.

Ce résultat permet d'estimer la quantité d'adresses indépendantes réalisable par notre dispositif de mise en forme. Cette quantité peut être définie comme le rapport entre la largeur spectrale totale $N\delta_{slm}$ qu'il est possible de façonner et la largeur spectrale élémentaire $\lambda/(\beta O)$ que le dispositif peut résoudre, soit $\beta ON\delta_{slm}/\lambda$. En d'autres termes elle correspond au nombre maximal de détails résolubles que peut contenir une seule adresse. Avec deux réseaux de 2400 traits/mm donnant une dispersion angulaire de $7 \cdot 10^{-3}$ rad/nm, et une largeur spectrale incidente d'environ 5nm, on obtient un potentiel supérieur au millier d'adresses (environ 1500). A titre d'exemple, on rappelle que les adresses utilisées dans notre expérience de stockage sont réalisées à partir de 64 pixels de largeur $40\mu\text{m}$. Cette dimension bien supérieure à la résolution du dispositif nous permet donc de négliger cet effet de diffraction.

Examinons ensuite l'effet d'un écart à la position de conjugaison des plans (M) et (P). Cette situation est illustrée sur la figure IV.6. On rappelle que l'image d'un pixel dans le plan conjugué de (M) s'étend sur une largeur égale à dg/α . Les images des

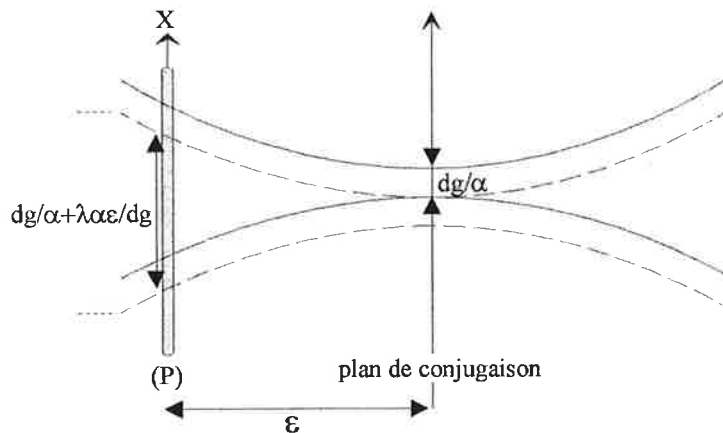


Figure IV.6 Image géométrique de deux pixels adjacents du modulateur sur le plan (P) de l'échantillon, en fonction de l'écart « ϵ » à la position de conjugaison.

pixels $i, i+1, i+2$, pour une longueur d'onde donnée, se forment respectivement entre $[i dg/\alpha, (i+1) dg/\alpha]$, $[(i+1) dg/\alpha, (i+2) dg/\alpha]$, $[(i+2) dg/\alpha, (i+3) dg/\alpha]$. Pour qu'une molécule ne voie une longueur d'onde donnée qu'à travers un seul pixel, il faut donc que les images associées à des pixels différents ne se chevauchent pas. A la distance ϵ

du plan conjugué de (M), l'image d'un pixel est élargie de $\lambda\alpha\varepsilon/dg$, et les images de deux pixels adjacents vont donc se chevaucher sur une largeur $\lambda\alpha\varepsilon/dg$. La dégradation du spectre total reçu en un point X du plan (P) peut être négligée tant que l'étendue du chevauchement est inférieure à l'image d'un pixel: $\frac{\lambda\alpha\varepsilon}{dg} < \frac{dg}{\alpha}$. Cette condition peut aussi s'exprimer en fonction de l'écart à la position d'imagerie:

$$\varepsilon < \frac{1}{\lambda} \left(\frac{dg}{\alpha} \right)^2 \quad (IV-25)$$

Application numérique: $\lambda_0=620$ nm, $f=250$ mm, $\alpha\approx 1/0,7$, $g=1$, $d=40$ μm ,
 $\Rightarrow d^2/(\alpha^2\lambda)\approx 1,5$ mm.

Dans notre expérience de stockage optique, le réglage de la position de conjugaison des plans (M) et (P) apparait donc crucial pour l'obtention d'une bonne résolution spectrale.

C-3 - Conjugaison imparfaite: calcul détaillé

Ce paragraphe présente un calcul analytique qui rend compte de l'effet d'un écart à la position de conjugaison sur le signal de hole burning décrit précédemment.

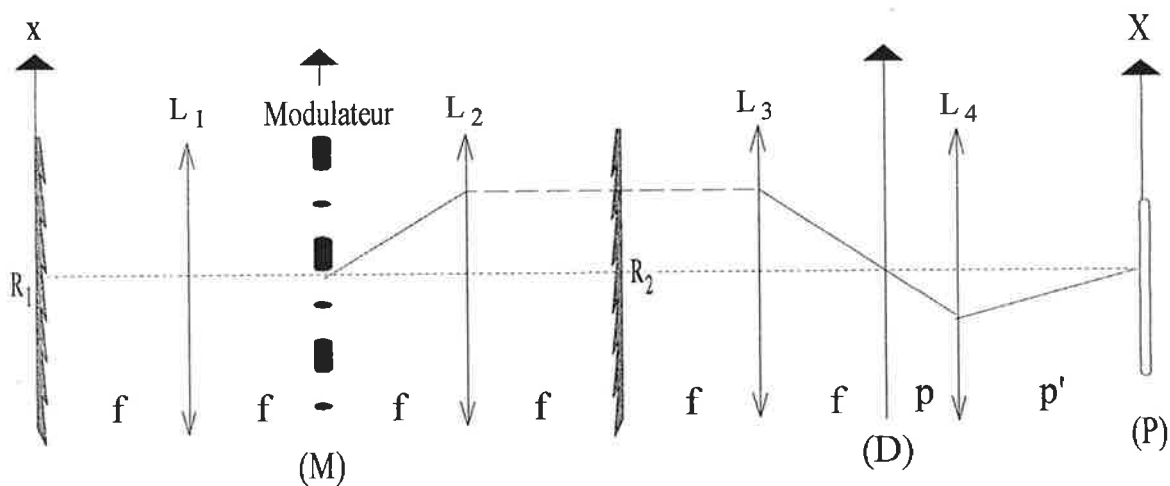


Figure IV.7 Schéma du dispositif optique utilisé. La paire de réseaux R_1 et R_2 , le masque et les deux lentilles L_1 et L_2 constituent le dispositif de mise en forme. L'ensemble des lentilles L_2 , L_3 , et L_4 forme un système d'imagerie qui conjugue les plans (M) et (P).

Le système optique étudié (fig. IV.7) est identique au dispositif décrit dans le paragraphe C-2-1 pour lequel le système de lentilles L_3 est remplacé par le couple de lentilles (L_3, L_4). On suppose que les plans (M) et (D) sont exactement conjugués, et on néglige le phénomène de diffraction lié à la dimension finie des pupilles L_2, R_2 , et L_3 . La résolution spectrale de l'image géométrique du plan (D) sur le plan (P) à travers la lentille L_4 est alors uniquement dépendante de l'écart à la position d'imagerie. Dans ces conditions, la réponse percussionnelle du système dans un plan (P) quelconque s'écrit:

$$k(X - X') = \frac{1}{\sqrt{q\lambda}} \exp\left(-\frac{i\pi}{\lambda q}(X - X')^2\right) \quad (IV-26)$$

avec $q = p'^2 \left(\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} - \frac{1}{f}\right)$ et $\|\int k(X - X') dX'\| = 1$

et où p et p' représentent les distances séparant respectivement L_4 de (D) et (P) (fig. IV.7).

Pour calculer l'énergie du signal émis par l'échantillon, on reprend les équations de la description effectuée au paragraphe C-2-1 auxquelles on intègre l'expression de la réponse percussionnelle développée ci-dessus. Le traitement complet est effectué en ANNEXE III. La suite de l'exposé retrace les étapes principales de cette étude. On suppose que l'image géométrique de (M) se forme dans le plan (D) avec un grandissement égal à -1, et que le spectre $\mathfrak{S}_i(\nu)$ est uniforme sur l'intervalle de transmission du dispositif. La distribution du champ recueilli dans le plan (P) s'écrit alors (éq. IV-16 et IV-22):

$$E_P(X, \nu) = \int dX' k(X - X') E_G(X', \nu) \quad (IV-27)$$

$$\text{où } E_G(X, \nu) = \mathfrak{S}_i(\nu_0) \tilde{\xi}_i\left(\frac{pX}{p'\lambda f}\right) m\left(\frac{\alpha pX}{p'} + \beta \nu f\right)$$

Lors d'une expérience d'holographie temporelle dans un matériau PSHB (ch. III), dans laquelle l'impulsion incidente est suffisamment brève pour que son amplitude spectrale

puisse être considérée constante sur la largeur du masque, et où l'on suppose que la distribution spectrale de la bande d'absorption varie peu sur la largeur du modulateur, le spectre du champ signal émis par un échantillon placé dans le plan (P) se met sous la forme:

$$E_S(X, \nu) = R^*(X, \nu) L(X, \nu) \quad (IV-28)$$

où les spectres des champs « référence » et « lecture » (« R » et « L ») s'expriment à l'aide de l'équation IV-27 en y remplaçant le facteur de modulation « m » par les formes « m_R » et « m_L » appropriées.

L'énergie émise par le point X de l'échantillon s'écrit alors:

$$W_S(X) = \int d\nu \|E_S(X, \nu)\|^2 = \int d\nu \|R^*(X, \nu) L(X, \nu)\|^2 \quad (IV-29)$$

A l'aide du théorème de Parseval, on exprime cette énergie sous la forme:

$$W_S(X) = \int dt \|\tilde{E}_S(X, t)\|^2 \quad (IV-30)$$

où $\tilde{E}_S(X, t) = \int d\nu R^*(X, \nu) L(X, \nu) \exp(-i2\pi\nu t)$

Pour tester la validité de cette analyse on considère une situation élémentaire dans laquelle les masques m_{w_r} et m_{π} des phases de lecture et d'écriture se réduisent à un seul pixel transparent de largeur « d » respectivement centrés en $u=0$ et $u=u_0$. Par ailleurs on interpose sur le faisceau incident une fente de largeur w_0 . Ces conditions se traduisent par leurs fonctions mathématiques associées $\xi_i(w)=\Pi(w/w_0)$, $m_R(x)=\Pi(x/d)$, et $m_L(x)=\Pi((x-u_0)/d)$.

On introduit les paramètres:

$$\gamma = \frac{dw_0}{\alpha\lambda f} \text{ qui caractérise la dimension relative du pixel et de la tache de diffraction}$$

sur le modulateur

$$\chi = q \frac{p^2}{p'^2} \frac{\alpha^2 \lambda}{d^2} \text{ qui caractérise l'écart à la position de conjugaison.}$$

A l'aide des propriétés liées aux produits des fonctions « porte », ainsi qu'à leur transformée de Fourier, la contribution $\tilde{E}_S(X, \tau)$ du point X au signal émis devient:

$$\tilde{E}_S(X, \tau) = \int dy F\left(y + \frac{u_0}{d}, \tau\right) F\left(\frac{1}{\gamma}\left(\tau + \frac{y}{\chi}\right), \gamma y\right) \exp\left(-i2\pi y \frac{X}{d} \frac{1}{\chi} \alpha \frac{p'}{p}\right) \exp\left(-i2\pi \frac{u_0 \tau}{2d}\right)$$

$$\text{où } F(a, t) = \begin{cases} 0 & |a| \geq 1 \\ (1 - |a|) \operatorname{sinc}(\pi t(1 - |a|)) & |a| \leq 1 \end{cases} \quad (IV-31)$$

et l'énergie correspondante s'écrit:

$$\begin{aligned} W_S(X, u_0) &= \int d\tau \|E_S(X, \tau)\|^2 \\ &= \int d\tau \left\| \int dy F\left(y + \frac{u_0}{d}, \tau\right) F\left(\frac{1}{\gamma}\left(\tau + \frac{y}{\chi}\right), \gamma y\right) \exp\left(-i2\pi y \frac{X}{d} \frac{1}{\chi} \alpha \frac{p'}{p}\right) \right\|^2 \end{aligned} \quad (IV-32)$$

L'énergie émise par l'échantillon s'exprime alors sous la forme:

$$W_S(u_0) = \int dX \int d\tau \int dy \|W_S(X, \chi, \gamma, u_0)\|^2 = \int d\tau \int dy \left\| F\left(y + \frac{u_0}{d}, \tau\right) F\left(\frac{1}{\gamma}\left(\tau + \frac{y}{\chi}\right), \gamma y\right) \right\|^2 \quad (IV-33)$$

C-4 - Résultats expérimentaux

C-4-1 - Etude qualitative

L'expérience est réalisée dans la configuration décrite dans le chapitre III. Un hologramme spectro-spatial est gravé dans un échantillon d'octaéthylporphyrine à l'aide de deux impulsions à large bande spectrale. L'une d'elles, l'impulsion « référence », est mise en forme à travers le dispositif à deux réseaux. Le hologramme est ensuite lu par une impulsion sonde qui traverse elle aussi le dispositif de mise en forme spectrale. A la différence du montage décrit dans le chapitre III, on n'analyse pas le signal par corrélation de champ. On mesure simplement son énergie à l'aide d'un

photomultiplicateur. Par ailleurs, le modulateur à cristaux liquides est remplacé par un masque d'amplitude constitué de dix fentes transparentes de largeur $d=45\ \mu\text{m}$ périodiquement espacées de $D=400\ \mu\text{m}$. A l'échelle de la dimension des fentes, la composante de la réponse percussionnelle de largeur $6\ \mu\text{m}$ liée à la taille finie des pupilles L_2 , R_2 et L_3 peut être négligée. Lors de la phase d'enregistrement de l'hologramme, le masque est fixe et sa position est prise comme référence. L'étude consiste alors à enregistrer la variation de l'énergie du signal en fonction d'un déplacement latéral u_0 du masque durant la phase de lecture. Dans l'hypothèse où le masque et l'échantillon sont parfaitement conjugués, l'énergie (éq. IV-21) est proportionnelle à la fonction d'autoconvolution du masque:

$$W_S \propto \int dv \|m(\beta v f) m(\beta v f - u_0)\|^2 \quad (IV-34)$$

Cette fonction correspond à une succession de fonctions triangles de largeur $2d$ espacées d'une distance D . De plus, la dimension finie du masque entraîne une diminution de l'amplitude de l'enveloppe des fonctions triangles au fur et à mesure que u_0 augmente. L'expression de l'énergie du signal (éq. IV-34) suppose que l'échantillon ne subit pas de déplacement transversal entre la phase d'enregistrement et la phase de lecture. Un déplacement de X_0 de l'échantillon est équivalent à un déplacement du masque de $\alpha X_0/g$. Dans le cas particulier de cette expérience, ce déplacement correspond seulement à une translation de l'origine des masques. Par contre, dans le cadre de l'expérience de stockage de données (ch. III), cet effet entraîne de la diaphonie car la reconnaissance des adresses correspond au point particulier $u_0=0$ de la fonction d'intercorrélation.

Pour caractériser la résolution spectrale du dispositif, nous avons mesuré la diaphonie entre les tranches spectrales découpées par les fentes du masque dans le spectre de l'impulsion. La diaphonie est définie comme le rapport $W_S(u_0=d)/W_S(0)$. C'est la valeur de l'énergie du signal dans les ailes de la fonction triangle normalisée à la valeur de l'énergie du pic de cette même fonction. Ce paramètre de diaphonie est directement lié à la résolution spectrale de l'expérience. Il doit ainsi tendre vers zéro lorsque la

résolution spectrale est supérieure à la largeur spectrale des fentes du masque. Dans la suite, LMH désigne la largeur à mi-hauteur.

La figure IV.8 montre les profils expérimentaux de l'énergie $W(u_0)$ du signal. La première (fig. IV.8 (a)) donne le profil complet pour un balayage de la position du masque sur une distance supérieure ou égale à la largeur du masque. La variation irrégulière des amplitudes des pics est probablement due à la non uniformité de la largeur spectrale du laser ($LMH \approx 3$ nm) sur la fenêtre spectrale correspondant au masque (5,8 nm).

La figure IV.8 (b) montre les trois premiers pics centraux enregistrés lorsque le masque et l'échantillon sont conjugués, et pour une dimension de la tache de diffraction voisine de la dimension d'une fente du masque. Ces conditions expérimentales correspondent théoriquement à une bonne résolution spectrale. Le profil montre des pics de forme triangulaire. La diaphonie est mieux mesurée sur le pic central car les autres sont affectés par l'irrégularité des motifs du masque. La LMH de ce pic mesure $41 \mu\text{m}$, ce qui est très proche de la valeur attendue ($45 \mu\text{m}$). La valeur de la diaphonie correspondante est 3,8%.

L'enregistrement IV.8 (c) correspond à la situation où le masque et l'échantillon sont toujours conjugués, mais où la dimension transversale du faisceau incident est réduite à 2 mm (pupille de 2 mm placée devant L_1). Cette réduction correspond à une tache de diffraction dans le plan du masque de diamètre trois fois supérieur à la largeur d'une fente. On obtient alors une LMH de $38 \mu\text{m}$ et une diaphonie de 3,4%. Ces deux quantités sont très proches des valeurs précédentes (respectivement $41 \mu\text{m}$ et 3,8%), ce qui démontre que la résolution spectrale est indépendante de la taille du faisceau incident pourvu que l'échantillon soit placé dans le plan conjugué du masque.

La figure IV.8 (d) correspond à un écart de $\varepsilon = 5$ mm à la position de conjugaison, pour une limitation de la dimension transversale du faisceau incident identique à celle de l'enregistrement précédent (diamètre=2 mm). Il en résulte un élargissement considérable des pics ($LMH = 125 \mu\text{m}$) et une augmentation de la diaphonie qui s'élève

à 70%. Cette dégradation de la fonction d'autoconvolution du masque montre ainsi que dès l'instant qu'on s'écarte de la position de conjugaison, la résolution spectrale est limitée par la dimension de la tache de diffraction dans le plan du masque

Ainsi, on retiendra que la résolution spectrale du dispositif de mise en forme est indépendante de la dimension transverse du faisceau incident lorsque les spectres façonnés sont observés dans le plan conjugué du masque. En revanche, elle dépend toujours de la réponse percussionnelle du système optique qui image le masque sur le plan d'observation.

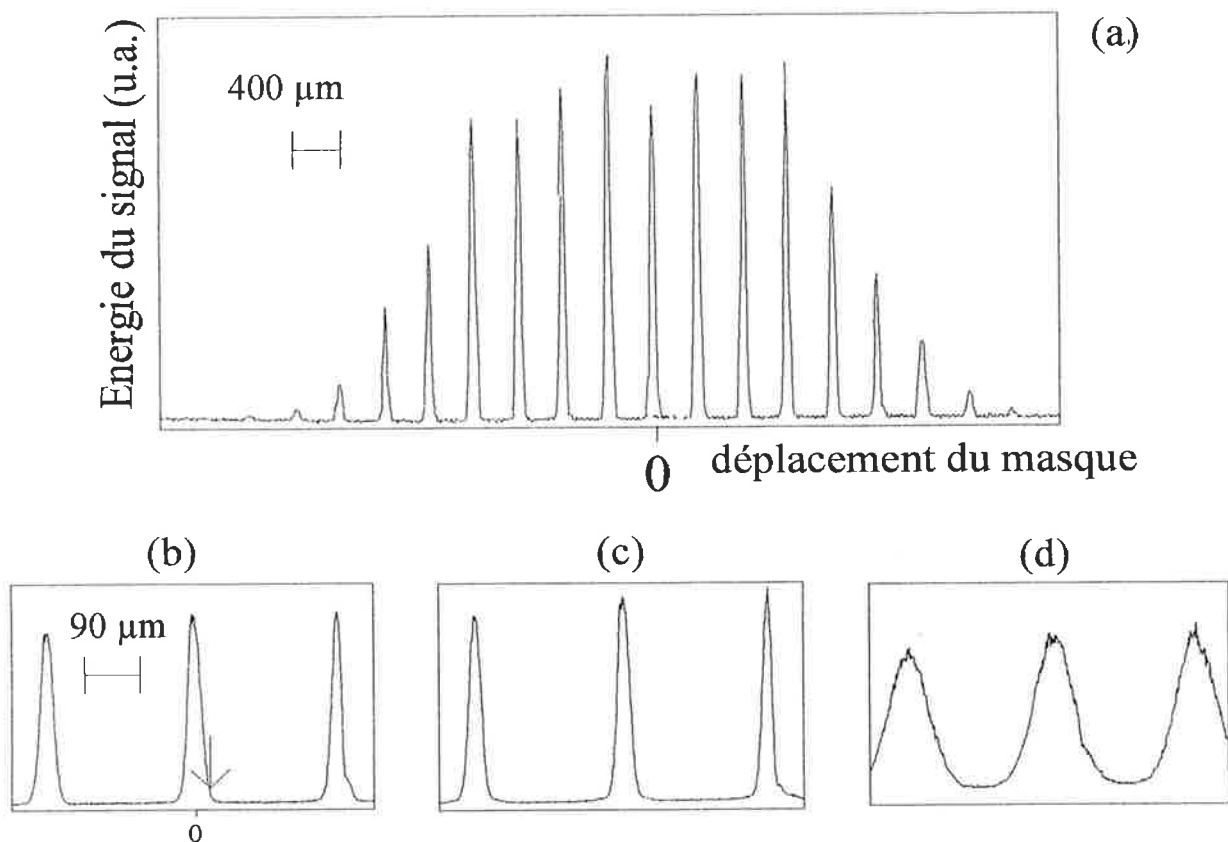


Figure IV.8. Enregistrements expérimentaux de l'énergie du signal holographique en fonction du déplacement u_0 entre les masques de gravure et de lecture: (a) profil général des enregistrements, (b) profil des trois premiers pics centraux enregistrés avec un faisceau de dimension transverse de 6 mm dans la situation où le masque et l'échantillon sont conjugués, (la flèche indique la position où la diaphonie est mesurée), (c) avec un diaphragme de 2 mm sur le faisceau incident, et toujours sans défaut de conjugaison, et (d) avec un diaphragme de 2 mm sur le faisceau incident, et un écart à la position de conjugaison de 5 mm.

C-4-2 - Ecart à la position de conjugaison et diaphonie.

La mise en évidence de la diaphonie produite par un écart à la position de conjugaison est complétée un calcul plus systématique où nous confrontons les données expérimentales au calcul analytique décrit dans le paragraphe C-3. Le rapport $W(u_0=d)/W(u_0=0)$ que nous mesurons et qui décrit la diaphonie s'exprime à l'aide de l'équation IV.33 sous la forme:

$$R(\chi, \gamma) = \frac{W_S(u_0 = d)}{W_S(u_0 = 0)} = \frac{\int d\tau \int dy \left\| F(y+1, \tau) F\left(\frac{1}{\gamma} \left(\tau + \frac{y}{\chi}\right), \gamma y\right) \right\|^2}{\int d\tau \int dy \left\| F(y, \tau) F\left(\frac{1}{\gamma} \left(\tau + \frac{y}{\chi}\right), \gamma y\right) \right\|^2} \quad (IV-35)$$

Le paramètre χ caractérisant l'écart à la position de conjugaison peut être défini différemment selon que l'on déplace le plan d'observation ou la lentille L_4 .

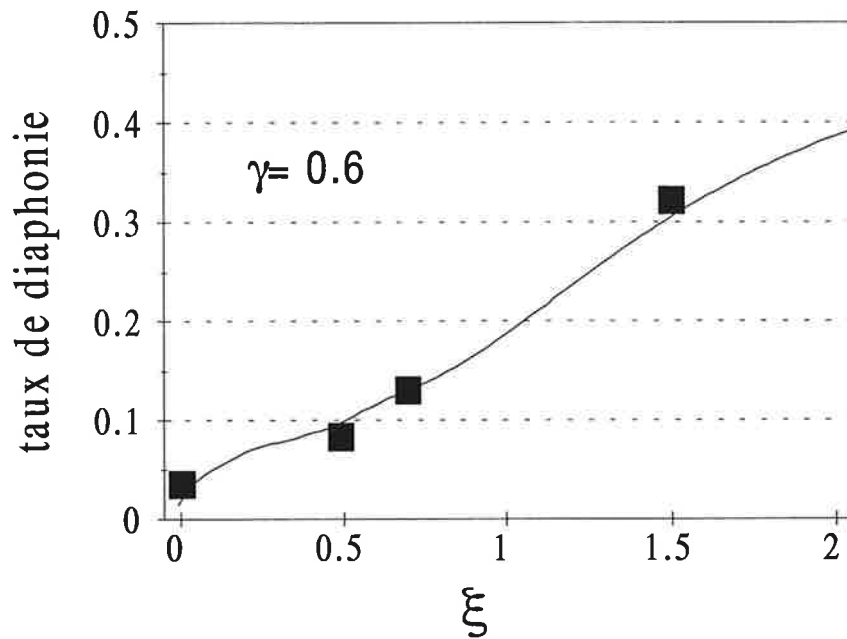
Considérons d'abord que l'on translate le plan (P) d'une distance $\varepsilon = p' - p_0'$ par rapport à la position de conjugaison p_0' (définie par $p_0^{-1} + p_0'^{-1} = f^{-1}$). On obtient alors

$$\chi = \lambda \varepsilon (p_0/p_0')^2 (\alpha/d)^2.$$

Considérons ensuite que l'on maintient fixe la distance $p+p'=p_0+p_0'$ tout en déplaçant la lentille L_4 d'une distance $\varepsilon = p - p_0 = -(p' - p_0')$. En se plaçant dans l'hypothèse $(p_0/p_0')^2 \ll 1$, le résultat devient $\chi = \lambda \varepsilon (\alpha/d)^2$.

C'est la seconde configuration qui est utilisée dans notre montage pour étudier $R(\chi, \gamma)$ en fonction de χ à γ fixé. La dimension de la tache de diffraction est fixée à $\gamma=0,6$. Les résultats expérimental et théorique du rapport $R(\chi, \gamma=0,6)$ sont présentés sur la figure IV.9 (a). Le bon accord observé entre ces deux courbes confirme la description quantitative de l'effet d'un défaut de conjugaison sur la résolution spectrale du dispositif de mise en forme. La figure IV.9 (b) présente la surface associée au calcul numérique de la diaphonie en fonction des paramètres ε et γ .

(a)



(b)

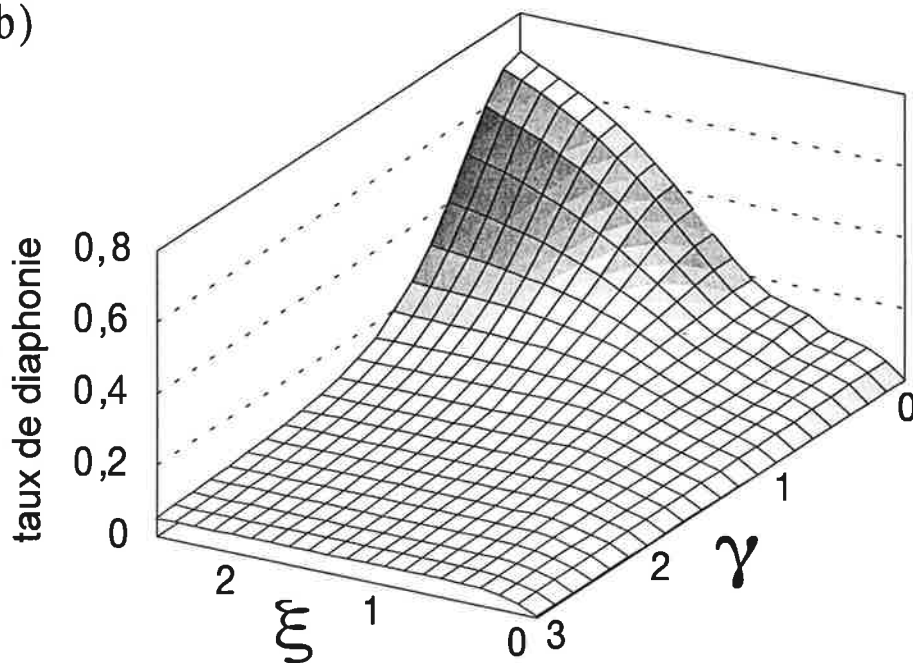


Figure IV.9. (a) Caractérisation de la résolution spectrale du système en fonction de l'écart à la position d'imagerie ξ pour une dimension relative de la tache de diffraction fixée à $\gamma=0,6$. La diaphonie caractérisant la qualité de cette résolution est caractérisée par le rapport d'énergie des signaux obtenus en sondant à la distance spectrale d de la région gravée et en sondant au centre de la région gravée. On confronte sur le graphe le résultat du calcul numérique (trait plein) aux mesures expérimentales (carrés). (b) Calcul numérique de la diaphonie en fonction des paramètres ξ et γ .

D - CONCLUSION

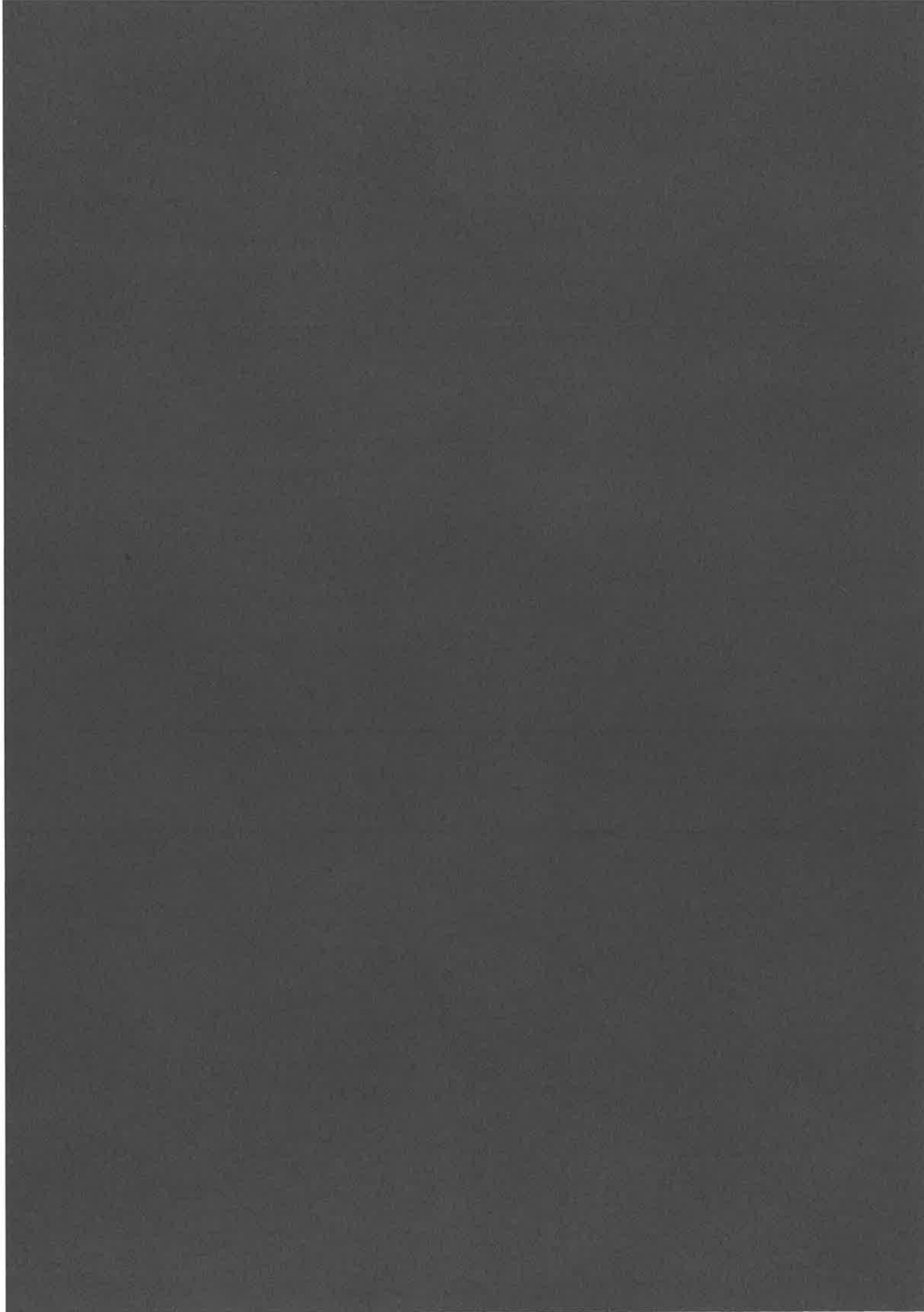
La précision des procédures de réglage semble suffisante pour éliminer la dispersion. La fonction de corrélation entre les champs « porte » et « référence » devrait donc nous fournir une information fiable sur la contribution du façonneur spectral et du corrélateur à la diaphonie entre adresses dans la mémoire holographique.

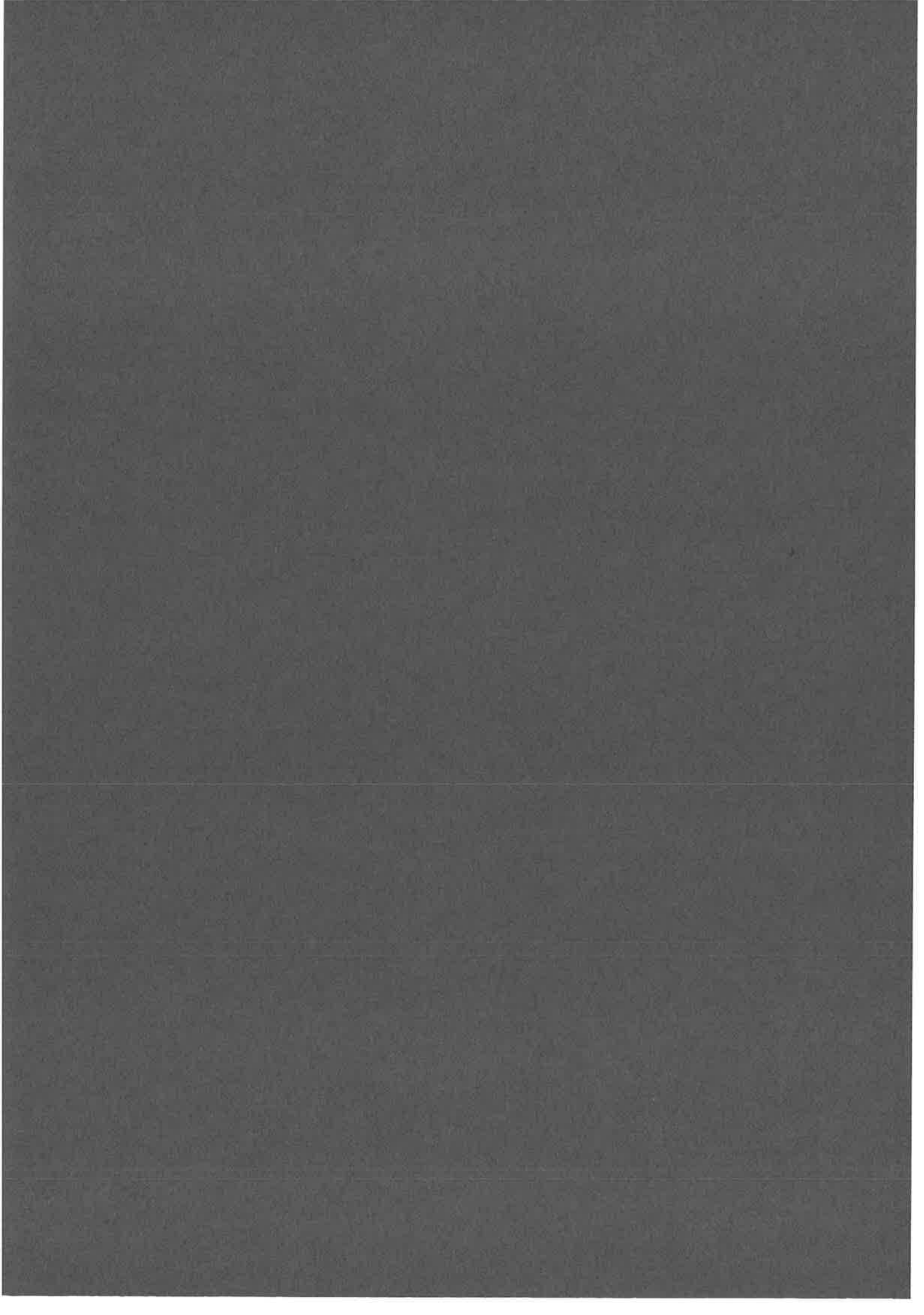
Par ailleurs, la dimension transverse du faisceau incident sur le dispositif à deux réseaux ne limite pas la résolution spectrale atteinte dans l'expérience holographique à condition que le modulateur et l'échantillon soient placés en position de conjugaison.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] C. Froehly, B. Colombeau et M. Vampouille, " Shaping and analysis of picosecond light pulses ", éd. par E. Wolf, *Progress in Optics XX*, (Amsterdam: North-Holland), p.65, 1983.
- [2] R.N. Thurston, J.P. Heritage, A.M. Weiner, et W.J. Tomlinson, " Analysis of picosecond pulse shape synthesis by spectral masking in a grating pulse compressor ", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.22 p.682, 1986.
- [3] A.M. Weiner, D.E. Laird, J.S. Patel et J.R. Wullert, " Programmable shaping of femtosecond optical pulses by use of 128 elements liquid crystal phase modulator ", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.28 p.908, 1992.
- [4] A. M. Weiner, Y. Silberberg, H. Foukhardt, D.E. Laird, M.A. Saifi, M.J. Andrejco et P. V. Smith, " Use of femtosecond square pulses to avoid pulse breakup in all-optical switching ", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.25 p.2648, 1989.
- [5] A.M. Weiner, R.N. Thurston, W.J. Tomlinson, J.P. Heritage, D.E. Laird, E.M. Kirshner et R. J. Hawkins, " Temporal and spectral self-shifts of dark optical solitons ", *Opt. Lett.*, vol.14 p.868, 1989.
- [6] A.M. Weiner, J.P. Heritage et J.A. Salehi, " Encoding and decoding of femtosecond pulses ", *Opt. Lett.*, vol.13 p.300, 1988.
- [7] A.M. Weiner, D.E. Laird, D.H. Reitze et E.G. Paek, " Spectral holography of shaped femtosecond pulses ", *Opt. Lett.*, vol.17 p.224, 1992.
- [8] H. Sonajalg, A. Débarre, J.L. Le Gouët, I. Lorgeré, et P. Tchénio, " Phase encoding technique in time-domain holography: theoretical estimation ", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.12 p.1448, 1995.
- [9] O.E. Martinez, " Grating and prism compressors in the case of finite beam size ", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.3 p.929, 1986.
- [10] O.E. Martinez, " 3000 Times Grating Compressor with Positive Group Velocity Dispersion: Application to Fiber Compensation in 1.3-1.6 μ m Region ", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.23 p.59, Janv. 1987.
- [11] O.E. Martinez, " Matrix Formalism for Pulse Compressors ", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol.24 p 2530, Déc. 1988.
- [12] M.M. Wefers, K.A. Nelson, " Analysis of programmable ultrashort waveform generation using liquid-crystal spatial light modulator ", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol.12 p.1343, 1995.
- [13] " Introduction à l'optique de Fourier ", J. Goodman, éd. par Masson et Cie, 1972.

[14] I. Lorgeré, M. Rätsep, J.L. Le Gouët, F. Grelet, M. Tian, A. Débarre, et P. Tchénio, " Storage of a spectrally shaped hologram in a frequency selective material ", J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys., vol.28 p.L565, 1995.





CHAPITRE V

CARACTERISATION DU MODULATEUR SPATIAL DE LUMIERE

A - INTRODUCTION

Un modulateur spatial de lumière (désigné dans la suite du texte par les initiales SLM de l'expression anglaise « spatial light modulator ») est un dispositif destiné à modifier la distribution spatiale du champ électromagnétique dans un faisceau lumineux. Il agit suivant l'une des deux dimensions transverses du faisceau incident ou suivant les deux à la fois. Il est commandé par des signaux électriques ou optiques. De tels dispositifs jouent un rôle important dans les nouvelles technologies^[1]. Ainsi dans les secteurs d'applications courantes comme celui de l'affichage, des imageurs optiques fonctionnant à cadence vidéo utilisent un SLM bi-dimensionnel. Les technologies de télécommunication utilisent déjà un nombre significatif de techniques optiques, en particulier dans les systèmes de communication par fibres. L'aiguillage de ces nombreux canaux de communication peut être effectué très efficacement en utilisant des SLM. L'imagerie, le transfert de données, ou le transport de puissance optique à travers un milieu optique aberrateur est un autre champ technologique important. Dans ce dernier cas le SLM corrige l'effet du milieu aberrateur. Ces techniques d'optique adaptative s'appliquent à des domaines tels que la télécommunication par satellite, l'imagerie en astronomie, ou la fusion laser.

Les propriétés des SLM varient en fonction de l'application requise. Ainsi l'affichage demande une grande résolution (>1000*1000 pixels pour des systèmes haute définition) fonctionnant à basse fréquence (60 Hz), l'insertion en optique

adaptative requiert une modeste résolution spatiale (100*100 pixels) fonctionnant à fréquence élevée (>1 kHz), et le traitement optique des données nécessite à la fois une haute résolution (1000*1000 pixels) et une cadence ultra rapide allant jusqu'à 1 MHz. Les différents types de SLM font appel à une variété de matériaux, de dispositifs, et de technologies de fabrication. Les multipuits quantiques ou les cristaux ferroélectriques devraient permettre de réaliser des modulateurs optiques rapides. Dans le cadre de notre expérience d'accès aléatoire à l'information dans un matériau PSHB, nous avons utilisé un modulateur à cristaux liquides ferroélectriques en phase Smectique C*.

L'état de cristal liquide, observé pour la première fois en 1888 par le botaniste autrichien Friedrich Reitzner^[2], présente à la fois la fluidité d'un liquide et la biréfringence d'un cristal. Les cristaux liquides correspondent aux différentes phases intermédiaires entre le cristal parfait et le liquide isotrope. L'ordre parfait du cristal se perd en plusieurs étapes quand on augmente la température, donnant naissance à chaque fois à une nouvelle phase intermédiaire appelée mésophase. Ce matériau, si séduisant de par ses propriétés anisotropes, a fait l'objet de nombreux travaux de recherche appliquée au cours des trente dernières années. La phase nématique connut rapidement de nombreuses applications utilisant l'effet électro-optique. En effet, une cellule à cristal liquide soumise à un champ électrique peut faire varier sous certaines conditions, l'amplitude, la phase et la polarisation de l'onde lumineuse polarisée qui la traverse. La phase smectique ne suscita véritablement d'intérêt qu'à partir de la découverte de la ferroélectricité de la mésophase smectique C* par R.B. Meyer en 1975. Mais il fallut la publication par Clark et Langerwall, en 1980, d'un dispositif dénommé « Surface Stabilized Ferroelectric Liquid Crystal » (SSFLC), pour que l'on puisse tirer parti de la ferroélectricité dans des applications utilisant l'effet électro-optique^[3].

La section B de ce chapitre rappelle les principales mésophases des cristaux liquides, décrit quelques unes de leurs propriétés, puis présente le modèle du dispositif à cristal liquide ferroélectrique stabilisé en surface sur lequel est conçu notre modulateur. Elle décrit aussi les fonctions d'obturation ou de déphasage que peut réaliser le modulateur placé entre polariseur et analyseur croisés. Dans la section C, on

présente la caractérisation expérimentale des performances de notre modulateur, réalisée à partir de mesures de transmission dans différentes configurations. La section D s'intéresse à la dégradation, liée aux défauts du modulateur, des codes de phase gravés dans le spectre des impulsions lors de l'expérience de stockage (ch.III). Expérimentalement, la dimension spectrale des impulsions est remplacée par la dimension spatiale transversale d'un faisceau monochromatique. La section E conclut le chapitre.

B - DESCRIPTION ET FONCTIONS DU SLM

B-1 - Les principales mésophases des cristaux liquides

Chaque mésophase correspond à un arrangement moléculaire particulier du cristal liquide caractérisé par la position et/ou l'orientation des molécules. Le grand axe des molécules est appelé directeur (\vec{n}). Les mésophases sont regroupées en deux familles: les phases nématiques (ordre d'orientation) et les phases smectiques (ordres d'orientation et de position). Cette description n'est pas exhaustive car il existe une grande variété de mésophases^[1,2,4]. Nous décrivons ici les plus connues et les plus utilisées dans les applications.

Lors d'une descente en température, le cristal liquide passe successivement par les phases isotrope (liquide), nématique (notée N), smectique A (notée SmA), et smectique C (notée SmC).

La phase nématique (fig. V.1) est caractérisée par une répartition aléatoire des centres de gravité des molécules comme dans un liquide. Néanmoins les molécules sont en moyenne parallèles entre elles. Un tel milieu possède donc un ordre d'orientation. Lorsqu'on introduit dans les molécules un centre chiral (atome asymétrique), on obtient une phase cholestérique (N*). La structure de cette phase correspond à celle d'un nématique à structure hélicoïdale. Ainsi, à la différence de la phase nématique, les molécules ne sont en moyenne parallèles entre elles qu'à

l'intérieur de plans perpendiculaires à l'axe normal à l'ensemble des directeurs. Lorsqu'on se déplace selon cet axe, les directeurs d'un même plan tournent d'un certain angle (fig. V.1). On définit le pas cholestérique par la distance à parcourir sur cet axe pour obtenir une rotation de 360° du directeur \vec{n} .

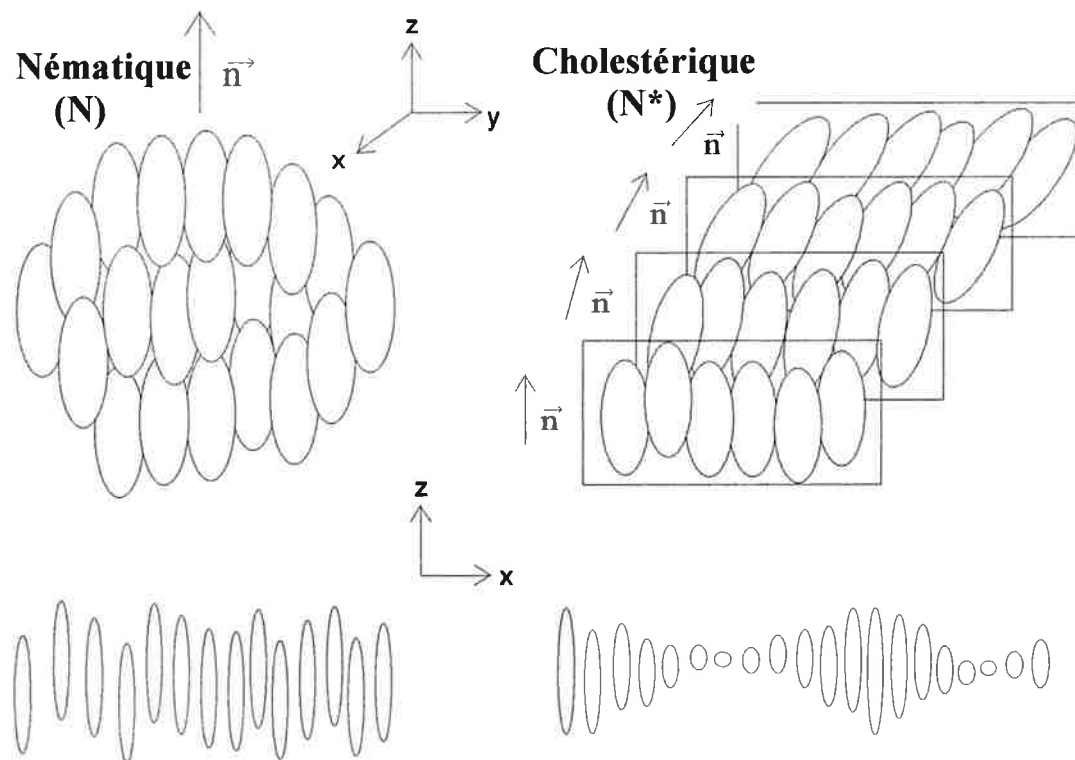


Figure V.1 Mésophase nématique.

Dans les phases smectiques^[1,2] (fig. V.2), les centres de gravité des molécules sont situés en moyenne dans des plans parallèles et équidistants, induisant une structure en couche. Les phases smectiques sont donc caractérisées par un ordre de position (positions des couches) et d'orientation moléculaire (orientation des molécules dans la couche). Chaque couche a une épaisseur de l'ordre d'une longueur moléculaire. Les deux principales mésophases sont les SmA et SmC (fig. V.2). La première est caractérisée par un axe directeur normal aux couches. Dans la seconde, l'axe directeur forme un angle θ_0 avec la normale aux couches, et l'orientation des molécules reste identique quelque soit la couche considérée. Les molécules composant les différentes couches du cristal liquide sont donc parallèles entre elles. La valeur de θ_0 est inhérente

aux molécules composant le cristal liquide. Elle varie avec la température selon la loi $\theta_0(t) \sim \Theta_0 \sqrt{t - t_0}$, où Θ_0 est une constante, et t_0 correspond à la température critique de la transition $\text{SmA} \rightarrow \text{SmC}$ [1].

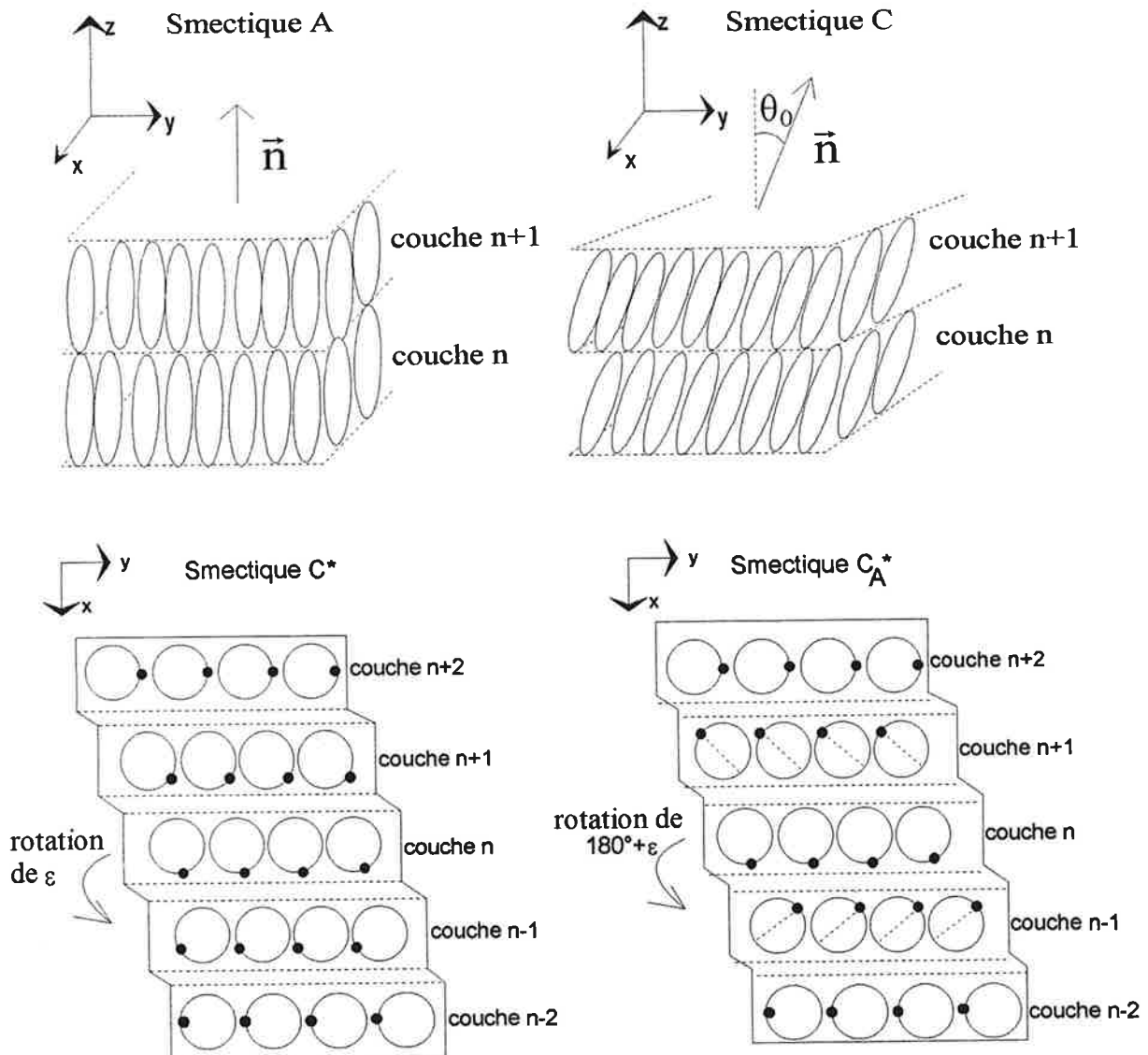


Figure V.2 Mésophases smectiques A et C.

Si les molécules sont chirales, la phase smectique A reste inchangée, mais au lieu de la phase smectique C, une phase smectique C* apparaît. Dans cette dernière, le directeur s'incline d'un angle θ_0 par rapport à la normale aux couches comme dans la phase smectique C. Sans contrainte extérieure, les molécules à l'intérieur d'une couche ont

même orientation mais, en fonction de la position le long de la normale aux couches, le directeur décrit le « cône smectique » de demi-angle au sommet θ_0 sur lequel il est astreint à se maintenir. La phase SmC^* possède donc une structure hélicoïdale dont le pas est de l'ordre de quelques microns.

L'une des phases smectiques découvertes récemment est la phase SmC_A . Dans cette dernière, l'inclinaison θ_0 des molécules par rapport à la normale aux couches subit une rotation d'un angle de 180° d'une couche à l'autre. Dans le cas de molécules chirales (phase SmC_A^*), les molécules effectuent une rotation d'un angle de $180^\circ + \varepsilon$ d'une couche à l'autre (structure hélicoïdale).

B-2 - Propriétés des mésophases^[1,2]

B-2-1 - Ferroélectricité et chiralité^[1,2,4]

La ferroélectricité est une propriété des matériaux qui possèdent une polarisation électrique spontanée (ou permanente). Une telle polarisation macroscopique existe lorsque les molécules présentent des moments dipolaires permanents \vec{P}_s dont l'orientation moyenne n'est pas nulle.

A la différence d'une couche de molécules smectiques A qui ne peut être ferroélectrique par raison de symétrie, une couche de molécules smectiques C^* présente une polarisation spontanée perpendiculaire au directeur et parallèle au plan des couches (fig. V.3). L'existence de la ferroélectricité dans cette mésophase est directement liée à l'angle d'inclinaison θ_0 et à la chiralité des molécules. A l'échelle d'une multitude de couches, la polarisation macroscopique de la phase SmC^* est annulée par la structure hélicoïdale. Pour s'affranchir de cet effet, il est nécessaire de détruire l'hélice, c'est ce que firent N.A Clark et S.T Lagerwall pour le dispositif SSFLC.

Le caractère ferroélectrique d'un cristal liquide est soit intrinsèque dans le cas de

molécules chirales, soit extrinsèque dans le cas de molécules achirales auxquelles on ajoute des centres dopants chiraux. Dans cette seconde situation, les centres dopants ne sont pas obligatoirement des molécules de cristal liquide, mais ils doivent nécessairement être compatibles et miscibles avec les molécules du cristal liquide qui les accueillent. Dans la plupart des préparations, la quantité de centres dopants introduits représente une faible concentration d'environ 5%.

Le degré de chiralité d'un composé est caractérisé par la proportion relative d'un énantiomère par rapport à l'autre, il est nul pour une proportion égale, et maximal si l'un des deux énantiomères est absent. La symétrie des molécules ferroélectriques impose seulement la direction du vecteur de polarisation spontanée. Le sens et l'amplitude de la polarisation sont déterminés par la position spatiale dans la molécule du groupement polaire (centre chiral) qui porte le dipôle. Les deux énantiomères présentent des polarisations spontanées de sens opposé. Il en est de même pour le sens de propagation de la structure hélicoïdale associée.

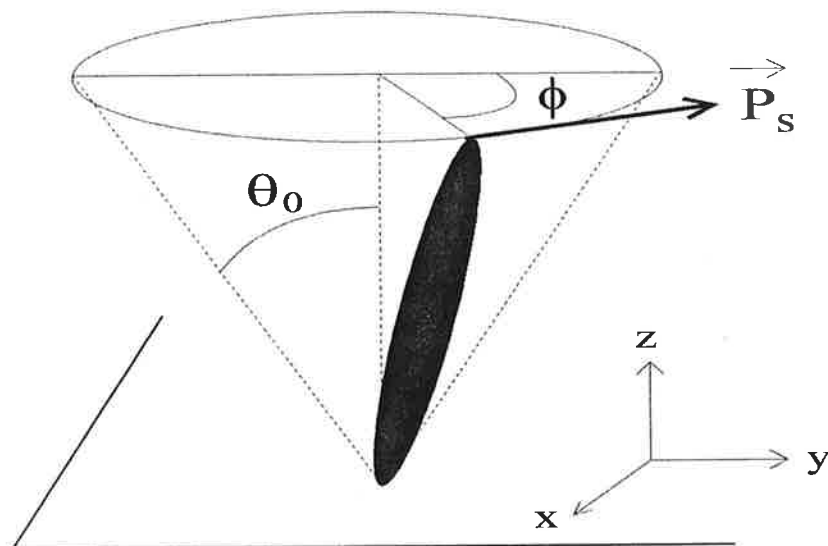


Figure V.3 L'existence de molécules chirales en phase smectique C entraîne une précession de la polarisation spontanée, autour de la normale aux couches, sur un cône d'angle θ_0 égal à l'angle d'inclinaison des molécules.

B-2-2 - Anisotropie optique ^[1]

Les cristaux liquides sont assimilables à des milieux optiques uniaxes, dont l'axe optique est orienté selon le directeur. Cette anisotropie optique est induite par l'anisotropie moléculaire. Lorsqu'un faisceau lumineux traverse un tel milieu, il se divise en deux rayons (ordinaire et extraordinaire) dont les vitesses de propagation sont différentes. De façon générale, on note n_e l'indice extraordinaire (indice de l'axe optique), et n_o l'indice ordinaire (indice du plan normal à l'axe optique). La différence entre ces deux indices de réfraction $\Delta n = n_e - n_o$ définit la biréfringence du milieu. Elle est habituellement proche de 0,16 et varie avec la longueur d'onde du faisceau incident.

B-3 - Modulateur à cristaux liquides ferroélectriques: dispositif SSFLC en phase SmC*

B-3-1 - Modèle simple ^[1,2]

Le dispositif SSFLC est constitué de deux lames de verre recouvertes d'un dépôt conducteur et d'une couche d'alignement (fig. V.4). Les deux électrodes scellées avec leurs surfaces traitées en vis à vis forment ce que l'on appelle une cellule. En phase isotrope, le cristal liquide est introduit entre les deux électrodes par capillarité. Lors de la descente en température, les molécules du cristal liquide s'alignent parallèlement au plan des électrodes (ancrage planaire), selon la direction préférentielle donnée par le procédé d'alignement (peignage par exemple). On obtient ainsi en phase SmC* des molécules organisées en couches perpendiculaires aux surfaces, et dont l'axe du cône smectique (§B-1) est orienté selon la direction d'alignement. Cette géométrie est dite « bookshelf » (car elle ressemble à une étagère remplie de livres rangés).

Selon l'épaisseur de la cellule, deux cas peuvent se présenter. Si l'épaisseur est supérieure au pas de l'hélice, les molécules proches de la couche d'alignement se disposent parallèlement au plan des électrodes, et la structure hélicoïdale se forme au centre de l'échantillon. Lorsque l'épaisseur est de l'ordre du pas de l'enroulement

hélicoïdal, l'ancrage des molécules aux surfaces s'étend à tout le volume de la cellule et empêche l'hélice de se former. Une telle cellule présente donc une polarisation spontanée à l'échelle macroscopique. Ainsi stabilisées par les surfaces des couches d'alignement, les molécules peuvent occuper deux positions sur le cône smectique, symétriques par rapport à la normale aux couches. Elles correspondent à l'intersection du cône smectique avec le plan des électrodes, et sont séparées de deux fois la valeur de l'angle d'inclinaison θ_0 . Ces deux positions présentent une polarisation spontanée de sens opposé.

Une tension appliquée entre les électrodes fait apparaître un champ électrique \vec{E} qui, couplé au dipôle \vec{P}_s , peut faire basculer les molécules d'une orientation à l'autre.

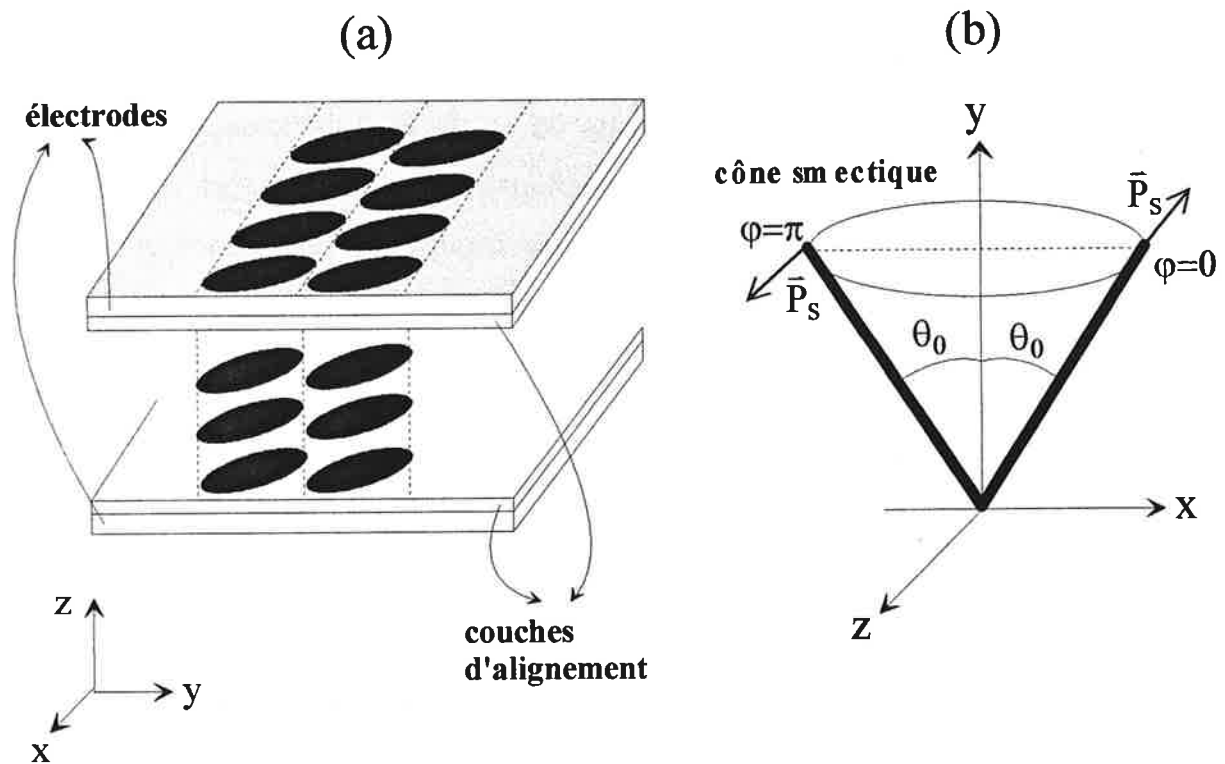


Figure V.4 (a) Géométrie « bookshelf » du dispositif SSFLC. (b) Les molécules SmC* peuvent occuper deux positions symétriques sur le cône smectique ($\varphi=0$ ou $\varphi=\pi$). Elles correspondent à l'intersection du cône smectique avec le plan des électrodes. Chacune des deux positions présente une polarisation spontanée de sens opposé.

La position occupée par les molécules est celle qui minimise l'énergie d'interaction avec le champ $\xi = -\vec{E}\vec{P}_s$. L'étude dynamique du couple visqueux η lié à la rotation des

molécules sur le cône smectique fait apparaître un temps caractéristique $\tau = \eta / (P_s E)$ qui correspond au temps de retournement des dipôles. Ce temps de basculement des molécules, qui caractérise le temps de commutation des liquides ferroélectriques, est de l'ordre de la dizaine à la centaine de microsecondes. Les positions des molécules imposées par la géométrie SSFLC correspondent à deux états stables. Lorsque les molécules basculent dans une position sous l'effet d'un champ électrique, elles y restent tant qu'un champ de polarité inverse n'est pas appliqué. Les cellules à cristaux liquides ferroélectriques sont donc des dispositifs bistables^[1,2]. En réalité, le comportement des cellules n'est pas aussi simple que celui décrit en géométrie « bookshelf », et les états sous champ électrique sont le plus souvent différents des états sans champ électrique

La commutation des molécules du cristal liquide d'un état à l'autre permet d'utiliser les cellules SSFLC pour moduler l'intensité ou la phase d'un faisceau lumineux. L'anisotropie optique est à la base du fonctionnement des modulateurs spatiaux de lumière. En effet, l'interaction entre le champ électrique et la polarisation spontanée induit une réorientation des molécules qui modifie la biréfringence apparente du milieu.

B-3-2 - Structure en chevron.

La structure réelle des couches smectiques est différente de la structure « bookshelf » (distribution uniforme du directeur et géométrie uniforme des couches smectiques) décrite précédemment. En effet, l'épaisseur de la cellule, la séquence de phase (lors de la descente en température), et les interactions entre les molécules du cristal liquide et la couche d'alignement, créent une structure de couche en chevron dans la plupart des cellules ferroélectriques (fig. V.5)^[1,2,5].

Au cours de la transition de phase entre l'état smectique A et l'état smectique C, les molécules, en s'inclinant, tendent à créer un vide entre les couches qui sont ancrées de

façon rigide sur les fenêtres de la cellule. Les couches se cassent alors pour adopter une disposition en chevron qui réduit ce vide. L'inclinaison angulaire δ de cette structure est environ égale à l'angle d'inclinaison des molécules, et les directeurs subissent alors une rotation azimutale φ d'environ $\varphi = \pm\pi/2$ afin de rester parallèles aux molécules stabilisées aux surfaces. La séparation angulaire $2\theta_{00}$ entre les deux orientations permises sur le cône smectique, se réduit alors à peu près à zéro (fig. V.5).

Enfin, puisque deux directions d'inclinaison des couches smectiques sont possibles dans la structure en chevron, on peut trouver dans une même cellule des domaines dans lesquels le chevron pointe dans une direction, et d'autres dans lesquels le chevron pointe dans la direction opposée, ce qui entraîne la formation de nombreux défauts dans la cellule^[2].

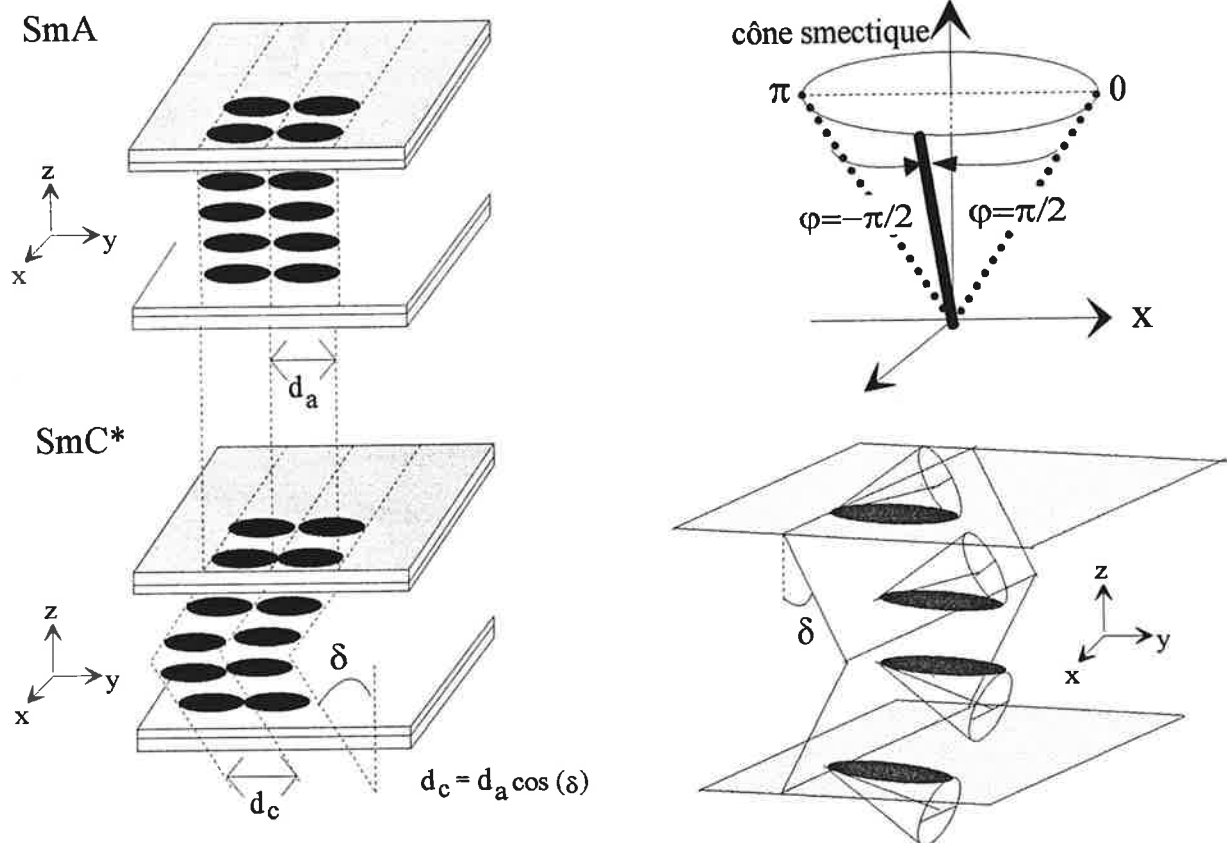


Figure V.5 Structure en chevron des couches smectiques C* du dispositif SSFLC en l'absence de champ électrique.

B-3-3 - Application d'un champ électrique extérieur

Les cellules sont à présent soumises à l'action d'un champ électrique appliqué perpendiculairement aux électrodes.

Initialement, les molécules sont parallèles aux lames de confinement, ce qui, compte tenu de la structure en chevron, induit une forte diminution de l'angle de basculement

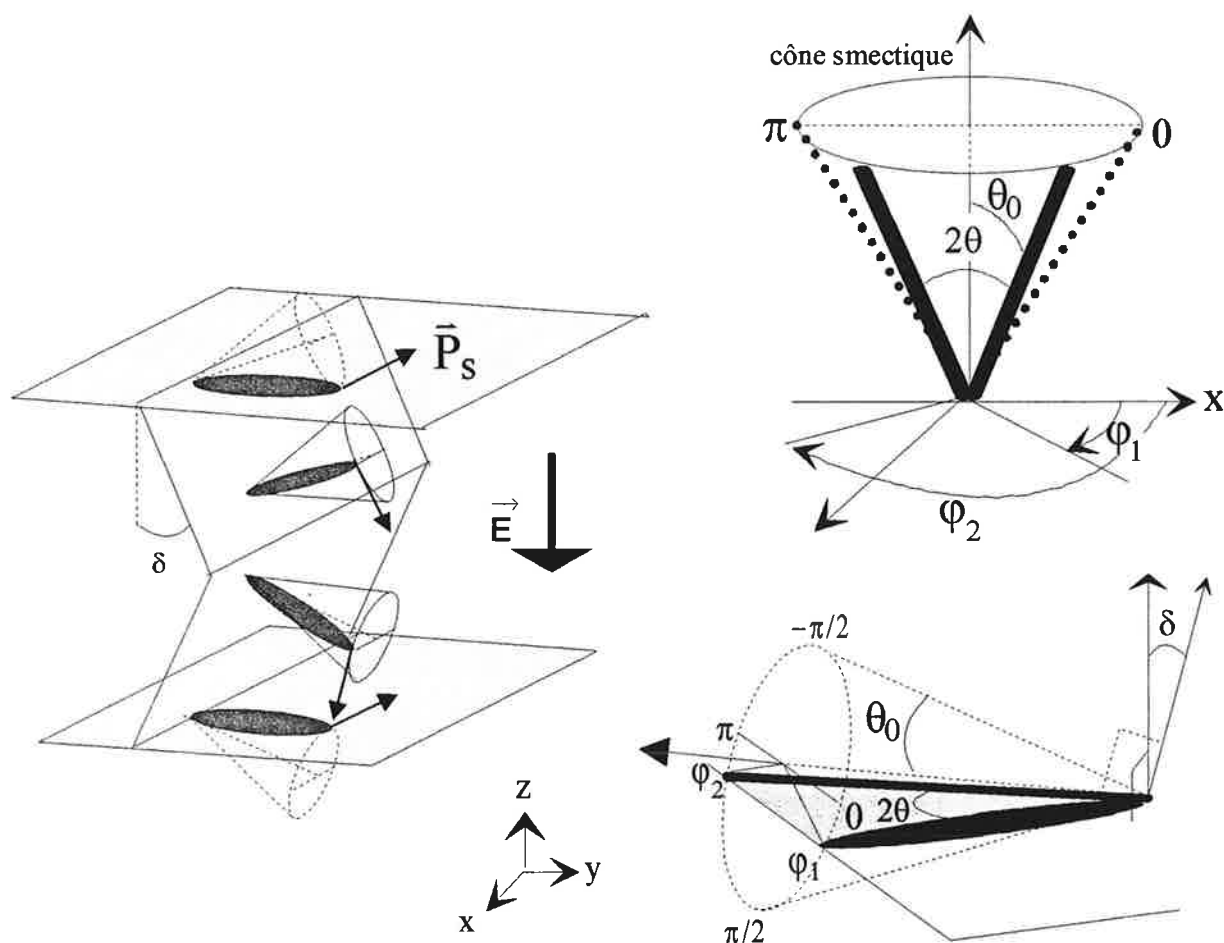


Figure V.6 Réorganisation des molécules sous l'effet d'un champ électrique normal à la cellule. Les couches SmC*, disposées en chevron en l'absence de champ électrique, tendent à se structurer en couches planes perpendiculaires aux électrodes lorsqu'un champ électrique normal au plan des électrodes est appliqué. En effet, les molécules tendent à orienter leur dipôle permanent dans la direction du champ de façon à minimiser l'énergie d'interaction, et l'angle de basculement θ se rapproche alors de la valeur de la demi-ouverture angulaire du cône smectique θ_0 .

effectif θ , dont la valeur en champ nul est désignée par θ_{00} (fig. V.6)^[2]. En effet, les angles φ et θ sont liés par la relation: $\sin(\theta) = \sin(\theta_0) \cos(\varphi)$, où θ_0 correspond à l'angle

d'inclinaison intrinsèque des molécules du cristal liquide (angle de basculement obtenu dans la configuration idéale « bookshelf »). Or, les positions des deux états stables correspondent chacune à un angle azimutal φ proche de $\pi/2$ et $-\pi/2$. A mesure qu'on augmente progressivement l'amplitude du champ, les couches smectiques se redressent et l'angle azimutal φ tend vers les valeurs 0 ou π selon le sens du champ appliqué. L'angle θ de basculement effectif à la saturation est alors approximativement égal à l'angle θ_0 de basculement intrinsèque au cristal liquide. L'orientation uniforme des molécules obtenue pour une polarité du champ électrique est stable tant qu'un champ de polarité opposée n'est pas appliqué. Cependant, si l'on coupe le champ, on observe une relaxation de l'orientation des molécules. Le dispositif ne fonctionne alors plus de façon strictement bistable (§B-3-1). Cette relaxation peut avoir pour origine soit un champ dépolarisant, soit une réorganisation structurale.

Lorsqu'on augmente le champ appliqué au-delà de $12 \text{ V}/\mu\text{m}$, la structure en chevrons évolue, des défauts apparaissent qui modifient la réponse du dispositif. Dans la suite de notre étude nous supposons que nous maintenons l'amplitude du champ en dessous de $2 \text{ V}/\mu\text{m}$.

B-4 - Autres modulateurs standards.

B-4-1 - Les modulateurs à cristaux liquides nématiques ^[1]

Les modulateurs à cristaux liquides nématiques utilisent un dispositif à cristal liquide stabilisé en surface, identique au SSFLC des molécules ferroélectriques. Ces modulateurs permettent de faire varier de façon continue la biréfringence en fonction du champ électrique appliqué. Cependant, le temps de réponse des molécules nématiques est assez lent, de l'ordre de 10 à 100 ms. Trois configurations différant par l'orientation des molécules stabilisées aux surfaces des cellules ont été largement développées (fig. V.7).

Alignement parallèle: il est caractéristique des molécules nématiques présentant une anisotropie positive. En l'absence de champ électrique, cette configuration est définie par des directeurs parallèles entre eux et au plan des électrodes. L'application d'un champ électrique induit une réorientation des molécules selon la direction du champ. Cet alignement progressif des molécules entraîne une variation continue de la biréfringence de la cellule. La variation est inversement proportionnelle à l'amplitude du champ. Ainsi, à régime d'amplitude élevée du champ électrique, la biréfringence varie peu avec la tension mais la réponse des molécules est assez rapide, alors qu'à régime de faible amplitude, la biréfringence est très sensible à la tension mais la réponse des molécules est plus lente. Ces cellules sont bien adaptées à la modulation de phase ou à la réalisation d'une lame à retard accordable. Par contre, la transmission en configuration d'alignement parallèle dépendant fortement de la longueur d'onde, elles sont inadaptées aux sources de lumière à large bande spectrale.

Alignement perpendiculaire: il est caractéristique des molécules nématiques présentant une anisotropie négative. En l'absence de champ électrique, cette configuration correspond à des directeurs perpendiculaires au plan des électrodes. L'application d'un champ électrique induit une réorientation des molécules selon la direction perpendiculaire au champ. Cet alignement progressif des molécules entraîne une variation continue de la biréfringence de la cellule. Ce dispositif se singularise par une transmission nulle entre polariseur et analyseur croisés en l'absence de champ, quelle que soit la direction du polariseur.

Alignement tordu: les directions d'alignement sur les deux lames forment entre elles un angle β . Lorsqu'une onde polarisée linéairement traverse le cellule, la polarisation suit la rotation des directeurs et ressort avec une polarisation linéaire tournée de β . Cette description reste valide tant que $d \Delta n < \lambda$, où « d » est l'épaisseur du cristal liquide compris entre les électrodes. Sous l'effet d'un champ électrique, cet effet de guidage disparaît à partir d'un seuil.

L'épaisseur du cristal liquide dans les différents types de cellules présentées ci-dessus est de l'ordre de la dizaine de micromètres.

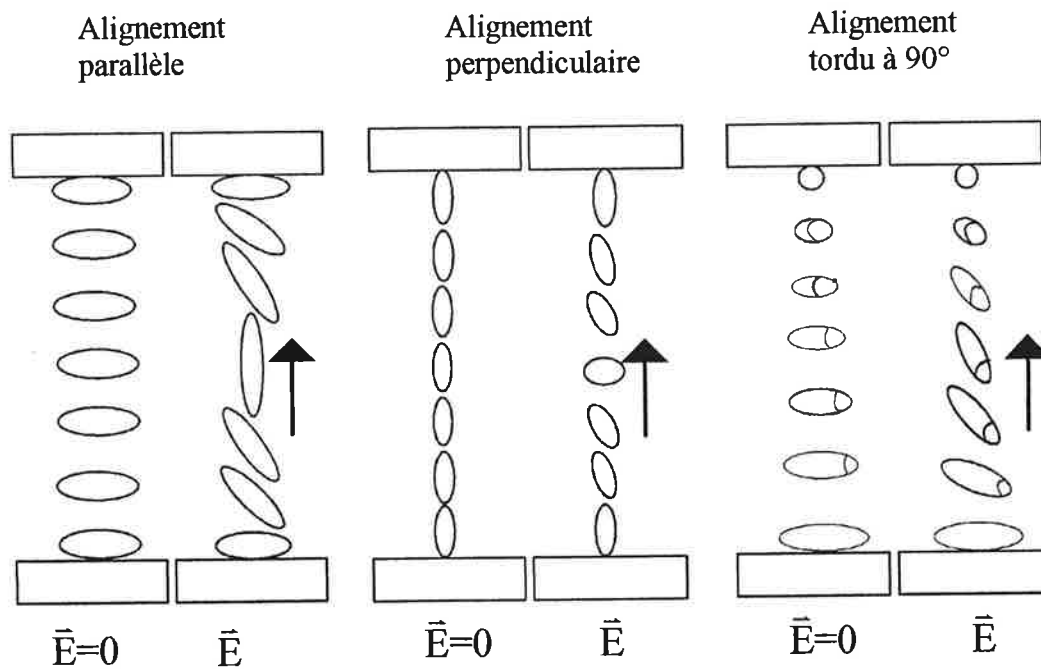


Figure V.7 Modulateurs à cristaux liquides nématiques.

B-4-2 - Les modulateurs à cristaux liquides électrocliniques^[1,6]

Le cristal liquide est stabilisé en surface comme dans les dispositifs SSFLC à molécules ferroélectriques. Les cristaux liquides électrocliniques sont formés de molécules smectiques chirales en phase A* qui ne possèdent pas la propriété de ferroélectricité (cf paragraphe sur les mésophases). Les couches smectiques sont parallèles au plan des électrodes.

Dans cette phase, l'application d'un champ électrique parallèle aux couches fait basculer les molécules d'un angle θ_0' (d'où l'emploi du terme « électroclinique »), ce qui induit une polarisation macroscopique dans le cristal liquide. L'orientation de l'angle de basculement dépend de la polarité du champ appliqué. A la différence de l'angle de basculement spontané des ferroélectriques, l'angle de basculement du mode électroclinique n'est pas soumis à une rotation azimutale. Son amplitude est proportionnelle à celle du champ électrique, et décroît avec la température. Elle est toujours inférieure d'un facteur 2 à l'amplitude de l'angle des molécules en phase SmC*. Ce facteur 2 limite l'angle de basculement, et la plupart des composés

disponibles fournissent un angle inférieur à $22,5^\circ$. Le temps de basculement τ des molécules varie fortement avec la température t selon la loi $\tau = \eta/a(t - t_c)$, où η est la viscosité, t_c la température de transition de la phase $SmC^* \rightarrow SmA^*$, et a une constante du matériau. Ce temps de réponse est indépendant du champ électrique appliqué et atteint typiquement des valeurs de l'ordre de la microseconde, soit un temps 100 fois inférieur à ceux des ferroélectriques.

B-5 - Fonctions d'obturation et de déphasage

Le modulateur est utilisé pour laisser passer (transmission unité, « état passant »), ou arrêter (transmission nulle, « état bloquant ») la lumière incidente. Deux configurations distinctes permettent de réaliser cette fonction. On rappelle que le modulateur est une lame demi-onde dont une ligne neutre correspond à la direction des molécules (ch. III).

B-5-1 - Fonction d'obturation

1- Le SLM est placé entre polariseur et analyseur croisés, et le polariseur est orienté selon l'une des deux directions de basculement des molécules (fig. V.8).

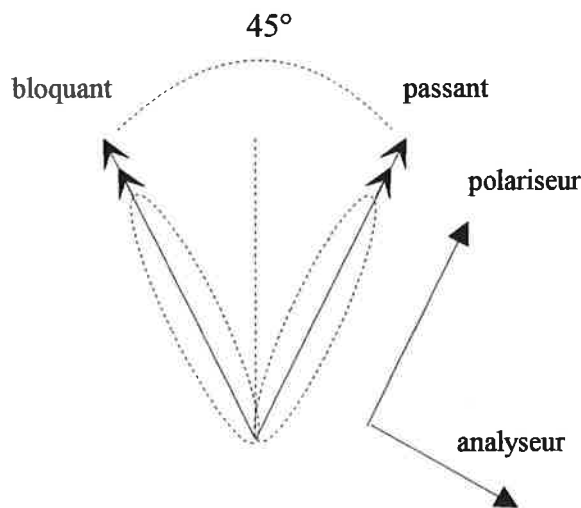


Figure V.8.

Le champ transmis par le polariseur a pour expression:

$$\underline{E}_p = E_0 e^{i\omega t} \hat{e}_p \quad (V-1)$$

$$I_p = I_0 \quad (V-2)$$

Etat bloquant: les molécules sont orientées selon la direction du polariseur.

A la sortie de l'analyseur le champ a pour expression:

$$\underline{E}_a = 0 \quad (V-3)$$

$$I_a = 0 \quad (V-4)$$

Etat passant: les molécules sont orientées à 45° de la direction du polariseur.

A la sortie de l'analyseur le champ a pour expression:

$$\underline{E}_a = E_0 e^{i\omega t} \hat{e}_a \quad (V-5)$$

$$I_a = E_0^2 = I_0 \quad (V-6)$$

2- Le SLM est placé entre polariseur et analyseur parallèles, et le polariseur est orienté selon l'une des deux directions de basculement des molécules (fig. V.9).

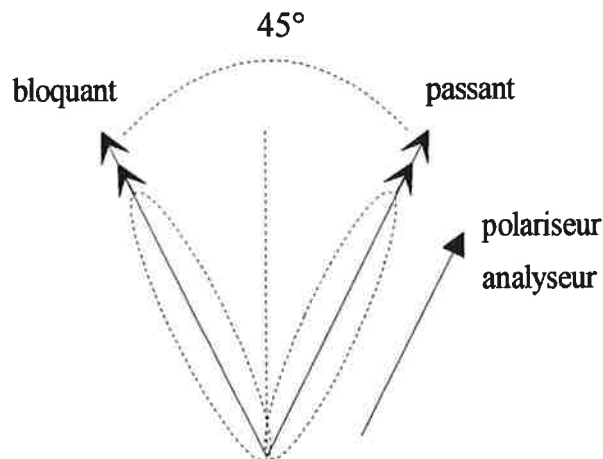


Figure V.9.

Etat passant: les molécules sont orientées selon l'axe optique du polariseur.

A la sortie de l'analyseur le champ a pour expression:

$$\underline{E}_a = E_0 e^{i\omega t} \hat{e}_a \quad (V-7)$$

$$I_a = E_0^2 = I_0 \quad (V-8)$$

Etat bloquant: les molécules sont orientées à 45° de l'axe optique du polariseur.

A la sortie de l'analyseur le champ a pour expression:

$$\underline{E}_a = 0 \quad (V-9)$$

$$I_a = 0 \quad (V-10)$$

B-5-2 - Fonction de déphasage

Dans cette configuration, l'inversion de polarité du champ électrique appliqué modifie de π la phase du champ lumineux transmis.

Le SLM est placé entre polariseur et analyseur croisés. Le polariseur est orienté selon la bissectrice des deux directions de basculement des molécules (fig. V.10).

A la sortie du polariseur le champ a pour expression:

$$\underline{E}_p = E_0 e^{i\omega t} \hat{e}_p \quad (V-11)$$

$$I_p = I_0 \quad (V-12)$$

Etat (1): les molécules sont orientées dans l'un des deux états de basculement, que l'on nomme arbitrairement état (1) (fig. V.10). A la sortie de l'analyseur le champ a pour expression:

$$\underline{E}_a = -\frac{\sqrt{2}}{2} E_0 e^{i\omega t} \hat{e}_a, \quad \text{d'amplitude } E_a = -\frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \quad (V-13)$$

$$I_a = \frac{1}{2} I_0 \quad (V-14)$$

Etat (2): les molécules sont orientées dans l'autre état de basculement, que l'on nomme arbitrairement état (2) (fig. V.10). A la sortie de l'analyseur le champ a pour expression:

$$\underline{E}_a = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 e^{i\omega t} \hat{e}_a, \quad \text{d'amplitude } E_a = \frac{\sqrt{2}}{2} E_0 \quad (V-15)$$

$$I_a = \frac{1}{2} I_0 \quad (V-16)$$

On obtient donc $\underline{E}_{a1} = -\underline{E}_{a2}$

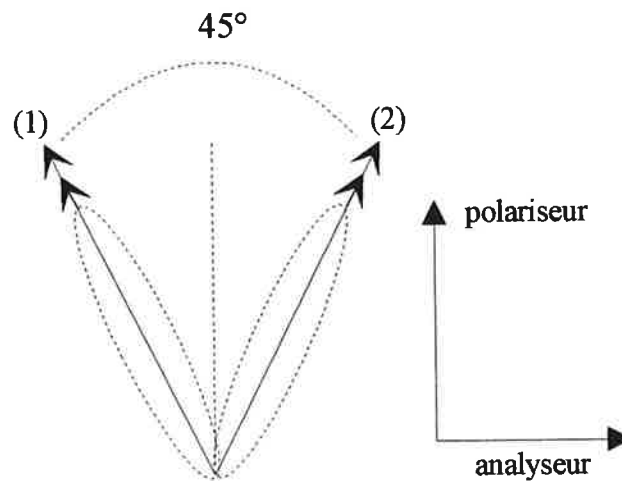


Figure V.10.

On remarque que l'angle de basculement $\theta=22,5^\circ$ annule les pertes d'énergie lorsque le SLM module l'intensité du champ (transmission en intensité de l'état passant=1). Par contre, lorsqu'il imprime un facteur de phase sur l'amplitude complexe, la perte d'énergie est importante (transmission de l'intensité =1/2). Un angle de basculement de 45° permettrait de minimiser cette perte lors du déphasage (transmission de l'intensité =1). De plus, dans le cas où l'on ne cherche pas à optimiser la transmission de l'intensité, il permettrait de rendre le dispositif insensible à l'orientation du cristal liquide par rapport aux polariseurs croisés.

C - DETERMINATION EXPERIMENTALE DES CARACTERISTIQUES DU MODULATEUR

Dans la section précédente on a décrit le fonctionnement théorique du SLM utilisé. Nous complétons cette modélisation par une étude expérimentale afin de mesurer les caractéristiques réelles du modulateur. Deux états de fonctionnement ont été caractérisés. Le premier correspond à un modulateur ayant fonctionné plusieurs semaines. Il nous renseigne donc sur les conséquences du vieillissement. Les cellules du modulateur ont été soumises à des tensions d'environ 7 à 10 volts qui ont pu induire des défauts structurels irréversibles (§B). On notera par la suite « modulateur vieilli » ce premier état. Le second état correspond à un modulateur dont les cellules ont subi un cycle de réchauffement à 120°C (température à partir de laquelle le cristal liquide du SLM est en phase isotrope) qui a pour effet d'effacer la majorité des défauts structurels. La caractérisation expérimentale eût lieu immédiatement après cette opération. Lors de la caractérisation, la tension appliquée aux cellules rénovées n'a jamais dépassé 4 volts, ce qui a minimisé l'apparition de défauts irréversibles induits sous l'action du champ électrostatique (§B). On notera par la suite « modulateur rajeuni » ce second état de fonctionnement.

C-1 - Propriétés de transmission dans les différentes configurations

C-1-1 - Fonctions d'obturation et de déphasage: protocole expérimental

Ce paragraphe présente la procédure expérimentale utilisée pour ajuster l'orientation du modulateur entre polariseur et analyseur croisés dans les différentes configurations.

Configuration de modulation d'intensité:

Les états « bloquant » et « passant » sont définis comme suit (§B-5-1). Le polariseur d'entrée est orienté à 22,5° par rapport à la verticale (selon l'un des deux axes

principaux du milieu biréfringent). Dans ces conditions, on place le modulateur entre polariseur et analyseur croisés (fig. V.11). L'ensemble des pixels est soumis à un champ électrique identique. On ajuste alors l'orientation du modulateur de façon à minimiser l'intensité transmise. Cette position est définie comme position « bloquante » entre polariseurs et analyseurs croisés. La position « passante » associée se déduit de celle-ci en basculant le sens du champ électrique appliqué aux pixels.

On passe de la configuration entre polariseur et analyseur croisés, à la configuration entre polariseur et analyseur parallèles, en tournant l'analyseur de 90° .

Les états bloquant et passant du modulateur sont indicés par b_\perp et p_\perp dans la configuration entre polariseur et analyseur croisés, et par $b_{//}$ et $p_{//}$ dans la configuration entre polariseur et analyseur parallèles.

Configuration de modulation de phase:

Avant de passer à la configuration de modulation de phase, on applique à la barrette de pixels une distribution spatiale de polarisation électrique en forme de créneau, le champ étant alternativement inversé suivant une loi périodique le long de la barrette. Le modulateur présente ainsi une alternance de zones transparentes et opaques dont l'image, formée sur un détecteur spatial linéaire, est composée d'une succession de zones claires et sombres. Après avoir ajusté la position d'imagerie du détecteur, on amène l'axe du polariseur dans la direction verticale. L'analyseur est croisé avec lui (fig. V.11). On ajuste l'orientation du modulateur par rapport à ces composants de façon à uniformiser l'intensité transmise sur l'ensemble des pixels. La position de configuration de phase est atteinte lorsqu'on ne peut plus reconnaître les groupes de pixels soumis à des champs électriques de sens opposés. Les états « 1 » et « 2 » d'un pixel sont alors définis selon le sens du champ électrique appliqué (§B-6).

Les mesures sont réalisées à l'aide d'une source laser hélium-néon et d'un détecteur formé d'une barrette de 512 photodiodes. Le grandissement de l'image du modulateur est tel que l'image d'un des pixels est résolue par 18 pixels du détecteur (fig. V.11). L'étude expérimentale est réalisée sur 64 pixels du SLM. La résolution élevée permet

d'enregistrer seulement l'image de 28 des 64 pixels sur une acquisition. Lorsqu'un champ électrique est appliqué au modulateur, le terme « pixel » est associé au volume de molécules délimité par la surface d'une électrode. Expérimentalement, les pixels sont aisément reconnaissables. En effet, que le modulateur ait une fonction d'obturation ou de déphasage, la transmission des régions séparant deux pixels adjacents diffère nettement de celle des pixels.

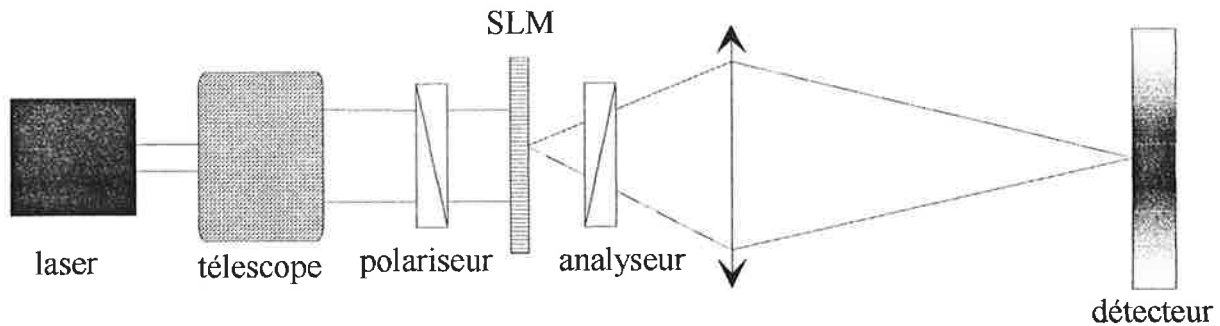


Figure V.11 Montage expérimental: le détecteur enregistre l'image du modulateur entre polariseur et analyseur croisés

C-1-2 - Etude de la transmission des pixels: existence d'invariants

Dans le paragraphe B-5, nous avons considéré le cas idéal d'un modulateur qui se comporte comme une lame demi-onde et dont les deux orientations d'équilibre forment entre-elles un angle de 45° . Nous renonçons désormais à ces deux hypothèses et nous établissons l'expression des champs transmis dans les différentes configurations de modulation de phase et d'amplitude. La traversée d'une lame biréfringente d'épaisseur « e » induit entre les composantes d'un champ de longueur d'onde λ , polarisées selon les directions ordinaire et extraordinaire, un déphasage $\Phi = 2\pi e \Delta n / \lambda$, où $\Delta n = n_e - n_o$ correspond à la biréfringence de la lame. On note β l'angle formé par les projections de l'axe du cône smectique et de l'axe de la molécule dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau incident. L'angle 2β sépare donc les deux axes extraordinaires, correspondant aux projections des axes moléculaires dans leurs deux états de

basculement. Cet angle β est relié aux angles d'ouverture du cône smectique θ_0 , et d'inclinaison des chevrons δ , par la relation:

$$\tan(\beta) = \tan(\theta_0) / \cos(\delta) \quad (V-17)$$

En configuration de modulation d'amplitude entre polariseur et analyseur parallèles, l'amplitude et l'intensité du champ transmis ont pour expression:

$$E_{b//} = E_0 (1 + \sin^2(2\beta) (e^{i\Phi} - 1)) \quad (V-18)$$

$$I_{b//} = I_0 (1 - \sin^2(\Phi/2) \sin^2(4\beta)) \quad (V-19)$$

$$E_{p//} = E_0 \quad (V-20)$$

$$I_{p//} = I_0 \quad (V-21)$$

En configuration de modulation d'amplitude entre polariseur et analyseur croisés, l'amplitude et l'intensité du champ transmis ont pour expression:

$$E_{b\perp} = 0 \quad (V-22)$$

$$I_{b\perp} = 0 \quad (V-23)$$

$$E_{p\perp} = -\frac{1}{2} E_0 \sin(4\beta) (e^{i\Phi} - 1) \quad (V-24)$$

$$I_{p\perp} = I_0 \sin^2(\Phi/2) \sin^2(4\beta) \quad (V-25)$$

En configuration de modulation de phase, l'amplitude et l'intensité du champ transmis dans les deux états de basculement (1) et (2) ont pour expression:

$$E_{(1)} = \frac{1}{2} E_0 \sin(2\beta) (e^{i\Phi} - 1) \quad (V-26)$$

$$I_{(1)} = I_0 \sin^2(\Phi/2) \sin^2(2\beta) \quad (V-27)$$

$$E_{(2)} = -\frac{1}{2} E_0 \sin(2\beta) (e^{i\Phi} - 1) \quad (V-28)$$

$$I_{(2)} = I_0 \sin^2(\Phi/2) \sin^2(2\beta) \quad (V-29)$$

On observe ainsi trois invariants (par rapport à β et Φ) en configuration de modulation d'amplitude:

$$I_{p//}=I_0 \quad (\text{éq. V-21})$$

$$I_{b\perp}=0 \quad (\text{éq. V-23})$$

$$I_{b//}+I_{p\perp}=I_0, \text{ soit } (I_{b//}+I_{p\perp})/I_{p//}=1 \quad (V-30)$$

En moyennant sur l'ensemble des pixels, on obtient expérimentalement:

$$(I_{b//}+I_{p\perp})/I_{p//}=1,09 \text{ pour le SLM vieilli,}$$

$$(I_{b//}+I_{p\perp})/I_{p//}=1,03 \text{ pour le SLM rajeuni.}$$

Ce qui semble confirmer que le passage du cristal liquide par la phase isotrope a fait disparaître une partie des défauts irréversibles du modulateur vieilli.

C-2 - Angle de basculement des molécules et inclinaison des chevrons

Lorsque le SLM est dépolarisé, les molécules s'orientent sur les cônes smectiques de façon à rester parallèles aux lames de confinement. Dans un dispositif bistable, le directeur des molécules accomplirait, sur le cône smectique, la rotation qui l'amènerait dans la position parallèle aux lames la plus proche de sa direction initiale. En réalité, en l'absence de champ extérieur, les molécules subissent des basculements spontanés entre les deux orientations, sur le cône smectique, parallèles aux lames. Nous supposons néanmoins que les molécules de même orientation constituent des domaines étendus, de dimension très supérieure à la longueur d'onde optique. Nous supposons que chaque domaine traverse la cellule dans toute son épaisseur, reliant les deux lames de confinement par un ensemble de molécules de même orientation.

Dans la configuration de modulation de phase les deux orientations d'équilibre, séparées par un angle $2\theta_{00}$, sont symétriques par rapport à la direction de polarisation

de l'onde incidente. La transmission à travers les différents domaines ne dépend donc pas de leur état d'orientation. Sans connaître la répartition des molécules entre les deux états, on peut donc déduire la valeur de θ_{00} de la mesure du taux d'extinction de la lumière incidente.

Pour calculer le taux d'extinction, on rapporte l'intensité moyenne qui passe à travers les pixels du SLM dépolarisé en modulation de phase à celle qui passe à travers les pixels polarisés dans l'état passant en configuration de modulation d'amplitude entre polariseur et analyseur parallèles. Le SLM rajeuni donne un taux d'extinction de 0,14. Celui du SLM vieilli en est voisin. La principale différence provient plutôt de la répartition spatiale irrégulière de l'intensité des pixels du SLM vieilli dépolarisé. Cette non uniformité marquée de la transmission est en accord avec les défauts de structure irréversibles signalés au paragraphe B.

A l'aide de la valeur du taux d'extinction il est possible de remonter à l'angle d'inclinaison des chevrons (fig. V.12).

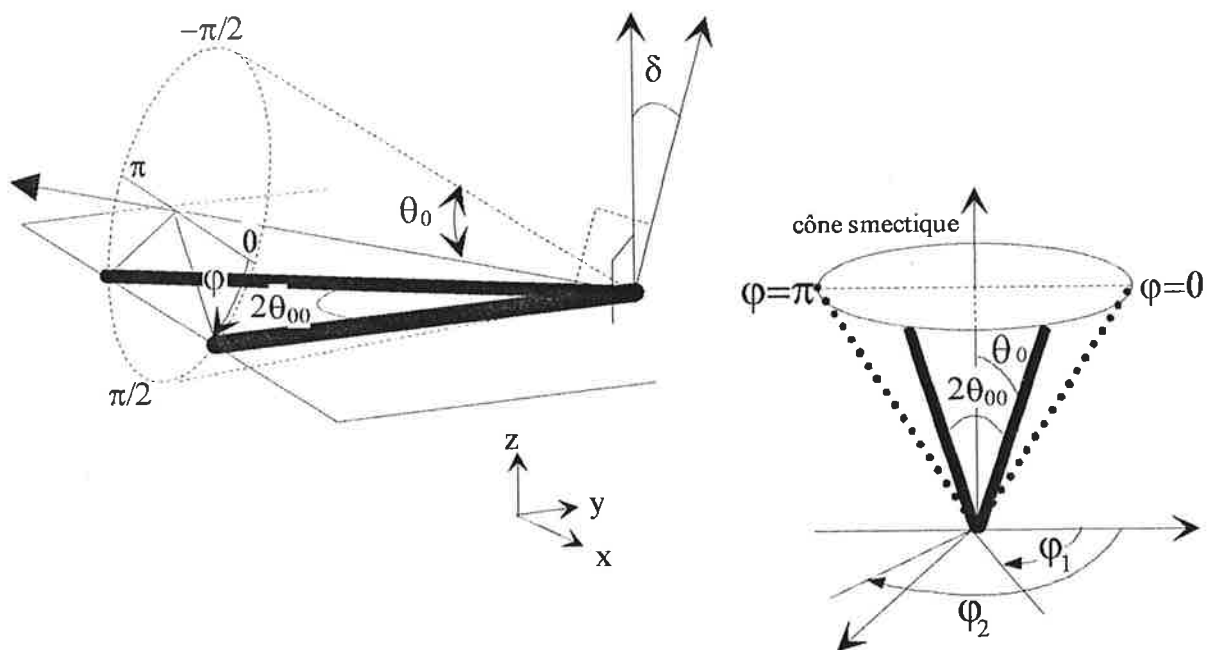


Figure V.12 Angle $2\theta_{00}$ séparant les deux orientations possibles des molécules sur le cône smectique, en fonction de l'inclinaison δ des chevrons.

Le taux d'extinction de l'intensité est égal à $\sin^2(2\theta_{00}) \sin^2(\Phi/2)$, où l'angle θ_{00} est relié à l'angle δ par la relation:

$$\cos(\delta) = \cos(\theta_0) / \cos(\theta_{00}) \quad (V-31)$$

avec $\theta_0 = 22^\circ 30'$ et $\delta \in [0^\circ; 22^\circ 30']$ (fig. V.12). On a donc la relation:

$$\sin^2(2\theta_{00}) \sin^2(\Phi/2) = 0,14 \quad (V-32)$$

soit $\theta_{00} = 0,5 \arcsin[(0,14 / \sin^2(\Phi/2))^{0,5}]$. Pour résoudre exactement le problème, il faut connaître la valeur de Φ , or la différence de marche induite par le SLM est elle même fonction de θ_{00} à travers la biréfringence effective. Cependant, en différenciant l'équation $\sin^2(2\theta_{00}) \sin^2(\Phi/2) = 0,14$, on obtient:

$$\Delta\theta_{00} = -\frac{\Delta\Phi}{4} \cot g(\Phi/2) \tan(2\theta_{00}) \quad (V-33)$$

où l'on observe que $\Delta\theta_{00} = 0$ autour de $\Phi = \pi$. Ainsi, même si le SLM ne correspond pas exactement à une lame demi-onde ($\Phi = \pi$), on fait une erreur minimale en remplaçant $\sin^2(\Phi/2)$ par 1 dans l'équation V-32 ci-dessus. On obtient $\theta_{00} = 9^\circ$ et $\delta = 21^\circ$. Ce résultat est en accord avec la valeur $\theta_{00} = 6^\circ$ fournie par l'ENST Bretagne ^[2].

C-3 - Différence de marche entre les lignes neutres et épaisseur de la cellule

L'ensemble des pixels est à présent soumis à un champ électrique de sens identique. On compare les mesures expérimentales du taux d'extinction en configuration de modulation d'intensité entre polariseur et analyseur croisés, et entre polariseur et analyseur parallèles (éq. V-19, V-21, V-23, V-25). Les résultats sont rapportés sur les figures V.13 et V.14.

Les pixels du modulateur vieilli possèdent un taux d'extinction moyenné sur l'ensemble des pixels $(I_{b\perp}) / (I_{p\parallel})$ qui varie entre 0,1 et 0,3, avec un minimum allant jusqu'à 0,025 au centre des pixels (fig. V.13)

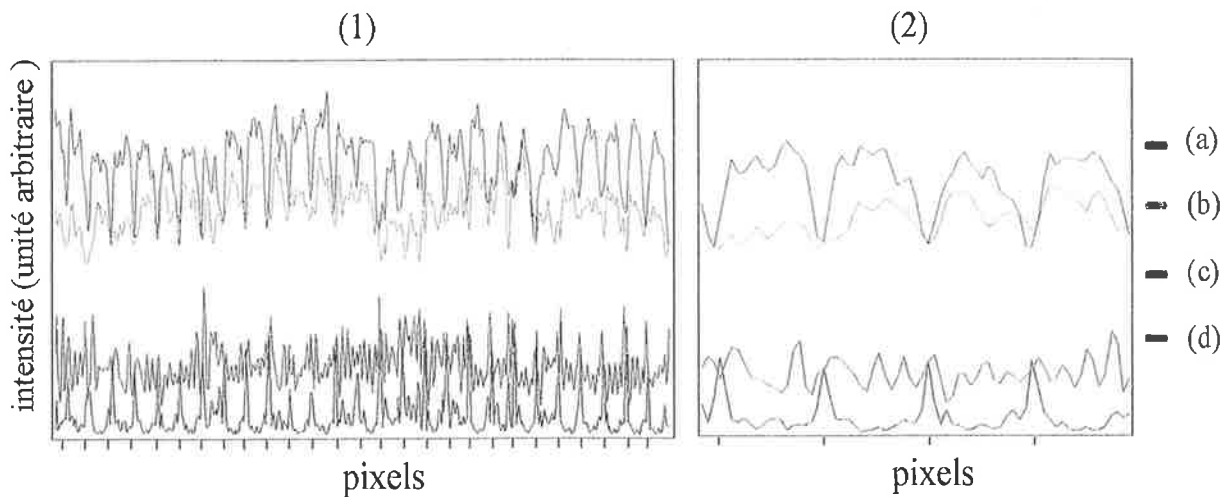


Figure V.13. Enregistrements, lorsque l'ensemble des pixels est soumis à un même champ électrique, de l'intensité transmise dans les différentes configurations de modulation d'amplitude du SLM vieilli. Le graphe (2) est un agrandissement d'une partie du graphe (1). Les graphes (a) et (b) correspondent respectivement aux états bloquant et passant entre polariseur et analyseur croisés. Les graphes (c) et (d) correspondent respectivement aux états bloquant et passant entre polariseur et analyseur parallèles.

Les pixels du modulateur rajeuni possèdent un taux d'extinction $(I_{b\perp})/(I_{p\parallel})$ de 0,03. L'analyse de l'extinction selon la dimension latérale montre un profil moins perturbé que celui affiché par le modulateur vieilli, ce qui est cohérent avec la disparition d'un certain nombre de défauts (fig. V.14).

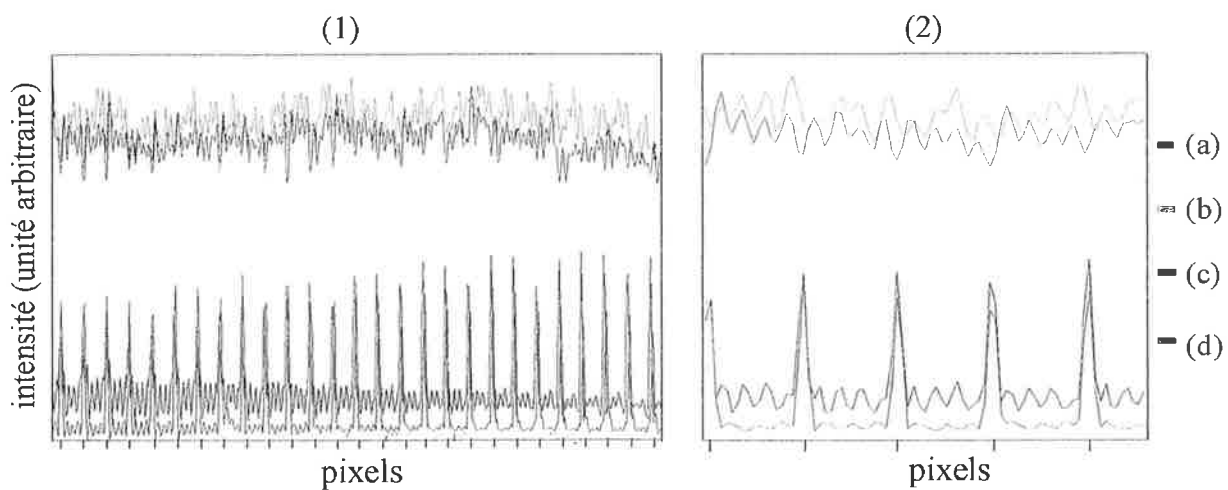


Figure V.14 Enregistrements, lorsque l'ensemble des pixels est soumis à un même champ électrique, de l'intensité transmise dans les différentes configurations de modulation d'amplitude du SLM rajeuni. Le graphe (2) est un agrandissement d'une partie du graphe (1). Les graphes (a) et (b) correspondent respectivement aux états bloquant et passant entre polariseur et analyseur croisés. Les graphes (c) et (d) correspondent respectivement aux états bloquant et passant entre polariseur et analyseur parallèles.

L'extinction $I_{b\perp}$ est nettement supérieur à $I_{b//}$. Or contrairement à $I_{b\perp}$, $I_{b//}$ est dépendant de Φ , ce qui tend à démontrer que le défaut de transmission caractérisé par $I_{b//}$ a pour origine un déphasage $\Phi \neq \pi$. A l'aide de ces enregistrements, et des équations V-19, V-21, V-23, et V-25, il est alors possible de calculer le déphasage entre les lignes neutres du cristal liquide correspondant à l'épaisseur des modulateurs vieilli et rajeuni. L'angle β intervenant dans les équations V-19 et V-25 est donné par l'équation V-17.

Pour $\delta=21^\circ$ (§C-2) et $\theta_0=22,5^\circ$, on obtient $\beta=23,8^\circ$. Les résultats sont les suivants:

SLM vieilli:

$(I_{b//})/(I_{p//})$ donne $\Phi = \pm 122^\circ + k 360^\circ$, k entier relatif.

$(I_{p\perp})/(I_{p//})$ donne $\Phi = \pm 119^\circ + k 360^\circ$, k entier relatif.

$(I_{p\perp})/(I_{b//})$ donne $\Phi = \pm 130^\circ + k 360^\circ$, k entier relatif.

On retiendra $\Phi = \pm 120^\circ + k 360^\circ$.

SLM rajeuni:

$(I_{b//})/(I_{p//})$ donne $\Phi = \pm 134^\circ + k 360^\circ$, k entier relatif.

$(I_{p\perp})/(I_{p//})$ donne $\Phi = \pm 135^\circ + k 360^\circ$, k entier relatif.

$(I_{p\perp})/(I_{b//})$ donne $\Phi = \pm 149^\circ + k 360^\circ$, k entier relatif.

On retiendra $\Phi = \pm 135^\circ + k 360^\circ$.

La relation $\Phi = 2\pi e \Delta n_{\text{eff}} / \lambda$, où Δn_{eff} correspond à la biréfringence effective du cristal liquide, permet de remonter à l'épaisseur « e » de cristal liquide des SLM vieilli et rajeuni. Il est cependant nécessaire de calculer la valeur de Δn_{eff} . On rappelle que sous l'effet d'un champ électrique, les molécules se réorientent de façon à aligner la polarisation spontanée selon la direction qui minimise l'interaction avec le champ, les positions d'équilibre correspondent aux angles azimutaux de $\varphi = \pm 180^\circ$. Les chevrons ayant un angle d'inclinaison de $\delta = 20^\circ$, la biréfringence vue par une onde plane de vecteur directeur normal au plan des électrodes est alors inférieure à 0,18. L'ellipsoïde

des indices a pour expression: $1/n_A^2 = \cos^2(\Theta)/n_o^2 + \sin^2(\Theta)/n_e^2$, où n_A est l'indice extraordinaire effectif, et Θ correspond à l'angle entre l'axe optique et la direction de propagation. La valeur de ce dernier est déterminée par la relation $\cos(\Theta) = \cos(\theta_0) \sin(\delta)$, le calcul donne $\Theta = 70^\circ$. Si $|n_e - n_o| \ll n_o$, on peut appliquer la relation $\Delta n_{\text{eff}} = \sin^2 \Theta \Delta n$, où $\Delta n_{\text{eff}} = n_A - n_o$, et $\Delta n = n_e - n_o$. Avec les valeurs $\Theta = 70^\circ$ et $\Delta n = 0,18$ on obtient une biréfringence effective $\Delta n_{\text{eff}} = 0,16$. De cette donnée on déduit les épaisseurs de cristal liquide, soit $e = 1,30$ ou $2,61 \mu\text{m}$ pour le SLM vieilli et $e = 1,47$ ou $2,45 \mu\text{m}$ pour le SLM rajeuni. Les valeurs $1,30$ et $1,47 \mu\text{m}$ sont erronées puisque le diamètre des espaceurs n'est pas inférieur à $1,7 \mu\text{m}$. Le défaut d'épaisseur de la cellule, accentué par la valeur de la biréfringence effective, semble donc suffire à expliquer le faible taux d'extinction observé entre polariseur et analyseur parallèles.

D - DIAPHONIE ENTRE LES ADRESSES CODEES EN PHASE

Au chapitre III §C-2, nous avons présenté les résultats de l'expérience d'accès aléatoire à l'information dans un matériau PSHB. Cette expérience a été réalisée avec le « modulateur vieilli » configuré en modulation de phase (§C-2-2). L'objet de cette étude est d'estimer le poids du SLM dans la diaphonie observée entre les différentes

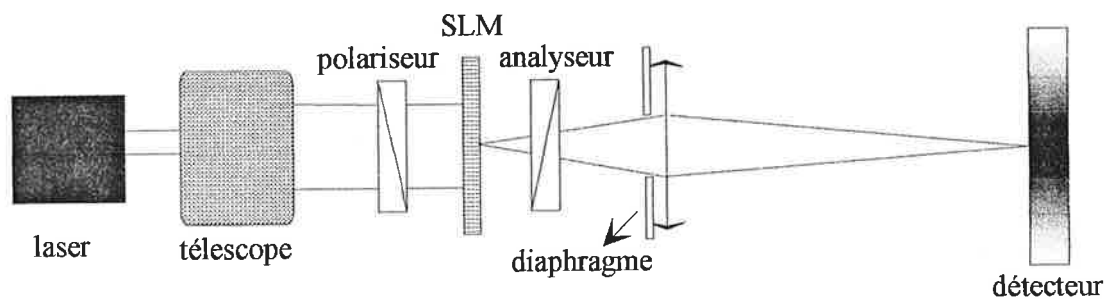


Figure V.15 Montage expérimental: le détecteur enregistre l'image du modulateur entre polariseur et analyseur croisés

adresses utilisées dans l'expérience. Afin de se placer dans des conditions expérimentales similaires à celles du stockage optique, on utilise les codes de

Hadamard d'ordre 32 que l'on adresse sur 64 pixels du modulateur. De plus, on filtre de façon identique les hautes fréquences spatiales de la figure de diffraction du SLM. Ce filtrage est réalisé en limitant l'ouverture de la lentille à environ $f/10$ (fig. V.15).

D-1 - Première approche: faible résolution spatiale

D-1-1 - Protocole de construction des fonctions de transmission

Dans une première étape, on cherche à estimer la conséquence des fluctuations de la transmission d'intensité du modulateur, sur la diaphonie entre les codes de phase orthogonaux. Comme il est difficile de maîtriser l'ensemble des facteurs qui peuvent influencer sur la transmission, nous avons choisi de construire les 32 fonctions de Hadamard à partir de deux enregistrements. Pratiquement, on applique aux 64 pixels actifs du SLM la même polarisation et on enregistre la distribution spatiale de la transmission dans cette configuration. Puis, on inverse la polarité du champ appliqué sur l'ensemble des pixels et on enregistre à nouveau la distribution spatiale de la transmission. On admet donc que les deux fonctions de distribution enregistrées constituent une table à partir de laquelle on peut calculer les fonctions de transmission associées à toutes les fonctions orthogonales utilisées comme codes d'adresse. La validité de cette construction est cependant conditionnée par trois hypothèses:

H_1 : La transmission de chaque pixel ne dépend que du champ qui lui est appliqué, et celui-ci n'est pas affecté par la valeur du champ appliqué aux pixels voisins (indépendance des pixels).

H_2 : La phase du champ est uniforme sur chaque pixel, deux pixels soumis à des champs de même signe ont même phase, et l'inversion de la polarité correspond à un changement de phase de π . Cette hypothèse est nécessaire car on détecte seulement la distribution d'intensité de la transmission, sans avoir aucune information sur la phase.

H₃: Les pixels sont accolés les uns aux autres (on ignore donc les zones interpixel).

Pour réaliser ces deux mesures de transmission d'intensité on forme, sur la barrette de photodétecteurs, l'image du modulateur éclairé par le laser HeNe (fig. V.15). Le grandissement est tel que l'image d'un de ses pixels est résolue par 3,4 pixels du détecteur. Cette faible résolution nous permet d'enregistrer l'image des 64 pixels du SLM sur une acquisition. Les enregistrements sont présentées sur la figure V.16.

La distribution spatiale d'intensité le long de la coordonnée de la barrette de photodétecteurs est notée $I_+(x)$ et $I_-(x)$ suivant la polarité du champ électrique appliqué au modulateur.

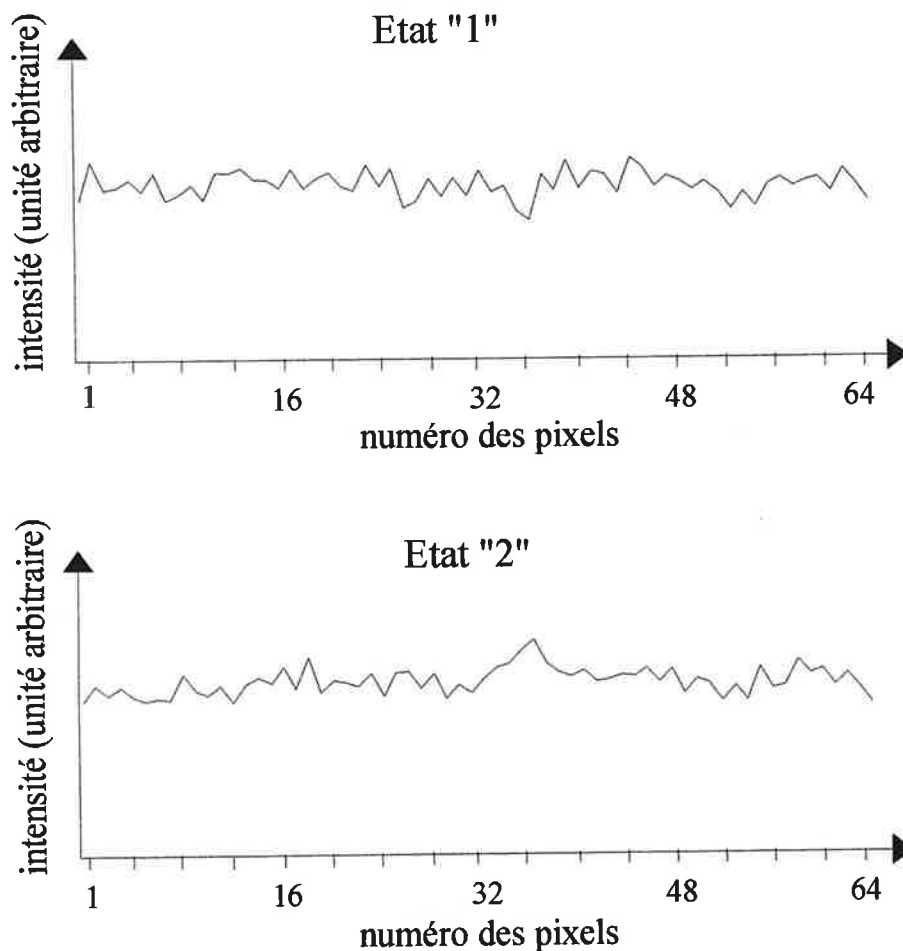


Figure V.16 Distribution spatiale de la transmission d'intensité des 64 pixels du modulateur dans les deux états de la configuration de modulation de phase, lorsqu'une polarisation identique est appliquée aux 64 pixels.

Une fonction de Hadamard, définie par une séquence de 32 facteurs de phase, et notée $\{\varepsilon_n^{(i)}\}$, est alors représentée dans le plan du photodétecteur par la distribution de champ lumineux suivante:

$$E^{(i)}(x) = \sum_{n=0}^{31} \varepsilon_n^{(i)} T_n^{(i)}(x) \Pi\left(\frac{x}{x_0} - n\right) \quad (V-34)$$

où

$$T_n^{(i)}(x) = \sqrt{I_{\pm}(x)} \quad (V-35)$$

selon que $\varepsilon_n^{(i)} = \pm 1$, et où x_0 est la dimension de l'image de 2 pixels du modulateur sur le détecteur.

D-1-2 - Calcul de la diaphonie

Le produit scalaire normalisé de deux distributions de champs associées à deux fonctions de Hadamard s'écrit alors:

$$O^{(kl)} = \frac{\int E^{(k)}(x) E^{(l)}(x) dx}{\int [E^{(k)}(x)]^2 dx} = \frac{\sum_{n=0}^{31} \varepsilon_n^{(k)} \varepsilon_n^{(l)} \int dx T_n^{(k)}(x) T_n^{(l)}(x) \Pi\left(\frac{x}{x_0} - n\right)}{\sum_{n=0}^{31} \int dx [T_n^{(k)}(x)]^2 \Pi\left(\frac{x}{x_0} - n\right)} \quad (V-36)$$

La figure V.17 présente les modules des produits scalaires entre: (a) la fonction uniforme et l'ensemble des 32 fonctions, (b) la fonction numéro 16 et l'ensemble des 32 fonctions, (c) la somme des fonctions 4, 16, 22, 28 et l'ensemble des 32 fonctions, et (d) la somme des fonctions 4, 8, 10, 16, 22, 28 et l'ensemble des 32 fonctions. La fonction uniforme est intéressante, car elle correspond à l'élément neutre des fonctions de Hadamard pour l'opération de multiplication. La diaphonie associée aux trois dernières situations, permet une comparaison directe avec celle obtenue expérimentalement (ch.III §C-2-2). On observe sur les différents graphiques un accroissement de la diaphonie lorsque le nombre de fonctions sommées augmente. Cependant le niveau du bruit par rapport au signal reste faible et ne dépasse pas 6%

pour la somme de 6 fonctions, alors qu'il atteint 60% dans l'expérience de stockage dans un matériau PSHB. Ainsi, dans le cadre des hypothèses définies au paragraphe précédent, les fluctuations de la transmission d'intensité du modulateur détériorent peu l'orthogonalité entre les codes de phases.

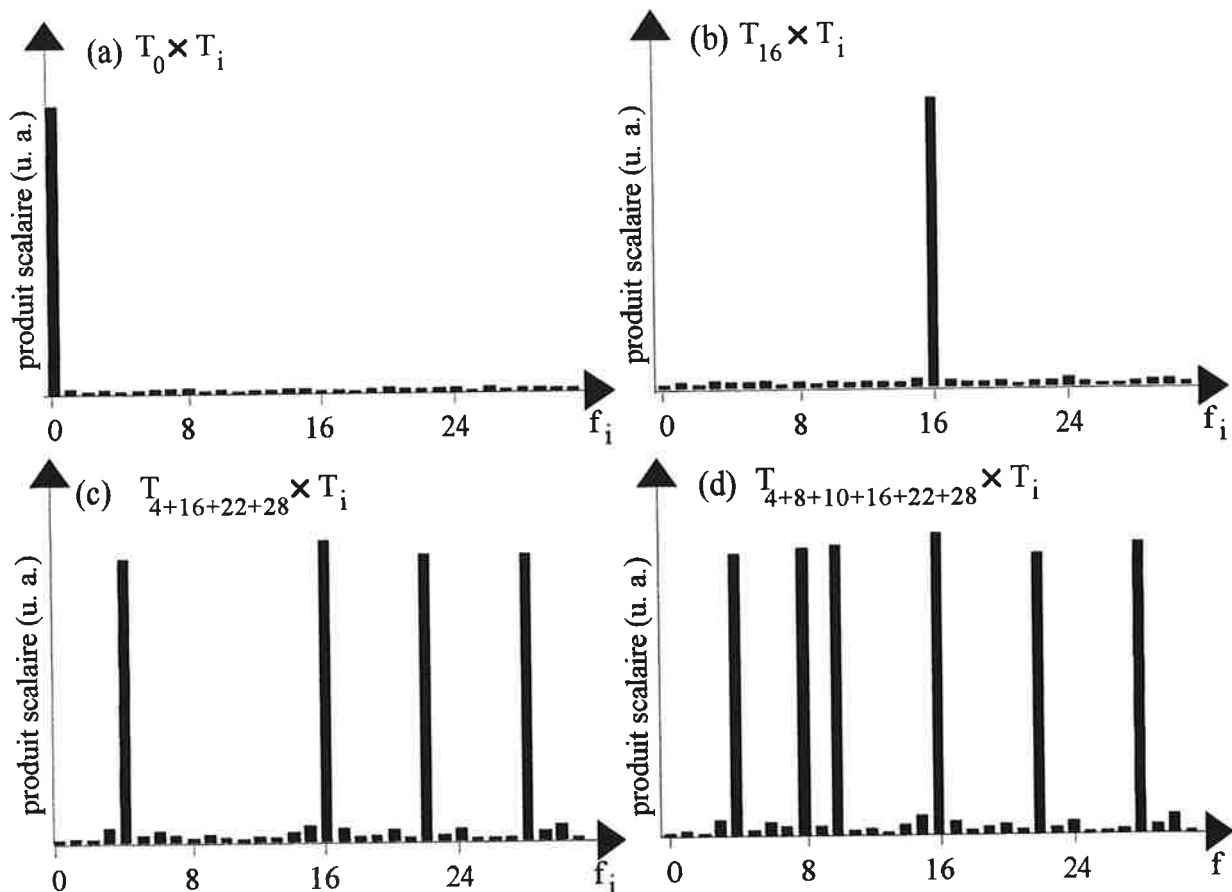


Figure V.17 Modules des produits scalaires (notés \times) entre: (a) la fonction uniforme et l'ensemble des 32 fonctions, (b) la fonction numéro 16 et l'ensemble des 32 fonctions, (c) la somme des fonctions 4, 16, 22, 28 et l'ensemble des 32 fonctions, et (d) la somme des fonctions 4, 8, 10, 16, 22, 28 et l'ensemble des 32 fonctions.

D-1-3 - Validité des hypothèses

On cherche à présent à analyser la validité des 3 hypothèses qui conditionnent l'étude précédente. Pour cette étude, le modulateur est placé en position d'imagerie avec un grandissement tel que l'image d'un de ses pixels est résolue par 18 pixels du

détecteur. La résolution élevée nous permet d'enregistrer seulement l'image de 28 des 64 pixels sur une acquisition.

L'hypothèse d'indépendance des pixels (H_1) est examinée à travers l'étude de l'évolution du couplage entre pixels voisins à mesure qu'on réduit la dimension des domaines de même polarité. Pratiquement, on applique aux 64 pixels du modulateur la même polarisation électrique (fonction uniforme), et on enregistre la distribution spatiale de transmission dans cette configuration. Ensuite, on soumet les pixels à un champ électrique dont le signe s'inverse périodiquement le long du modulateur (fonction créneau), et on enregistre à nouveau la distribution spatiale de la transmission. Afin de comparer la distribution spatiale de l'énergie transmise des différentes fonctions créneaux avec celle de l'énergie transmise de la fonction uniforme, on opère la soustraction de ces deux transmissions, normalisée à la valeur moyenne de l'énergie transmise de la fonction uniforme. Les résultats, en fonction du nombre de pixels composant la période de la fonction créneau, sont présentés sur la figure V.18. Deux situations peuvent être distinguées:

Lorsque la période de la fonction créneau est grande devant la largeur d'un pixel du modulateur (supérieure ou égale à 8 pixels), chaque région du SLM soumise à une polarisation électrique déterminée est peu sensible à la polarité électrique de signe opposé qui est appliquée aux régions adjacentes. Elle se trouve donc soumise à un champ identique à celui qui lui est appliqué par une fonction uniforme de même signe. De la comparaison des intensités transmises par une fonction uniforme et une fonction créneau on peut alors tirer une information sur la variation de la transmission par basculement de la polarité, en comparant les régions de polarités opposées, ainsi qu'une information sur la stabilité de la transmission au cours du temps, en comparant les régions de même polarité.

Lorsque l'on réduit la période de la fonction créneau (inférieure à 8 pixels), on ne peut plus considérer que chaque région soumise à une polarisation électrique déterminée est indépendante des régions adjacentes de polarités opposées. En étudiant la distribution spatiale de l'énergie transmise en fonction de la période des créneaux et

en la comparant à l'énergie transmise dans le cas d'une fonction uniforme, on obtient une information sur le couplage entre les régions de polarités opposées.

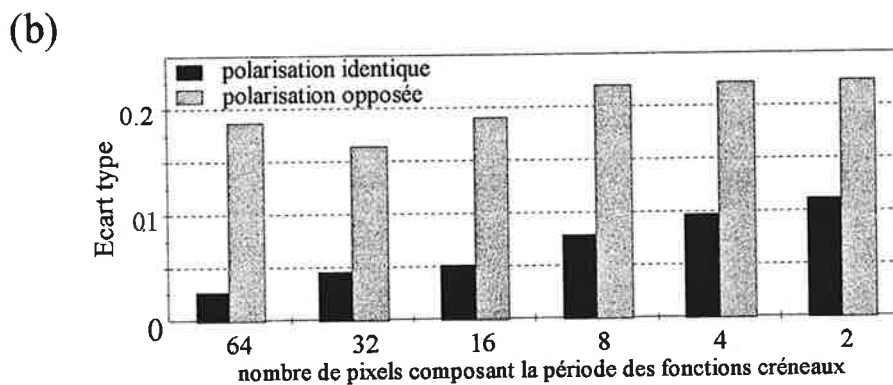
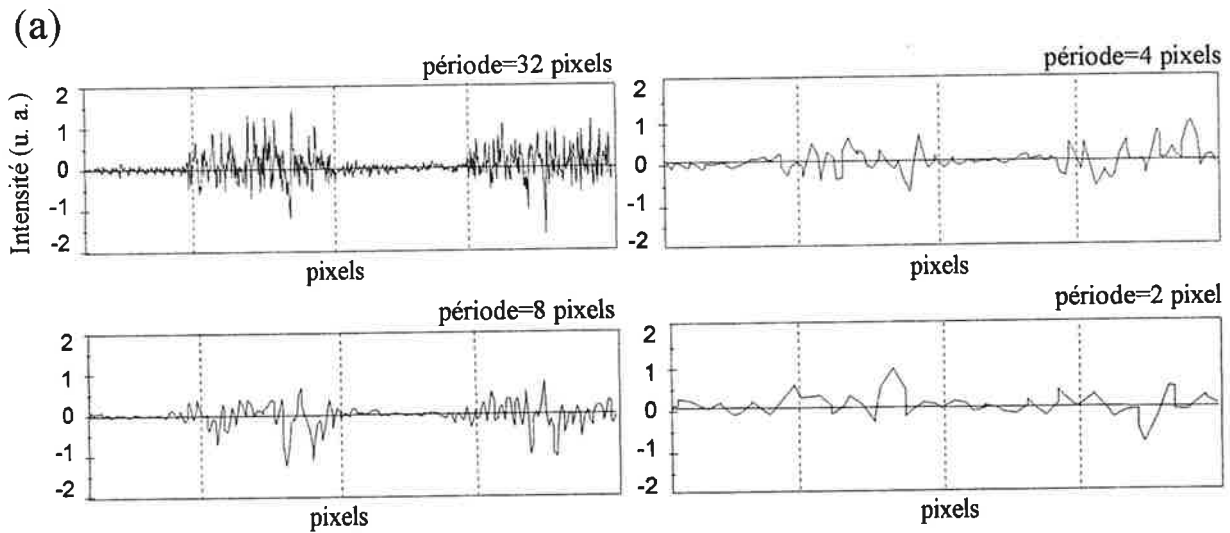


Figure V.18 (a) Soustraction des transmissions d'intensité de la fonction uniforme et de la fonction créneau, normalisée à la valeur moyenne de l'énergie transmise de la fonction uniforme, lorsque la période de cette dernière est successivement composée de 32, 8, 4, puis 2 pixels. On présente le résultat sur 2 périodes adjacentes pour chacune des soustractions (b) Ecart type de la soustraction des transmissions en fonction du nombre de pixels composant la période de la fonction créneau.

Dans l'expérience de stockage optique, les fonctions utilisées pour construire les 6 adresses d'enregistrement font intervenir des domaines d'au moins 4 pixels, et une partie des fonctions utilisées pour construire les 32 codes de lecture utilisent des domaines de 2 pixels (ch.III §C-2-2). Ainsi, nous sommes placés dans une situation où l'effet de couplage entre pixels adjacents de polarité opposée ne peut être négligé. L'hypothèse de pixels indépendants est donc erronée. Cependant, l'écart type des

fluctuations d'intensité liées au couplage augmente d'un facteur 3 lorsqu'on passe de la fonction uniforme à la fonction créneau de période 4 (domaines de 2 pixels), et la diaphonie liée aux fluctuations de l'énergie transmise de la fonction uniforme ne dépasse pas 6% lorsque 6 adresses sont occupées. Ainsi, même dans la situation la plus défavorable où le couplage des pixels augmente la diaphonie d'un facteur 3, on reste loin des 60% atteint dans l'expérience. De plus, si le couplage entre pixels avait un effet important sur l'orthogonalité des codes de phase, la diaphonie mesurée pour les fonctions de lecture 1, 5, 9, 13, 17, 21, 25, 29, composées de nombreux domaines de phase de 2 pixels, devrait être nettement plus élevée que pour celle associée aux autres fonctions (ch.III §B-2). Or la diaphonie observée sur les résultats de l'expérience ne semble pas sensible à cet effet.

L'hypothèse concernant l'uniformité de la phase sur la largeur d'un pixel, ainsi que le basculement de π lors d'un changement de polarité (H_2), est étudiée à l'aide d'enregistrements interférométriques de l'image du SLM sur le détecteur (fig. V.19). Sur un des deux bras de l'interféromètre de type Mach-Zender, le modulateur (entre polariseur et analyseur croisés) est disposé en position d'imagerie avec le détecteur. L'analyse de la variation de la phase nécessite une résolution de l'image plus élevée que dans les mesures précédentes, aussi le grandissement est choisi de façon qu'un pixel du SLM s'étende sur 18 pixels du détecteur. La résolution élevée nous permet d'enregistrer seulement l'image de 28 des 64 pixels sur une acquisition. Sur l'autre bras, le faisceau laser traverse une lame demi-onde qui effectue la même rotation de polarisation que le SLM, puis éclaire uniformément le détecteur. L'interféromètre est ajusté pour former une teinte plate d'interférences constructives sur le détecteur. Ainsi, à travers l'image du modulateur, on a accès à la distribution de phase de 0 ou π induite par la traversée des pixels. Les facteurs de phase 0 correspondront aux domaines d'interférence constructive, ceux de phase π aux domaines d'interférence destructrice.

La résolution élevée de l'image d'un pixel du modulateur nous permet d'utiliser une variable « x » continue pour décrire la dimension transverse d'enregistrement du

détecteur. La figure d'interférence correspondant au pixel numéro « n » peut s'écrire sous la forme:

$$I(x) = I_1(x) + I_2(x) + 2\sqrt{I_1(x)I_2(x)} \cos(\alpha_n(x) + \varepsilon) \quad (V-37)$$

où $\alpha_n(x)$ correspond à la phase du pixel numéro n du modulateur, et ε à l'erreur de phase dans l'ajustement de la différence de marche. Il est alors possible d'extraire le

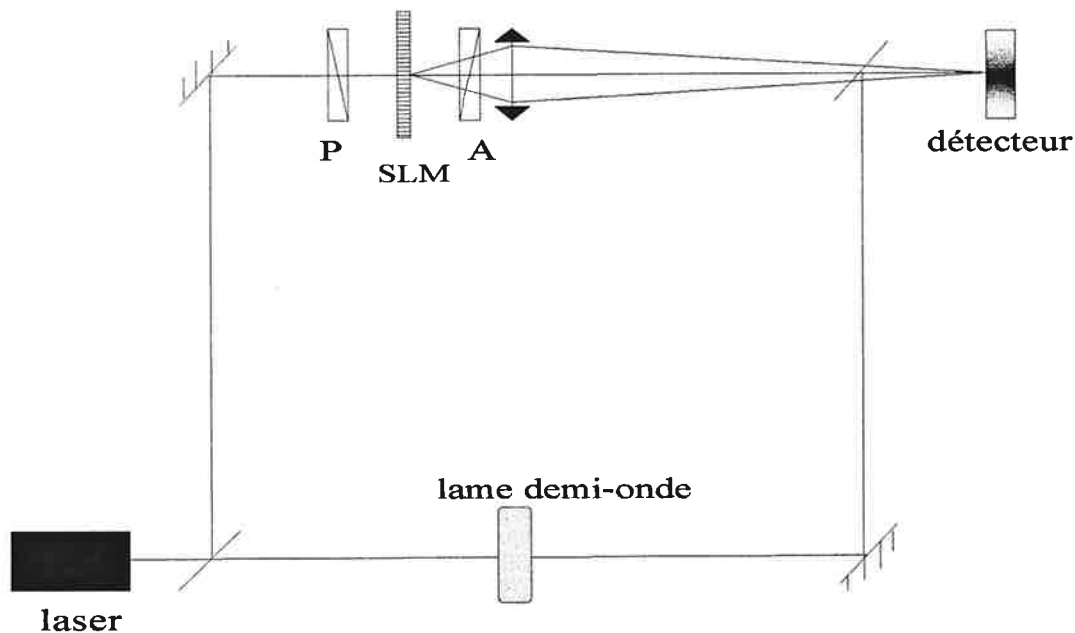


Figure V.19 Schéma du montage interférométrique de Mach-Zender. Le détecteur enregistre l'image de la transmission du SLM entre polariseur et analyseur croisés à travers une figure d'interférence.

terme de phase $\cos(\alpha_n(x)+\varepsilon)$ en normalisant numériquement avec les fonds. Cette distribution doit varier entre $\cos(\varepsilon) \approx 1$ et $\cos(\varepsilon+\pi) \approx -1$. On enregistre la distribution de la phase de 28 pixels de la fonction uniforme dans les deux états de basculement, puis la distribution de la phase de 28 pixels de la fonction créneau de période 2 pixels dans les deux états de la configuration de modulation de phase. Les résultats expérimentaux sont présentés sur la figure V.20 (a) et (b). Ils confirment que la phase est uniforme sur la largeur de chacun des pixels, et que chaque changement de polarité provoque un basculement de la phase de π . La forme légèrement arrondie de l'ensemble de la distribution de phase provient sans doute d'une non uniformité de phase de la teinte

plate. La haute résolution des enregistrements nous permet aussi de vérifier que le basculement de phase a bien lieu au centre de la zone interpixel. Cette dernière est définie par le domaine sur lequel la valeur du module de la transmission chute fortement. Pour déterminer le module de la transmission, on place un obturateur dans le bras de référence de l'interféromètre, et on mesure la distribution d'intensité sur la barrette de photodétecteurs. Les résultats pour les fonctions uniforme et créneau précédentes sont présentés sur la figure V.20 (c) et (d). L'analyse de la distribution du module de la transmission fait apparaître que la zone interpixel est plus large que la dimension séparant les électrodes (qui représente 10% de la largeur d'une électrode (ch.III §C-1-4)). Cette observation remet en cause l'hypothèse de pixels accolés les uns aux autres, et fait apparaître l'importance de la zone interpixel.

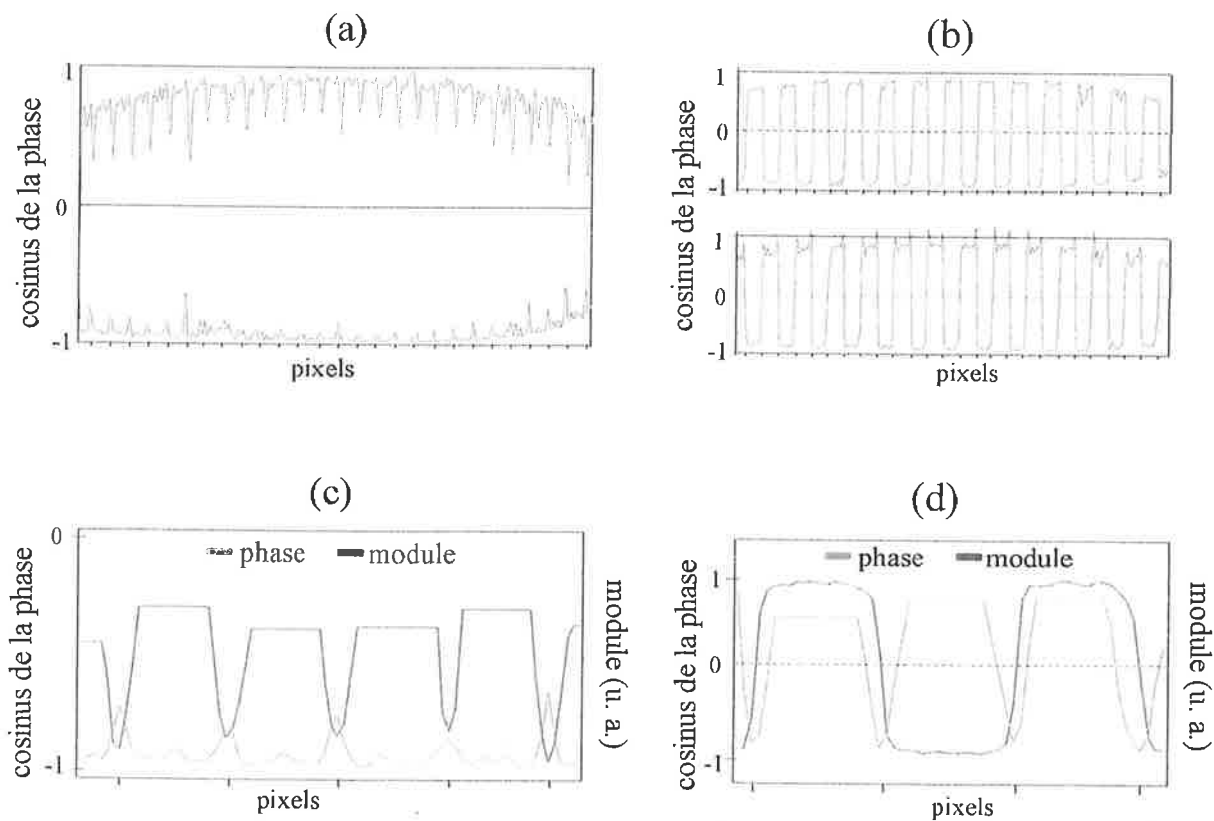


Figure V.20 (a) Cosinus de la phase de la transmission des pixels pour la fonction uniforme dans chacun des états de la configuration de modulation de phase. (b) Idem pour la fonction créneau de période 2 pixels. (c) Agrandissement d'une partie de la figure (a) auquel on superpose le module de la transmission des pixels. (d) Agrandissement d'une partie de la figure (b) auquel on superpose le module de la transmission des pixels.

D-2 - Deuxième approche: haute résolution spatiale

D-2-1 - Mesure du module et de la phase de la transmission des régions interpixel

Le module et la phase de la transmission des régions interpixel sont déduits des enregistrements réalisés avec le montage interférométrique décrit au paragraphe précédent (§D-1-3). La zone interpixel peut se présenter dans deux configurations distinctes suivant qu'elle est placée entre des pixels de polarités identiques ou opposées. Nous déterminons les caractéristiques de transmission dans ces deux situations en appliquant au modulateur des distributions de polarisation en forme de

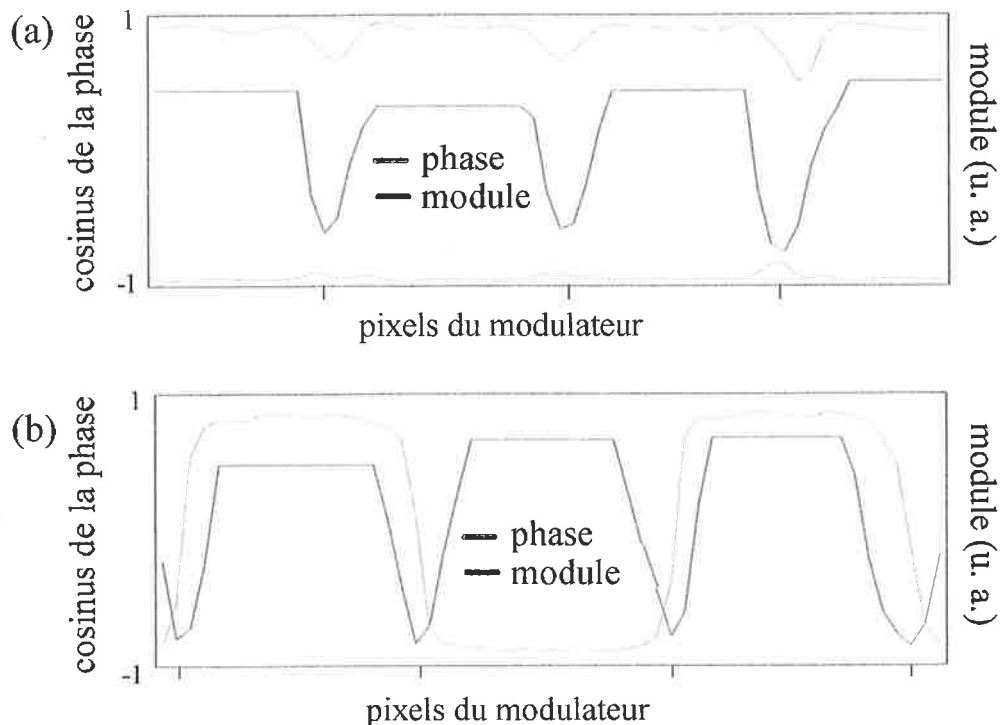


Figure V.21 (a) Module et phase de la transmission des pixels pour la fonction uniforme en configuration de modulation de phase. (b) Idem pour la fonction créneau de période 2 pixels.

rectangle (fonction uniforme) ou de créneau de période deux pixels. Le grandissement élevé de l'image du modulateur permet d'obtenir une bonne résolution des régions interpixel. Les résultats sont présentés sur la figure V.21 pour les deux états de la

configuration de modulation de phase. On observe que le module est plus élevé pour deux pixels de même polarisation que pour deux pixels de polarisation opposée, que la phase des régions interpixel varie peu entre deux pixels de phase identique, et qu'elle bascule linéairement entre deux pixels de phase opposée. Il apparaît aussi que le basculement de π s'effectue sur un domaine un peu plus étroit que celui sur lequel le module varie.

A l'aide de ces résultats expérimentaux, il est possible de modéliser la transmission de la région interpixel.

Pour la transmission entre deux pixels de même polarisation (fonction uniforme), on néglige la variation de phase et on modélise la variation du module par une fonction triangle de largeur à la base $e=16\ \mu\text{m}$. Le schéma correspondant est donné sur la figure V.22.

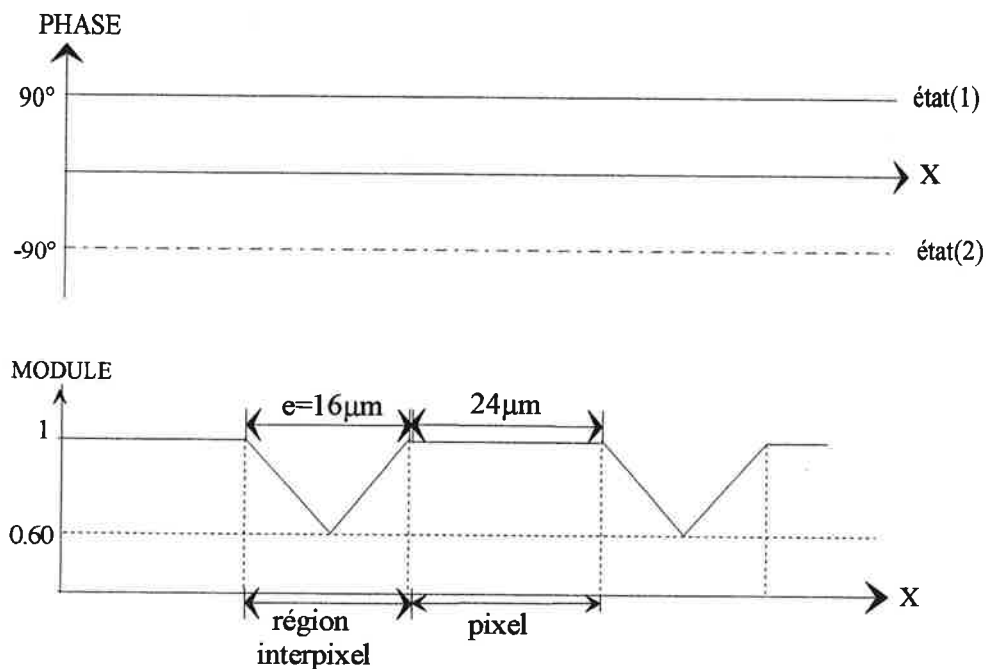


Figure V.22 Modélisation de la transmission de la zone interpixel pour des pixels de même polarité.

Pour la transmission entre deux pixels de polarisation opposée (fonction créneau), on modélise le basculement de la phase entre $-\pi/2$ et $\pi/2$ par une fonction linéaire évoluant sur un domaine de dimension $d=12\ \mu\text{m}$, et la variation du module par une

fonction triangle de largeur à la base $e=16\ \mu\text{m}$. La largeur de la base de la fonction triangle est supérieure au domaine couvert par le basculement linéaire de la phase. Le schéma correspondant est donné sur la figure V.23.

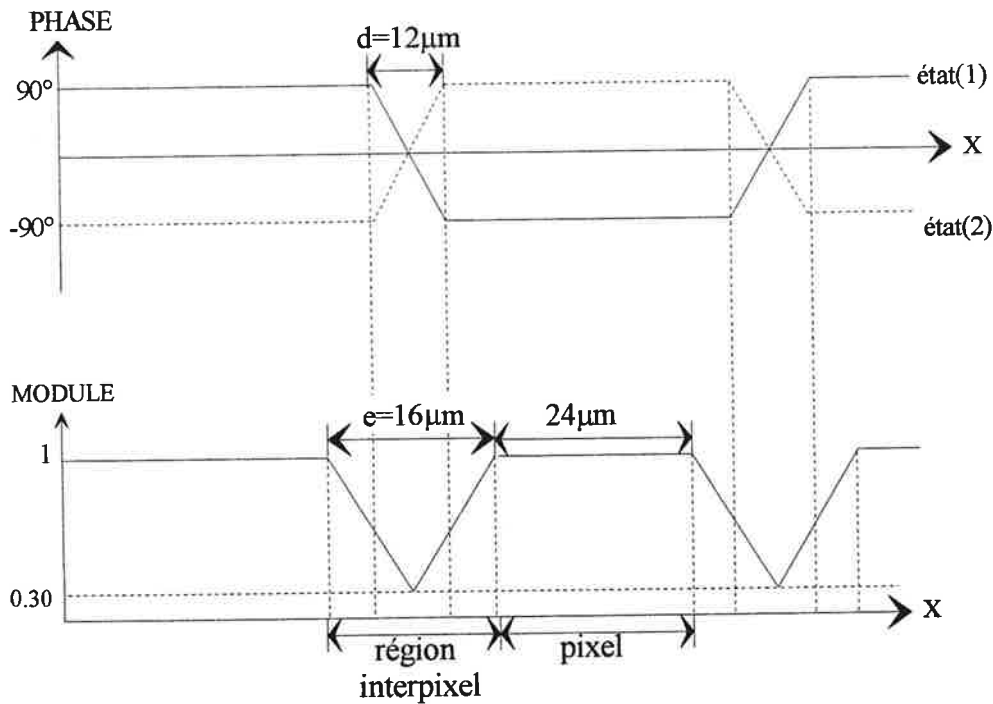


Figure V.23 Modélisation de la transmission de la zone interpixel entre des pixels de polarités opposées.

D-2-2 - Validation du modèle par comparaison avec la transformée optique

Le modèle de la transmission réalisé au paragraphe précédent (§D-2-1) est construit à partir des variations d'intensité de deux types d'enregistrements indépendants caractérisant respectivement le module (imagerie) et la phase (imagerie à travers une figure d'interférence). Il existe un troisième type d'enregistrement qui permet d'obtenir de l'information à la fois sur le module et sur la phase de la transmission [7]. Lorsqu'on éclaire un objet à l'aide d'un faisceau parallèle cohérent, la répartition spatiale d'intensité dans le plan focal d'une lentille correspond au module carré de la transformée de Fourier de la transmission de l'objet éclairé (cette relation est établie avec les hypothèses de l'optique paraxiale).

En calculant la TF d'une transmission semblable au modèle élaboré précédemment, mais paramétrée par les largeurs « d » et « e », on obtient une expression dont le module carré correspond à la quantité mesurée (fig. V.24). Pour des raisons de simplification du calcul littéral, le basculement de la phase est pris entre $\pi/2$ et $-\pi/2$, cette translation de $\pi/2$ est sans effet puisqu'on regarde des intensités.

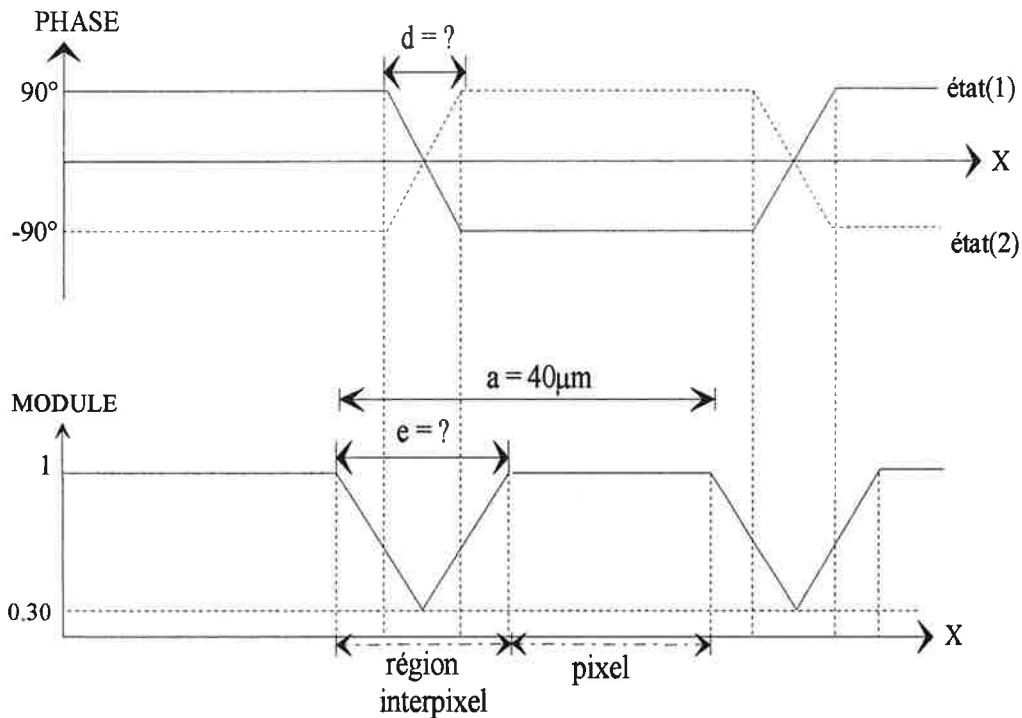


Figure V.24 Modélisation de la transmission pour des pixels de polarités opposées, où les paramètres « d » et « e » sont déterminés par une mesure de la transformée de Fourier optique.

La transmission $T(x)$ de la fonction créneau est une fonction périodique de période $2a=80 \mu\text{m}$. On peut donc la décomposer en une série de Fourier dont les modules des coefficients sont:

$$C_n = \frac{1}{2a} \left\| \int_{-a}^a dx T(x) e^{i\frac{\pi}{a}nx} \right\| \quad (V-38)$$

Le calcul de la transformée de Fourier de $T(x)$ se simplifie à l'aide d'opérations de parité et de translation d'origine. Si le module de la transmission était constant, les

harmoniques paires seraient nulles. Selon la parité de n on obtient:

$$C_{2n} = \frac{4}{2a} \left| \int_0^{d/2} dx \|T(x)\| \cos(\alpha(x)) \cos\left(\frac{\pi}{a} 2nx\right) \right| \quad (V-39)$$

$$C_{2n+1} = \frac{4}{2a} \left| \int_0^{a/2} dx \|T(x)\| \sin(\alpha(x)) \sin\left(\frac{\pi}{a} (2n+1)x\right) \right|$$

où $\alpha(x)$ décrit la phase de la transmission du modulateur le long de la barrette.

A l'ordre 1 on obtient:

$$\frac{C_2}{C_1} = \left| \frac{d}{a} (0,3 - (1 - 0,3) \frac{d}{e}) \right| \quad (V-40)$$

L'enregistrement de la transformée de Fourier optique de la fonction créneau en modulation de phase (détecteur dans le plan focal) donne un rapport $|C_2/C_1| = 0,12$ entre les deux premiers harmoniques.

Il faut donc résoudre:

$$\frac{d}{a} (0,3 - (1 - 0,3) \frac{d}{e}) = \pm 0,12 \quad (V-41)$$

$$\text{soit } \frac{d}{a} (0,3 - (1 - 0,3) \frac{d}{a} \frac{a}{e}) = \pm 0,12 \quad (V-42)$$

Cette équation ne permet pas de déterminer à la fois les paramètres «e» et «d». On fixe «e» à la valeur précédemment mesurée de 16 μm . Compte tenu de ce que «a» vaut 40 μm , on obtient $d=14\mu\text{m}$. Cette solution est en accord avec la valeur de 12 μm déterminée sur l'enregistrement interférométrique.

D-2-3 - Diaphonie induite par la région interpixel

Dans le paragraphe D-2-1 nous avons défini une table de transmission des zones interpixel. Pour compléter la description du modulateur nous supposons que dans les

régions formant les pixels proprement dits, le module et la phase sont constants et respectivement égaux à 1 et $\pm\pi/2$ (selon la polarité). Cette hypothèse signifie que seules les régions interpixel seront responsables de la détérioration de l'orthogonalité. On illustre cette construction en présentant un morceau de la fonction uniforme et de la fonction créneau qui sont périodiques (de période égale à 2 pixels + 2 régions interpixel) (fig. V.25).

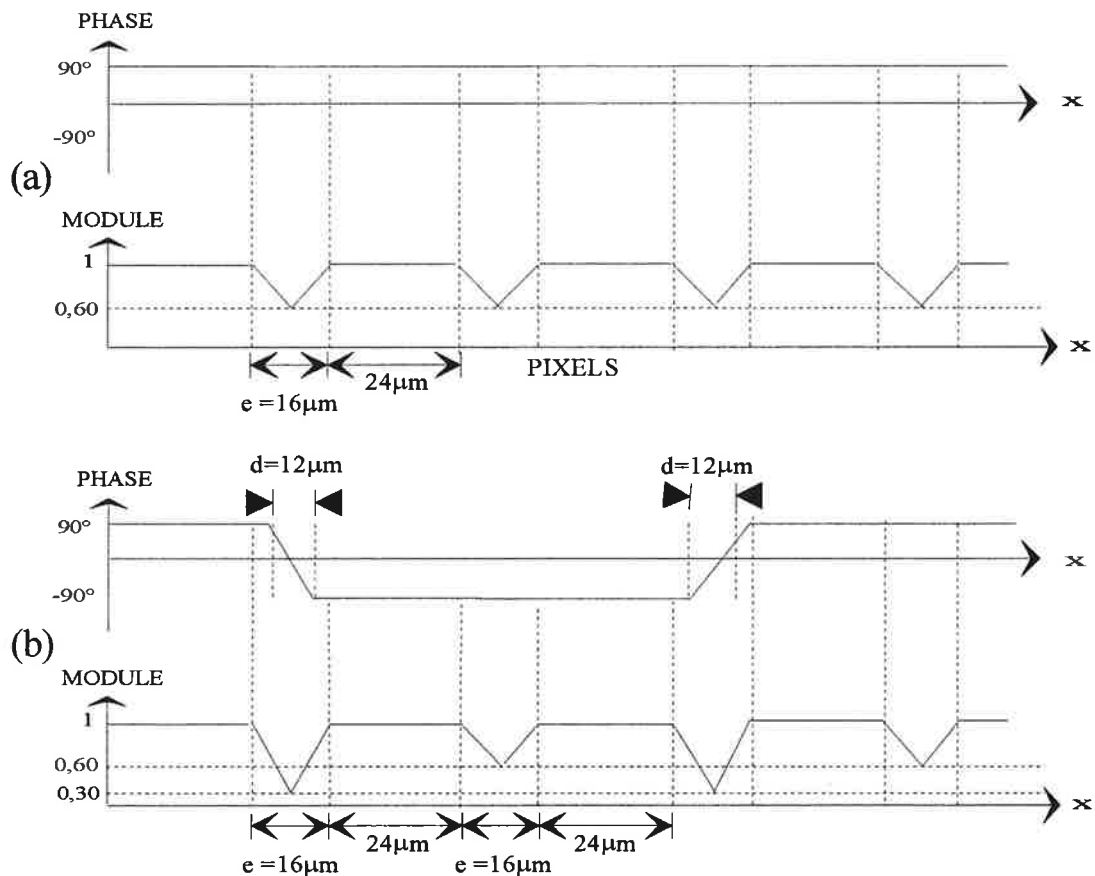


Figure V.25 (a) Modélisation (a) d'une partie la fonction uniforme, (b) d'une partie de la fonction créneau.

La distribution spatiale de la transmission du champ lumineux le long du modulateur, $T^{(i)}(x)$, peut alors être simulée pour chacun des 32 codes de Hadamard. Le produit scalaire des fonctions $T^{(i)}(x)$ est calculé suivant le même principe que dans le paragraphe D-1-2. On remarque que les régions interpixel n'induiraient pas de diaphonie si le module de la transmission y était nul. Cette situation n'aurait alors pour

seul défaut qu'une perte supplémentaire de l'intensité transmise par l'ensemble du modulateur.

Les modules des produits scalaires entre: (a) la fonction uniforme et l'ensemble des 32 fonctions, (b) la fonction numéro 16 et l'ensemble des 32 fonctions, (c) la somme des fonctions 4, 16, 22, 28 et l'ensemble des 32 fonctions, et (d) la somme des fonctions 4, 8, 10, 16, 22, 28 et l'ensemble des 32 fonctions, sont présentés sur la figure V.26.

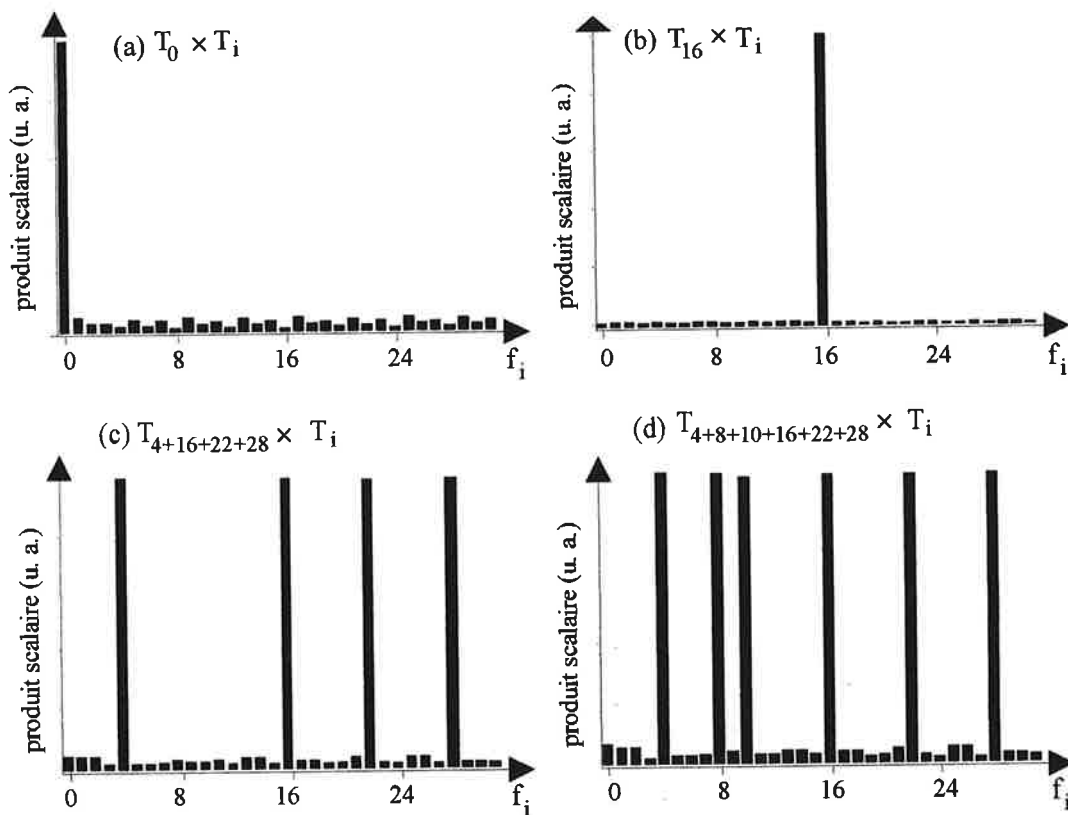


Figure V.26 Modules des produits scalaires (notés \times) entre: (a) la fonction uniforme et l'ensemble des 32 fonctions, (b) la fonction numéro 16 et l'ensemble des 32 fonctions, (c) la somme des fonctions 4, 16, 22, 28 et l'ensemble des 32 fonctions, et (d) la somme des fonctions 4, 8, 10, 16, 22, 28 et l'ensemble des 32 fonctions.

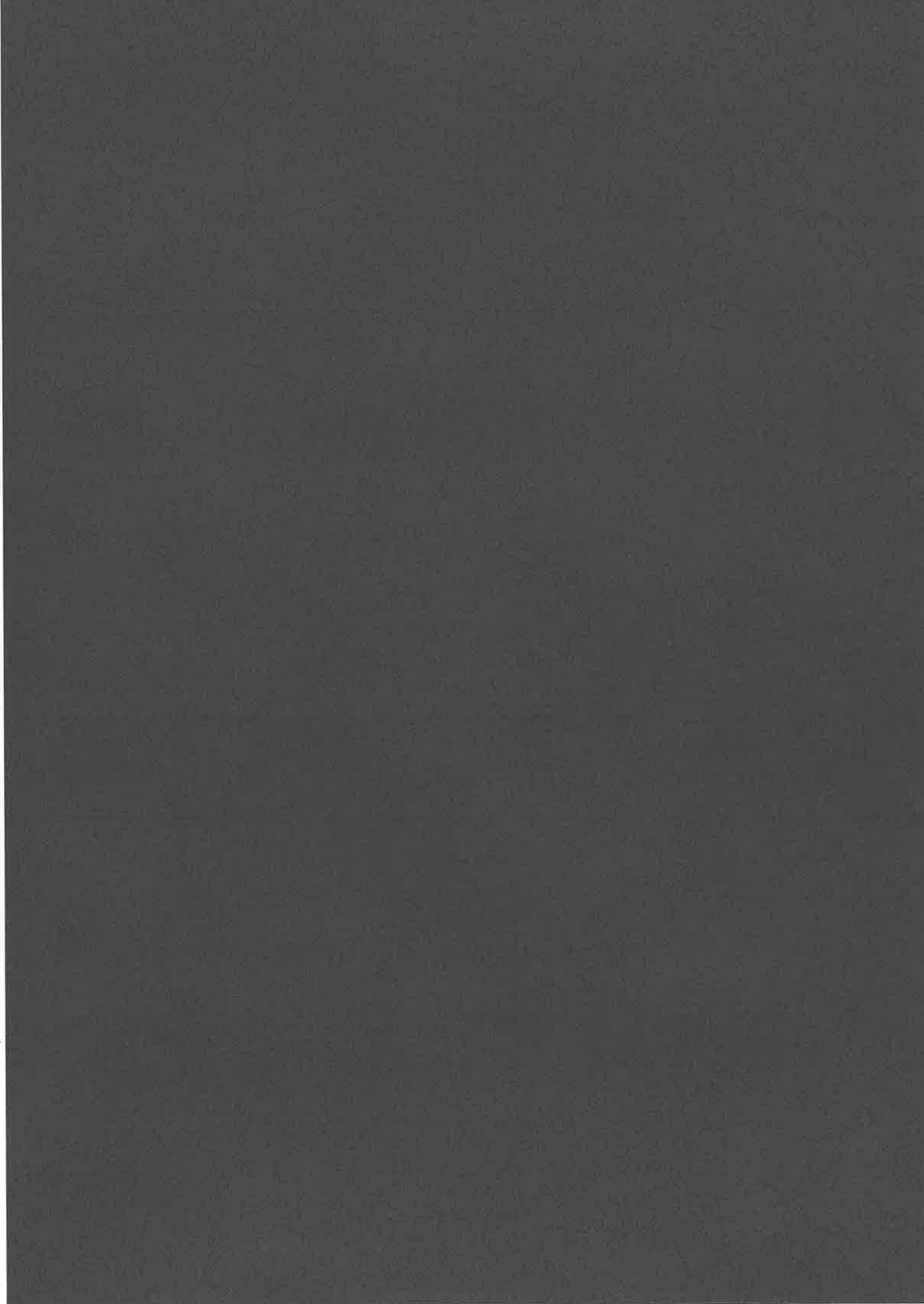
On observe que le niveau du bruit par rapport au signal reste faible, et ne dépasse pas 8% pour la somme $f_4+f_8+f_{10}+f_{16}+f_{22}+f_{28}$. La diaphonie induite par les zones interpixel est donc très inférieure à celle observée dans l'expérience de stockage dans un matériau PSHB (ch.III §C-2-2).

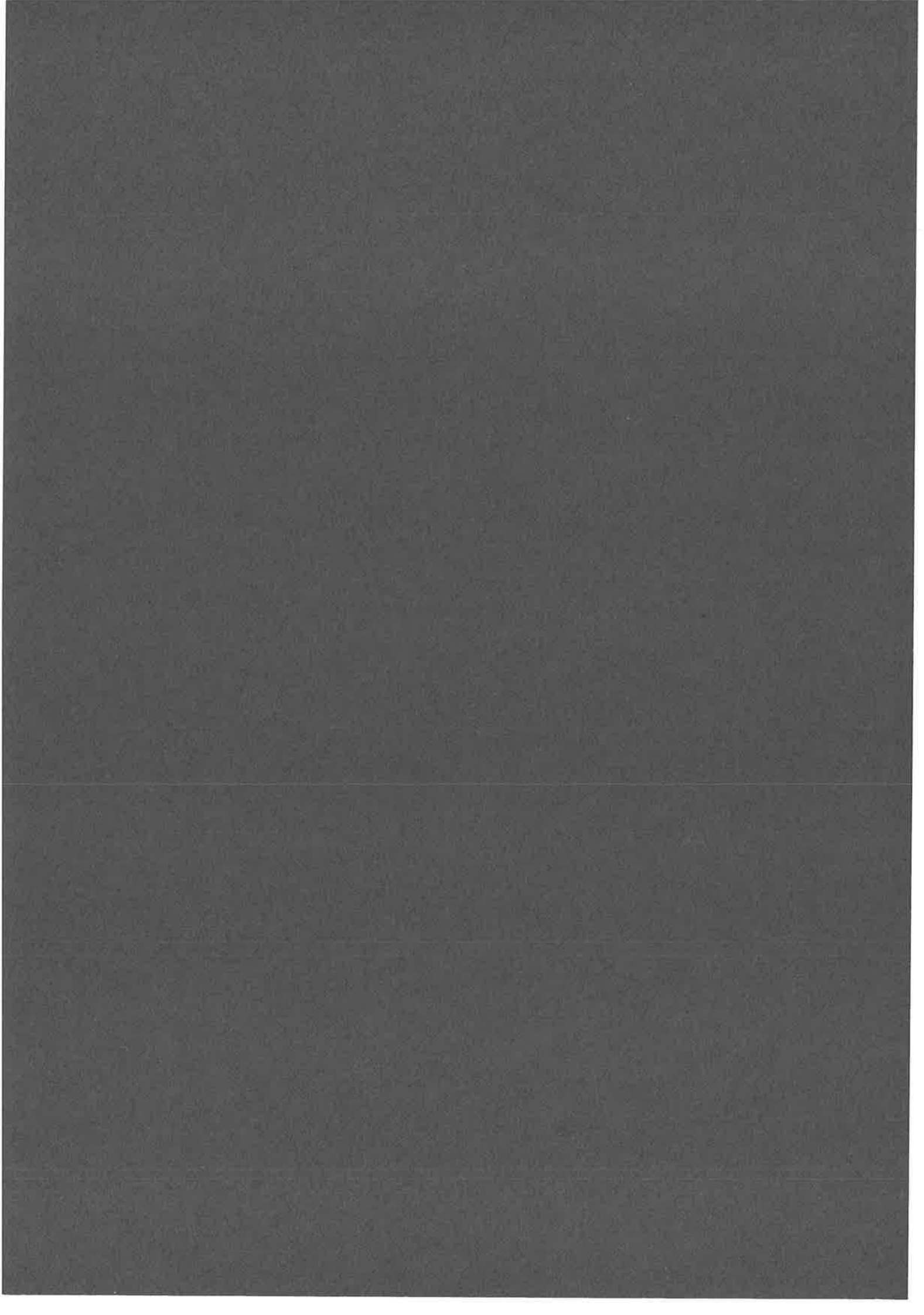
E - CONCLUSION

A l'aide de mesures de la transmission d'intensité du modulateur, nous avons déterminé l'angle des chevrons pour les modulateurs vieilli et rajeuni, ainsi que l'épaisseur optique du cristal liquide. Cette dernière diffère d'une lame demi-onde. La différence est plus marquée pour le modulateur vieilli. Cependant, lorsque le SLM est utilisé en configuration de modulation de phase, l'épaisseur optique n'a d'effet que sur la perte de l'intensité transmise. Nous avons ensuite calculé la diaphonie induite par le modulateur vieilli entre les 32 codes de phase de l'expérience de stockage optique. Un premier modèle simple montre que la variation de la transmission d'intensité le long du modulateur ne dégrade que faiblement l'orthogonalité entre les fonctions. Une seconde étude prenant en compte la contribution des zones interpixel aboutit à la même conclusion. Le modulateur ne semble donc pas responsable de la diaphonie élevée observée dans l'expérience.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] " Spatial light modulator technology, material, device, and applications ", éd. par Uzi Efron, Marcel Dekker, New York 1995.
- [2] L. Le Bourhis, " Structures et propriétés de quelques cristaux liquides et ferroélectriques et antiferroélectriques: Exemples d'applications ", Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 1995.
- [3] N.A. Clark, et S.T. Largewall, " Submicrosecond bistable electro-optic switching in liquid crystals ", Appl. Phys. Lett., vol.36 p.899, 1980.
- [4] " The Physics of Liquid Crystals ", P.G. De Gennes, Oxford, Clarendon, 1974.
- [5] Clark, N.A., et T.P. Rieker, " Smectic-C chevron, a planar liquid crystal defect: Implications for the surface-stabilized ferroelectric liquid-crystal geometry ", Phys. Rev. A, vol.37 p.1053, 1988.
- [6] L. Dupont, M. Glogarova, J.P. Marcerou, H.T Nguyen, C. Destrade, and L. Lejcek, " Linear electroclinic in ferroelectric liquid crystals ", J. of Phys. II, vol.1 p.831, 1991.
- [7] B. Löfving, " Measurement of the spatial phase modulation of a ferroelectric liquid-crystal modulator ", Appl. Opt., vol.35 p.3097, 1996.





CHAPITRE VI

CONCLUSION

Nous avons réalisé la première expérience d'adressage par codage de phase dans une mémoire spectro-temporelle. Les résultats sont affectés par une diaphonie élevée. Le dispositif de mise en forme, la détection par corrélation, la source laser, et le matériau peuvent être à l'origine de la diaphonie. Nous avons étudié la contribution du système de mise en forme (dispositif à deux réseaux associé au modulateur spatial) à la diaphonie. Celle-ci semble peu importante. Pour estimer la contribution de la détection à la diaphonie, il reste à réaliser une détection par corrélation des 32 codes de phase spectraux de Hadamard lorsque le façonneur est convenablement réglé. L'étude des fluctuations spectrales de la source laser n'est pas présentée dans ce mémoire. Cependant, l'acquisition récente d'un spectromètre, capable d'enregistrer le spectre des impulsions en temps réel, nous a permis de montrer que leur contribution à la diaphonie est minime. Il reste à déterminer le rôle joué par le matériau sélectif en fréquence. Ce travail est au centre du mémoire de M. Tian qui présente une étude du phénomène de « hole burning » spectral permanent dans l'octaéthylporphyrine en matrice polystyrène, en vue de l'utilisation comme support à un hologramme temporel. La réalisation d'un modèle du brûlage par tautomérisation devrait permettre d'estimer la contribution du matériau à la diaphonie, et de déterminer le point de fonctionnement optimal pour les expériences d'adressage par codage de phase.

La réalisation d'une mémoire haute densité par multiplexage des données par codage de phase apparaît encore incertaine dans notre expérience. Cependant, dans le cadre de l'enregistrement de pages de données haute densité dans les trois dimensions

spatiales de l'échantillon, cette technique reste intéressante puisque la dimension spectro-temporelle des codes de phase s'ajoute aux dimensions spatiales.

A plus long terme, la détection d'images bidimensionnelles devrait être réalisée par une technique de corrélation où les directions d'incidence sur le détecteur (bidimensionnel) des impulsions « porte » et « signal » sont confondues. Pour extraire le contraste des interférences en chaque pixel du détecteur, on envisage d'enregistrer plusieurs figures d'interférence pour explorer une frange. La restitution des images à la cadence vidéo requiert alors une source de quelques THz de large possédant un taux de répétition élevée. L'utilisation de diodes superluminescentes serait une solution commode, mais actuellement de telles sources n'existent pas à la fréquence à laquelle nous travaillons. Cependant, la corrélation de champ en lumière incohérente a été mise à profit dans des applications médicales depuis le début des années 90, ce qui pourrait motiver la réalisation de nouvelles sources large bande.

La technique de codage que nous avons développée s'appuie sur la possibilité d'enregistrer un profil spectral complexe (phase et amplitude) dans la bande d'absorption inhomogène. De façon générale, le façonnage spectral cohérent est lié à l'aspect processeur optique ultra-rapide des matériaux PSHB. Appliqué aux matériaux en matrice cristalline dont le domaine spectral est compris entre 1 GHz et 100 GHz, il devrait permettre de dépasser la bande passante spectrale instantanée de quelques GHz que peut traiter l'électronique, tout en utilisant cette dernière pour enregistrer séquentiellement un profil spectral. La phase relative des deux champs mis en jeu pour la gravure d'un hologramme est fixée par la géométrie du montage. Elle ne change pas quand on fait varier la fréquence de la source, quelle que soit la stabilité de cette dernière. Il est donc possible de réaliser séquentiellement un enregistrement cohérent sur toute la largeur du profil. On peut ainsi imprimer morceau par morceau un hologramme cohérent dans la bande inhomogène du matériau. Le temps nécessaire à la gravure de l'ensemble de la forme spectrale n'est limité que par la durée de la mémoire de l'échantillon. Un tel enregistrement permet alors d'effectuer instantanément des opérations mathématiques comme la convolution, la corrélation

(reconnaissance de forme), ou le renversement du temps, sur des impulsions incidentes dont le spectre s'étend sur plusieurs dizaines de GHz.

Le principal handicap des matériaux sélectifs en fréquence réside dans la nécessité de travailler à très basse température. Aussi avons-nous envisagé d'appliquer la technique du codage de phase spectral aux matériaux photoréfractifs qui opèrent à la température ambiante. Les cristaux photoréfractifs permettent d'enregistrer la figure d'interférence entre deux faisceaux d'écriture cohérents sous la forme d'un réseau d'indice de réfraction. L'enregistrement du profil temporel d'une impulsion est réalisé en configuration de contre-propagation. Ces matériaux sont bien adaptés au façonnage spectral sur un domaine de l'ordre du térahertz, puisqu'un échantillon d'un millimètre d'épaisseur présente une résolution spectrale d'environ 10 GHz. Ils apparaissent donc en concurrents directs des matériaux PSHB amorphes. Pour tester la faisabilité de la technique du codage de phase spectral dans ces matériaux, nous avons expérimenté la réalisation d'un routeur spatial ultra-rapide. Ce dernier a pour objectif d'aiguiller en temps réel, selon des directions précises, un flux de données à haut débit codées par leur profil temporel. Les deux dimensions spatiales transverses du matériau sont utilisées pour sélectionner les fréquences spatiales. En d'autres termes, on peut définir cet aiguilleur comme une mémoire de fréquences spatiales adressées par codage de phase spectral. Lors de notre expérience, le signal obtenu n'était pas suffisamment intense pour pouvoir être détecté par corrélation. Nous avons cependant validé le principe du routage en démontrant l'aiguillage d'impulsions spectralement codées en amplitude selon deux directions différentes.

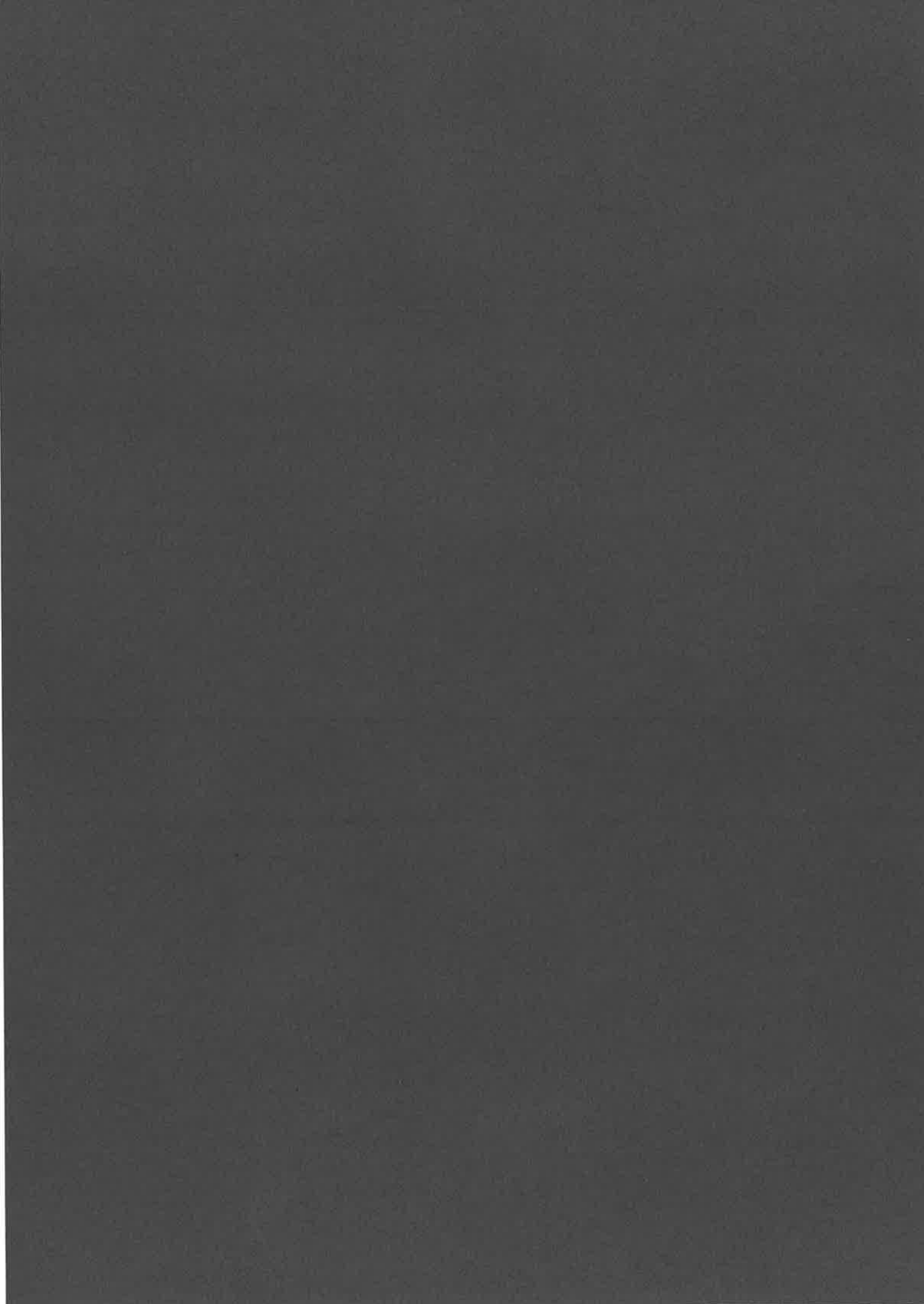
Ce résultat nous a amené à comparer l'efficacité de diffraction des hologrammes spectraux gravés dans un matériau sélectif en fréquence et dans un matériau photoréfractif. L'efficacité de diffraction η peut être caractérisée par le rapport des amplitudes spectrales du champ signal et du champ de lecture: $\eta = \|E_S(\nu)\|/\|E_L(\nu)\|$. Dans les matériaux PSHB, on note η_{PSHB} la valeur maximale de η pour une gravure spectrale monochromatique. Si l'on grave un hologramme spectral de largeur Δ qui s'étale sur la bande inhomogène, la valeur maximale de la diffraction du hologramme

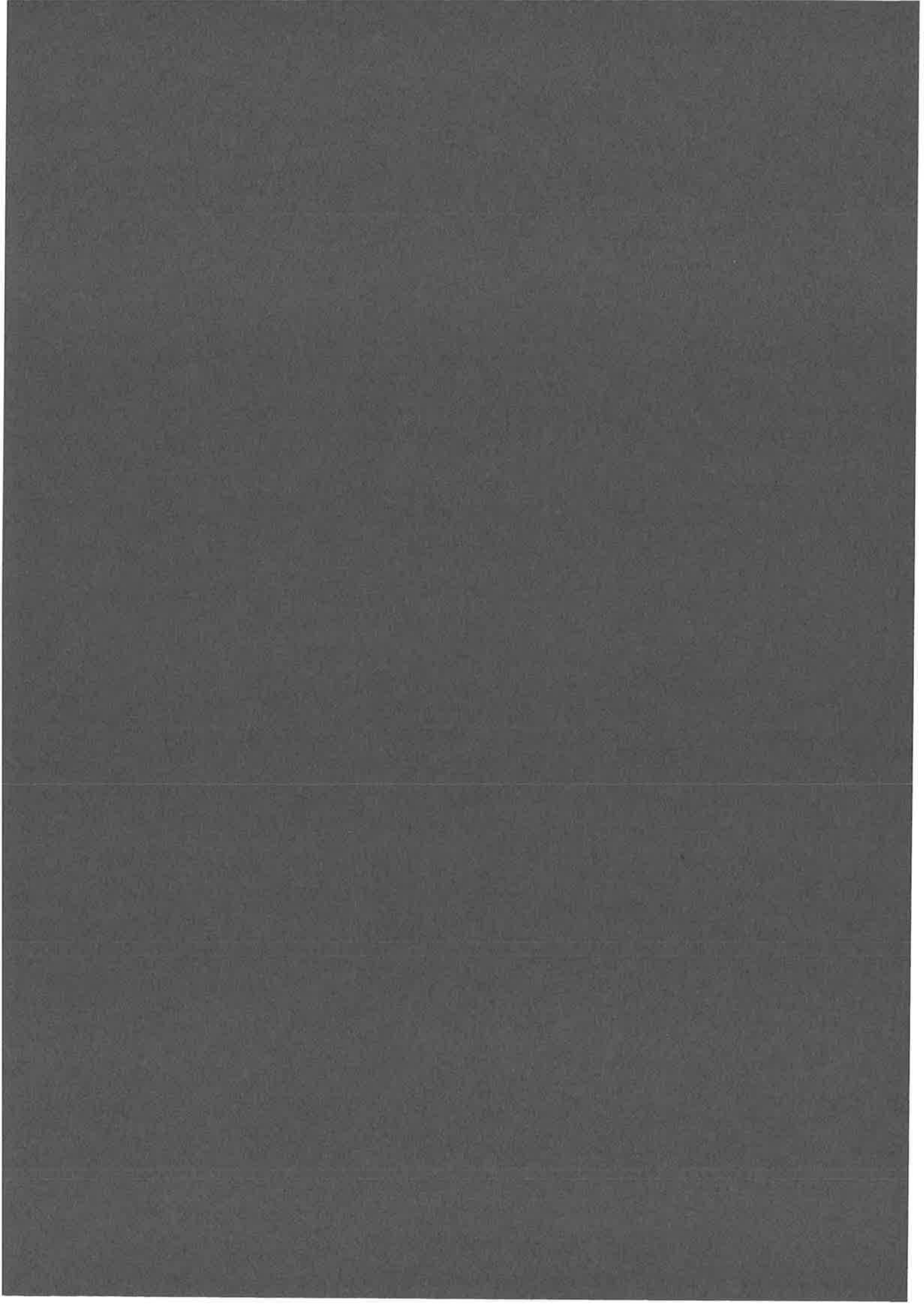
reste égale à η_{PSHB} puisque chacune des composantes spectrales du hologramme utilise des centres actifs différents. Par contre, lorsqu'on multiplexe en un même point de l'échantillon M hologrammes couvrant un même domaine spectral, l'efficacité de diffraction de chaque hologramme se réduit à η_{PSHB}/M puisque chacun d'entre eux utilise le même réservoir de centres actifs. Un facteur de réduction $M^{-1/2}$ moins important pourrait cependant être obtenu lorsque les différents hologrammes sont enregistrés avec des phases relatives aléatoires. Dans les matériaux photoréfractifs, on note η_{PR} la valeur maximale de η pour une gravure monochromatique. Lorsqu'on grave un profil temporel de largeur spectrale Δ sur une épaisseur L du matériau, ce dernier se comporte comme un filtre des composantes spectrales de largeur $c/2nL$, où n est l'indice de réfraction du milieu à la fréquence centrale de l'impulsion. Il en résulte que la variation maximale de l'indice de réfraction est partagée entre les $N=2nL\Delta/c$ composantes spectrales de la gravure, et l'efficacité maximale de diffraction du hologramme se réduit donc à η_{PR}/N . Si l'on multiplexe M profils temporels dans la même épaisseur de l'échantillon, cette dernière décroît encore pour atteindre la valeur $\eta_{\text{PR}}/(NM)$. Ce résultat pose le problème de l'utilisation des matériaux photoréfractifs pour des gravures spectro-temporelles large bande. Cependant, il faut prendre en compte que les valeurs η_{PSHB} et η_{PR} peuvent nettement différer. De fait, l'efficacité de diffraction d'un réseau enregistré dans un matériau photoréfractif peut atteindre 100%, alors que celle d'un réseau d'absorption gravé dans un matériau PSHB ne peut dépasser 35%.

Il existe aussi une différence majeure entre ces matériaux, concernant la saturation de la gravure. Dans les matériaux sélectifs en fréquence, le processus photophysique ou photochimique à l'origine de la gravure spectrale est irréversible, et chaque centre actif est attribué de façon définitive à chacune des données lors de son inscription. Lorsque la saturation est atteinte, il n'est plus possible d'enregistrer correctement une nouvelle donnée. Aussi, l'inscription d'un grand nombre de données nécessite-elle une étude soignée de l'énergie mise en jeu sur l'ensemble des données. Ce problème n'existe pas dans les matériaux photoréfractifs, où le processus de gravure est réversible. Le processus du partage des centres actifs entre les différentes données

requiert cependant d'utiliser des procédures particulières si l'on veut égaliser les efficacités de diffraction des différents hologrammes.

Une investigation expérimentale approfondie apparaît nécessaire pour décider entre ces deux classes de matériaux dans le cadre du façonnage spectral large bande dans le domaine térahertz.





ANNEXE I

RESEAUX CONJUGUES TELESCOPE IMPARFAITEMENT REGLE

Position du problème

On propose ici d'étudier le fonctionnement du dispositif de mise en forme spectrale lorsque les deux réseaux sont en position de conjugaison par rapport aux lentilles. La question qui se pose est la suivante: lorsque les deux réseaux sont conjugués par rapport aux lentilles, cela signifie que leur orientation relative est imposée par la relation de conjugaison. Par ailleurs, si on considère seulement les deux points conjugués sur l'axe optique du système, l'orientation relative des réseaux est aussi imposée par l'angle d'incidence des différentes composantes spectrales au point d'intersection avec l'axe optique sur le second réseau. Ces deux conditions sont elles compatibles? Sinon, quelle conséquence peut-on prévoir sur la dispersion de vitesse de groupe? Enfin, la position de la lentille est-elle critique?

Formalisme matriciel du « ray-tracing »

On utilise le formalisme qui lie entre eux la position du point d'impact d'un rayon lumineux et son inclinaison « α » sur l'axe optique en deux plans distincts perpendiculaires à l'axe. Dans ce formalisme, le vecteur (x, α) est transformé par une lentille mince suivant le produit matriciel:

$$\begin{pmatrix} x' \\ \alpha' \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \alpha \end{pmatrix} \quad (A1-1)$$

Par ailleurs, dans l'intervalle entre deux systèmes optiques, la propagation d'un rayon est décrite par la matrice de translation:

$$T = \begin{bmatrix} 1 & D \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (A1-2)$$

où D représente la distance entre les deux plans orthogonaux à l'axe optique dans lesquels sont mesurés les coordonnées x et x' .

Application au dispositif de mise en forme spectral

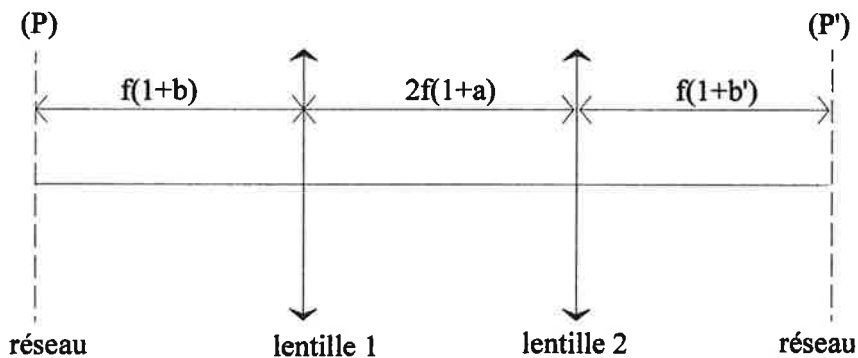


Figure A11. Illustration d'un dispositif imparfaitement réglé dans la configuration f - f - f .

En appliquant ces relations matricielles à notre dispositif on peut décrire le transport d'un rayon lumineux d'un plan (P) à un plan (P') dont les paramètres sont définis sur la figure A1.1.

$$\begin{pmatrix} x' \\ \alpha' \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} -1 + 2ab' & f(2abb' - (b + b')) \\ 2a/f & -1 + 2ab \end{bmatrix} \begin{pmatrix} x \\ \alpha \end{pmatrix} \quad (A1-3)$$

Considérons les points conjugués sur l'axe optique du système. Pour ces points on a:

$$\begin{cases} 0 = 2abb' - (b + b') \\ \alpha' = \alpha(-1 + 2ab) \end{cases} \quad (A1-4)$$

Soit θ_0 l'angle de diffraction du faisceau à la fréquence centrale ν_0 sur le premier

réseau (fig. A1.2). L'angle de diffraction associé au faisceau à la fréquence ν s'écrit:

$$\theta(\nu) = \theta_0 + \beta(\nu - \nu_0) \quad (A1-5)$$

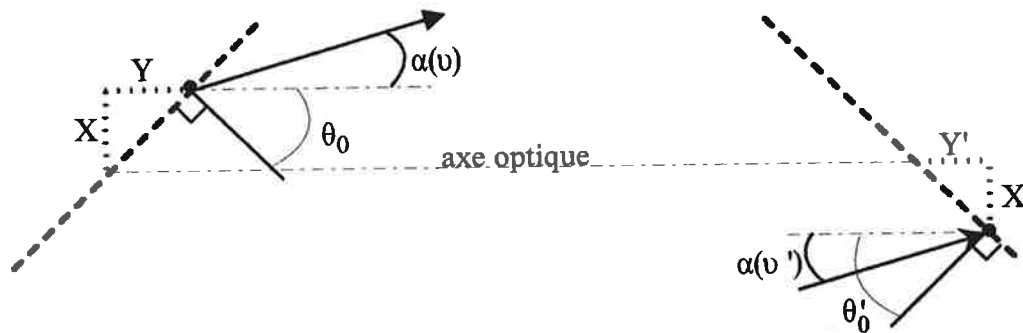


Figure A1.2 Illustration de la dispersion spatiale des composantes spectrales d'un point (X, Y) du premier réseau, ainsi que des incidences de ces mêmes composantes sur un point (X', Y') du second réseau, conjugué du premier à travers le télescope.

Le faisceau à la fréquence ν_0 se propage le long de l'axe optique. On peut donc identifier $\alpha(\nu)$ à $\beta(\nu - \nu_0)$. L'angle d'incidence sur le second réseau est θ_0' . On aura donc de même l'équivalence $-\alpha'(\nu) = \beta'(\nu - \nu_0)$. La condition requise pour que toutes les composantes spectrales soient réunies après diffraction sur le second réseau est donc:

$$\beta' = \beta(1 - 2ab) \quad (A1-6)$$

où les coefficients β et β' sont obtenus par différenciation de la loi des réseaux autour de ν_0 :

$$\beta = \frac{-c}{\nu_0^2 l \cos(\theta_0)} \quad \text{et} \quad \beta' = \frac{-c}{\nu_0^2 l \cos(\theta_0')} \quad (A1-7)$$

où l est le pas des réseaux. La relation entre les angles d'incidence sur les deux réseaux est donc:

$$\frac{\cos(\theta_0)}{\cos(\theta_0')} = 1 - 2ab \quad (A1-8)$$

On constate que $\theta_0 = \theta_0'$ si les deux lentilles sont séparées exactement par la distance $2f$, ou bien si la première lentille est à la distance f du point central sur le premier réseau.

Comme on l'a déjà noté, la conjugaison des surfaces des deux réseaux impose une autre relation qui définit leur orientation relative. Soient X et Y les coordonnées d'un point du premier réseau (Y est mesuré le long de l'axe optique à partir du point central du premier réseau), on doit alors remplacer $f(1+b)$ par $f(1+b-Y/f)$ et $f(1+b')$ par $f(1+b'+Y'/f)$ dans la matrice de transfert. On obtient:

$$2a \left(b - \frac{Y}{f} \right) \left(b' + \frac{Y'}{f} \right) = b + b' \frac{Y}{f} + \frac{Y'}{f} \quad (A1-9)$$

$$2a \left(\frac{bY'}{f} - \frac{b'Y}{f} - \frac{YY'}{f^2} \right) = -\frac{Y}{f} + \frac{Y'}{f}$$

$$\text{Soit } Y' = Y + 2a \left(bY' - b'Y - \frac{YY'}{f} \right) \quad (A1-10)$$

En remplaçant b' par $-b$ et Y' par Y (éq. A1-4) dans le deuxième membre, l'expression devient:

$$Y' \approx Y \left(1 + 2a \left(2b - \frac{Y}{f} \right) \right) \quad (A1-11)$$

Par ailleurs, en utilisant la matrice de transfert on obtient:

$$\begin{aligned} X' &= \left(-1 + 2a \left(b' + \frac{Y'}{f} \right) \right) X \\ X' &\approx \left(-1 - 2a \left(b - \frac{Y}{f} \right) \right) X \end{aligned} \quad (A1-12)$$

Donc:

$$\begin{aligned} \frac{X'}{Y'} &\approx -\frac{X}{Y} \left(\frac{-1 - 2a \left(b - \frac{Y}{f} \right)}{-1 - 2a \left(2b - \frac{Y}{f} \right)} \right) \\ \frac{X'}{Y'} &\approx -\frac{X}{Y} (1 - 2ab) \end{aligned} \quad (A1-13)$$

Or par ailleurs:

$$\frac{X}{Y} = \tan\left(\frac{\pi}{2} - \theta_0\right) \quad (A1-14)$$

$$\frac{X'}{Y'} = \tan\left(\frac{\pi}{2} - \theta_0''\right) \quad (A1-15)$$

Donc une nouvelle orientation θ_0'' du second réseau se trouve définie par:

$$\tan(\theta_0) = \tan(\theta_0'') (1 - 2ab) \quad (A1-16)$$

Les directions θ_0' et θ_0'' assignées au second réseau ne coïncident pas. Leur différence s'exprime comme:

$$\theta_0'' - \theta_0' = 2ab \frac{1}{\tan(\theta_0)} \left(1 + \frac{\tan^2(\theta_0)}{1 + \tan^2(\theta_0)} \right) \quad (A1-17)$$

ANNEXE II

TELESCOPE REGLE RESEAUX IMPARFAITEMENT CONJUGUES

On étudie le système de mise en forme (fig. A2.1) dans l'hypothèse où les faisceaux d'entrée et de sortie sont collimatés. Cette hypothèse implique que le plan focal image de la première lentille coïncide avec le plan focal objet de la seconde, et que le réseau de sortie est convenablement orienté pour collimater les différentes composantes spectrales dans la même direction (fig. A2.1). Dans ces conditions, le spectre de la lumière transmise n'est principalement altéré que par l'écart à la position de conjugaison des réseaux, ainsi que par la dispersion induite par la traversée des lentilles.

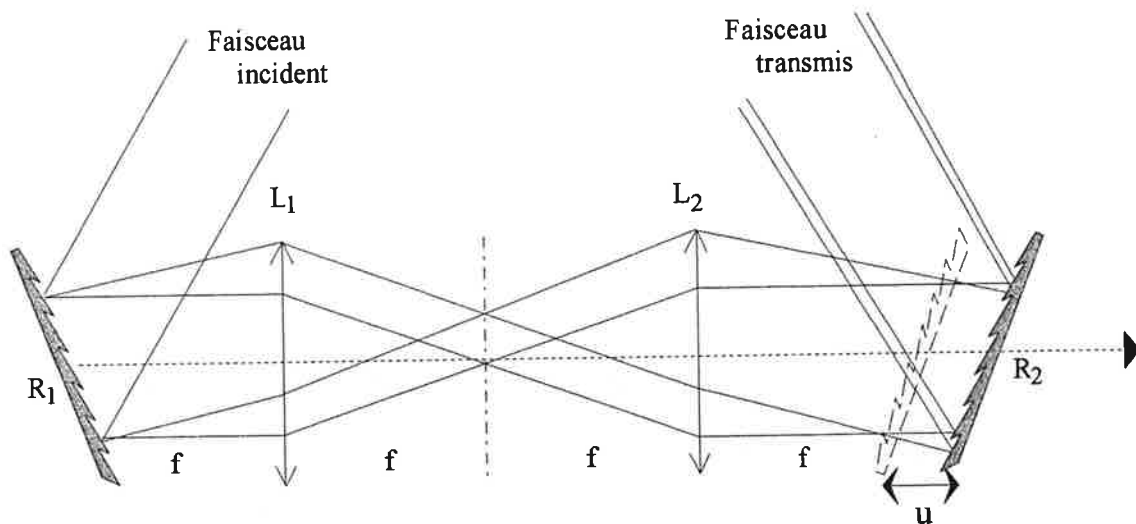


Figure A2-1 Illustration d'un défaut de positionnement du second réseau du dispositif de mise en forme spectrale.

Pour déterminer l'erreur de phase liée à un écart par rapport à la position de conjugaison, le plus simple est de prendre cette position exacte pour point de départ et de calculer les différences de marche associées aux différentes composantes spectrales. Les différentes composantes spectrales ω atteignent le réseau de sortie sous différentes incidences $\theta(\omega)$. Elles sont toutes diffractées dans la même direction θ_d . La relation:

$$\sin(\theta(\omega)) + \sin(\theta_d) = \lambda/l, \quad (A2-1)$$

où $\omega = 2\pi c/\lambda$ et l est le pas du réseau, est donc vérifiée par toutes les composantes spectrales de l'impulsion.

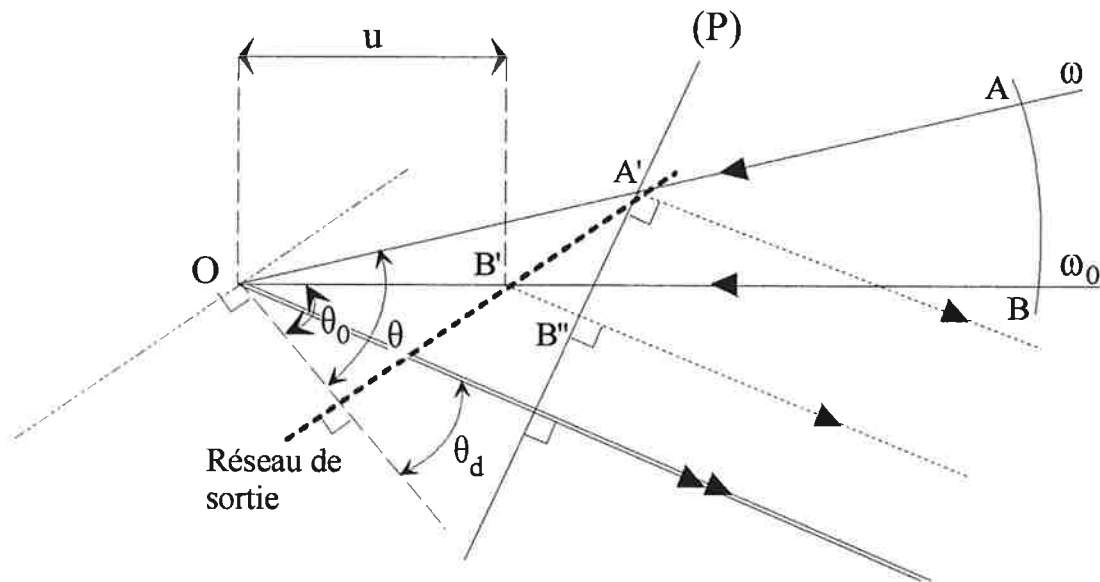


Figure A2.2 Calcul des chemins optiques liés aux différentes composantes spectrales diffractées par le réseau sous l'angle θ . La composante ω_0 qui se propage selon l'axe optique est prise comme référence, et le calcul est paramétré par l'écart à la position de conjugaison « u » du réseau dans le dispositif de mise en forme.

L'étude qui suit s'appuie sur la figure A2.2. On désigne par ω_0 la fréquence de la composante qui se propage selon l'axe optique des deux lentilles, et par θ_0 son angle d'incidence sur le réseau. Lorsque le réseau de sortie est parfaitement conjugué, toutes les composantes spectrales sont en phase au point O. Les points A et B sont placés sur les directions θ et θ_0 de telle sorte que $OA=OB$. Si le réseau est décalé d'une distance u , les trajets suivant les directions θ et θ_0 pour atteindre le plan de phase (P),

orthogonal à la direction de sortie θ_d , sont respectivement AA' et $BB'B''$ (fig. A2-3). Ces distances s'expriment comme $AA'=OA-OA'$ et $BB'B''=OA-OB'+B'B''$. On doit donc déterminer les longueurs OA' , OB' , et $B'B''$.

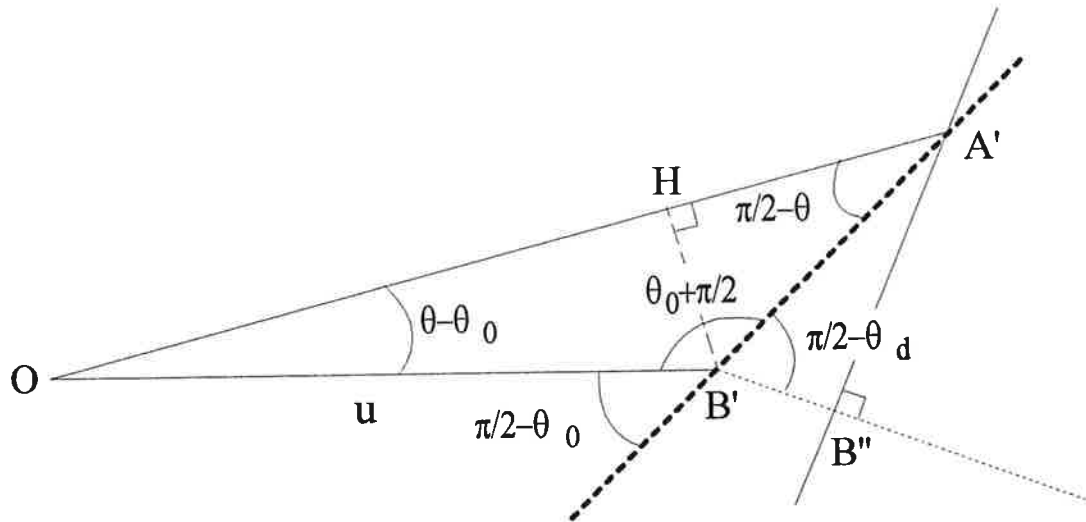


Figure A2.3 Données de calcul liées à la figure A2-2

Les relations qui suivent sont déduites de la figure A2.3:

$$OH = u \cos(\theta - \theta_0),$$

$$B'H = u \sin(\theta - \theta_0), \quad HB' = HA' \operatorname{tg}(\pi/2 - \theta), \quad HB' = B'A' \sin(\pi/2 - \theta),$$

$$B'B'' = A'B' \cos(\pi/2 - \theta_d)$$

$$A'B' = u \sin(\theta - \theta_0) / \cos(\theta)$$

On obtient alors:

$$OA' = OH + HA' = u \cos(\theta - \theta_0) + u \sin(\theta - \theta_0) / \cotan(\theta)$$

$$OA' = u \cos(\theta_0) / \cos(\theta)$$

$$B'B'' = u \sin(\theta_d) \sin(\theta - \theta_0) / \cos(\theta)$$

Finalement:

$$AA' = OA - u \cos(\theta_0) / \cos(\theta)$$

$$BB'B'' = OA - u + u \sin(\theta_d) \sin(\theta - \theta_0) / \cos(\theta)$$

Le retard de phase du point A' par rapport au point B' le long du réseau est alors égal à:

$$\Phi_1 = (2\pi/\lambda) (BB'B'' - AA') = (2\pi/\lambda) \left(u \left(\frac{\cos(\theta_0)}{\cos(\theta)} - 1 \right) + u \sin(\theta_d) \frac{\sin(\theta - \theta_0)}{\cos(\theta)} \right) \quad (A2-2)$$

Il faut par ailleurs décrire le rôle du réseau qui, atteint par un faisceau sous l'incidence θ_0 , le diffracte dans la direction θ_d (fig. A2.4).

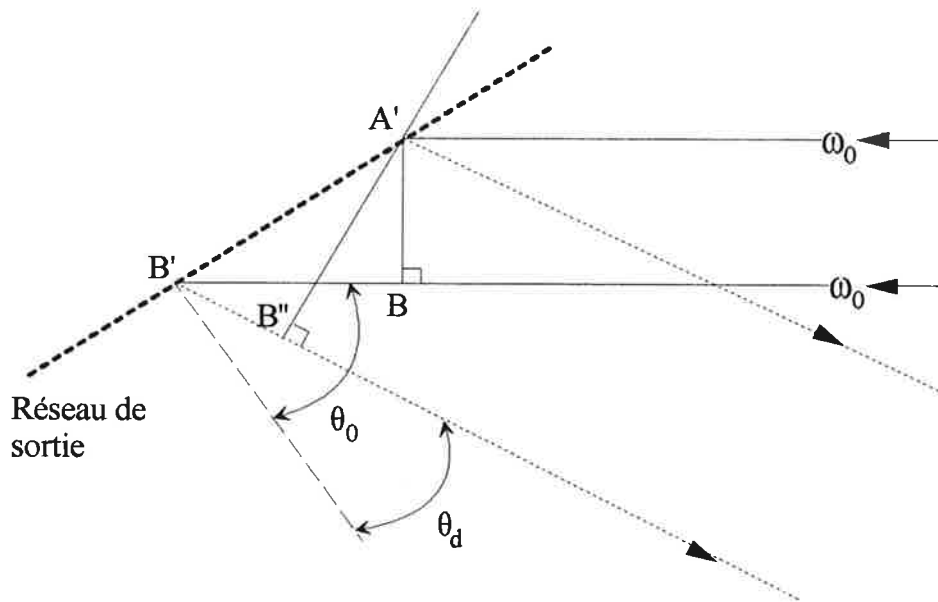


Figure A2.4 Calcul du déphasage induit par le réseau entre les différents points d'un faisceau de composante spectrale ω_0 arrivant sous l'incidence θ_0 et diffracté sous l'angle θ_d .

Le déphasage introduit par le réseau est tel qu'il retarde le champ au point A' par rapport au point B' d'un retard correspondant au trajet BB'B''. Ce dernier s'exprime sous la forme:

$$BB' = A'B' \sin(\theta_0),$$

$$B'B'' = A'B' \sin(\theta_d),$$

$$BB'' = A'B' (\sin(\theta_0) + \sin(\theta_d))$$

Le retard de phase du point A' par rapport au point B' le long du réseau est alors:

$$\Phi_2 = -(2\pi/\lambda) A'B' (\sin(\theta_0) + \sin(\theta_d)) \quad (A2-3)$$

En combinant Φ_2 avec le déphasage Φ_1 qui est dû à la différence de chemins optiques, on obtient que le déphasage Φ du faisceau d'incidence θ et de fréquence ω par rapport au faisceau d'incidence θ_0 et de fréquence ω_0 est:

$$\Phi = (2\pi / \lambda) \left(u \left(\frac{\cos(\theta_0)}{\cos(\theta)} - 1 \right) + u \sin(\theta_d) \frac{\sin(\theta - \theta_0)}{\cos(\theta)} - u (\sin(\theta_d) + \sin(\theta_0)) \frac{\sin(\theta - \theta_0)}{\cos(\theta)} \right)$$

soit: $\Phi = (2\pi / \lambda) u \left(\frac{\cos(\theta_0)}{\cos(\theta)} (1 - \sin(\theta_0) \sin(\theta)) - \cos^2(\theta_0) \right) \quad (A2-4)$

On note que:

$$\Phi(\omega_0) = 0$$

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial \omega} \right|_{\omega = \omega_0} = 0$$

Dans un développement en série de Taylor le premier terme non nul est donc $\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \omega^2}$.

Avec:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial \omega},$$

$$\text{où } \frac{\partial \theta}{\partial \omega} = \frac{-2\pi c}{\omega^2 \cos(\theta)}, \text{ et } \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = \frac{-2\pi u \cos(\theta_0)}{\lambda \cos^2(\theta)} (\sin(\theta) - \sin(\theta_0))$$

on obtient:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \omega} = -\frac{2\pi u \cos(\theta_0)}{\lambda \cos^3(\theta)} (\sin(\theta) - \sin(\theta_0)) \frac{2\pi c}{\omega^2} \quad (A2-5)$$

Il s'ensuit que:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \omega \partial \theta} = -\frac{2\pi u \cos(\theta_0)}{\lambda \cos^6(\theta)} \left(\cos^4(\theta) + 3 \cos^2(\theta) \sin(\theta) (\sin(\theta) - \sin(\theta_0)) \right) \frac{2\pi c}{\omega^2}$$

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial \omega^2} = \frac{2\pi u}{\lambda} \left(\frac{2\pi c}{\omega^2} \right)^2 \frac{\cos(\theta_0)}{\cos^5(\theta)} \left(\cos^2(\theta) + 3 \sin(\theta) (\sin(\theta) - \sin(\theta_0)) \right) \quad (A2-6)$$

$$\text{Soit: } \left. \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} = \left(\frac{2\pi c}{\omega_0^2 l \cos(\theta_0)} \right)^2 \frac{2\pi u}{\lambda_0} = \frac{u}{c \omega_0} \left(\frac{\lambda_0}{l \cos(\theta_0)} \right)^2 \quad (A2-7)$$

Au second ordre en $(\omega - \omega_0)$, on peut donc représenter la phase Φ par:

$$\Phi(\omega - \omega_0) = \frac{1}{2} \left(\frac{u}{c \omega_0} \left(\frac{\lambda_0}{l \cos(\theta_0)} \right)^2 \right) (\omega - \omega_0)^2 \quad (A2-8)$$

ANNEXE III

RESOLUTION SPECTRALE

Cette annexe présente le détail des calculs associés au chapitre IV §C. Nous établissons l'expression de la diaphonie produite par la dimension finie du faisceau d'entrée lorsque le modulateur et l'échantillon s'écartent de la position de conjugaison optique.

On suppose que les plans (M) et (D) sont exactement conjugués, et on néglige le phénomène de diffraction lié à la dimension finie des pupilles L_2 , R_2 , et L_3 . La résolution spectrale dans le plan (P) s'exprime alors en fonction de l'écart des plans (P) et (D) à la position de conjugaison par rapport à la lentille L_4 (fig. A3.1).

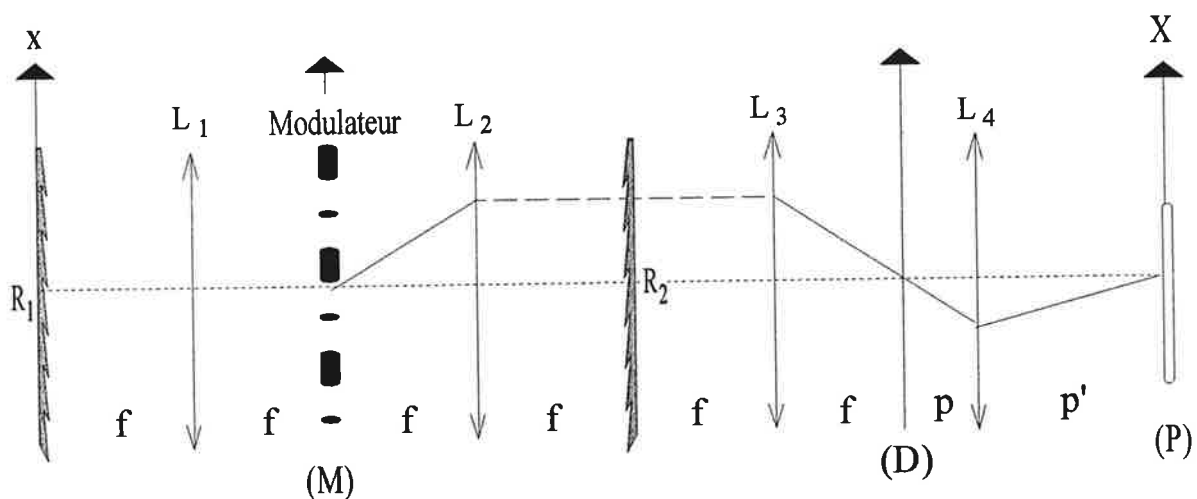


Figure A3.1 Schématisation du dispositif optique utilisé. La paire de réseau R_1 et R_2 , le masque et les deux lentilles L_1 et L_2 constituent le dispositif de mise en forme. L'ensemble des lentilles L_2 , L_3 , et L_4 forme un système d'imagerie qui conjugue les plans (M) et (P). Données expérimentales en position de conjugaison: $f=250\text{mm}$, $p_0=170\text{mm}$ et $p_0'=1800\text{mm}$

Dans ces conditions, la réponse percussionnelle du système dans un plan (P) quelconque s'écrit:

$$k(X - X') = \frac{1}{\sqrt{q\lambda}} \exp\left(-\frac{i\pi}{\lambda q} (X - X')^2\right) \quad (A3-1)$$

$$\text{où } q = p'^2 \left(\frac{1}{p} + \frac{1}{p'} - \frac{1}{f}\right) \text{ et } \left\| \int k(X - X') dX' \right\| = 1$$

Pour calculer l'énergie du signal émis par l'échantillon, on reprend les équations de la description effectuée au chapitre IV §D auxquelles on intègre l'expression de la réponse percussionnelle (éq A3-1) développée ci-dessus.

On suppose que l'image géométrique de (M) se forme dans le plan (D) avec un grandissement égal à -1 (avec $L_2 \equiv L_3$, cela revient à poser $\alpha=1$), et que le spectre $\mathfrak{S}_i(v)$ est uniforme sur l'intervalle de transmission du dispositif. La distribution du champ recueilli dans le plan (P) s'écrit alors:

$$E_p(X, v) = \int dX' \cdot k(X - X') E_G(X', v) \quad (A3-2)$$

$$\text{où } E_G(X, v) = \mathfrak{S}_i(v_0) \tilde{\xi}_i\left(\frac{pX}{p'\lambda f}\right) m\left(\frac{\alpha pX}{p'} + \beta v f\right)$$

On remarque par ailleurs que $k(X-X')$ est un facteur de phase, que la dépendance en X de $\tilde{\xi}_i(Xp/p'\lambda f)$ peut aussi se mettre sous la forme d'un facteur de phase en rétablissant l'expression de $\tilde{\xi}_i$ sous la forme de la transformée de Fourier de $\xi_i(x)$. On obtient alors:

$$E_p(X, v) = \int dx \int dX' \frac{1}{\sqrt{q\lambda}} m\left(\frac{\alpha pX'}{p'} + \beta v f\right) \xi_i(x) \exp\left(-i2\pi\left(\frac{xX'p}{\lambda fp'} + \frac{(X - X')^2}{2\lambda q}\right)\right) \quad (A3-3)$$

A l'aide du changement de variable $\zeta = X' + \frac{p'}{\alpha p} \beta v f$ on obtient l'expression:

$$E_p(X, v) = \int dx \int d\zeta \frac{1}{\sqrt{q\lambda}} m(\alpha\zeta p / p') \xi_i(x) \exp(-i\Phi(v, x, \zeta)) \quad (A3-4)$$

$$\text{où } \Phi(v, x, \zeta) = \frac{2i\pi}{\lambda} \left(\frac{xp}{fp'} \left(\zeta - \frac{\beta v fp'}{\alpha p} \right) + \frac{1}{2q} \left(X - \zeta + \frac{\beta v fp'}{\alpha p} \right)^2 \right)$$

Lors d'une expérience de «hole burning» spectral permanent en configuration d'holographie, le spectre du champ signal émis par un échantillon placé dans le plan (P) se met sous la forme:

$$E_S(X, v) = E_{wr}^*(X, v) E_{\pi}(X, v) \quad (A3-5)$$

où les spectres des champs «référence» et «lecture», E_{wr} et E_{π} s'expriment à l'aide de l'équation (A3-4) en y remplaçant le facteur de modulation «m» par les formes « m_{wr} » et « m_{π} » appropriées.

L'énergie émise par le point X de l'échantillon s'écrit alors:

$$W_S(X) = \int dv \|E_S(X, v)\|^2 = \int dv \|E_{wr}^*(X, v) E_{\pi}(X, v)\|^2 \quad (A3-6)$$

En plus de l'intégration sur la coordonnée spectrale v , cette expression contient une sommation octuple sur les coordonnées d'espace. Pour traiter des expressions moins complexes, et effectuer sur ces expressions l'intégration sur v , on tire parti du théorème de Parseval:

$$W_S(X) = \int dt \|\tilde{E}_S(X, t)\|^2 \quad (A3-7)$$

$$\text{où } \tilde{E}_S(X, t) = \int dv E_{wr}^*(X, v) E_{\pi}(X, v) \exp(-i2\pi vt)$$

En reprenant l'expression de $\Phi(v,x,\zeta)$ (éq. (A3-4)) on peut écrire:

$$\Phi_{wr} - \Phi_{\pi} = \frac{2i\pi}{\lambda} \left\{ -\frac{\beta v}{\lambda} \left((x-x') + \frac{f p'}{q p} (\zeta - \zeta') \right) + \frac{(x-x')}{f} \zeta \frac{p}{p'} - \frac{x'}{f} \frac{p'}{p} (\zeta - \zeta') - \frac{1}{2q} (\zeta - \zeta')^2 - \frac{1}{q} (\zeta - \zeta') (X - \zeta) \right\} \quad (A3-8)$$

En combinant le terme de phase $\exp(-i2\pi vt)$ contenu dans l'équation (A3-7) avec $\exp-i(\Phi_{wr}-\Phi_{\pi})$ et en intégrant sur v , on obtient:

$$\tilde{E}_S(X,t) = \int dx \int dx' \int d\zeta \int d\zeta' \frac{1}{q\lambda} m_{wr}^* \left(\frac{\alpha p}{p'} \zeta \right) m_{\pi} \left(\frac{\alpha p}{p'} \zeta' \right) \xi_i^*(x) \xi_i(x') \exp(-i\Theta) \delta \left(t + \frac{\beta}{\lambda \alpha} \left((x-x') + \frac{fp'}{qp} (\zeta - \zeta') \right) \right) \quad (A3-9)$$

$$\text{où } \Theta = -\frac{(x-x')}{f} \zeta \frac{p}{p'} + \frac{x'}{f} \frac{p'}{p} (\zeta' - \zeta) + \frac{1}{2q} (\zeta - \zeta')^2 + \frac{1}{q} (\zeta - \zeta') (X - \zeta)$$

On introduit ensuite les changements de variable:

$$\zeta, \zeta': u = (\zeta + \zeta')/2, v = \zeta - \zeta',$$

$$x, x': w = (x + x')/2, x - x'$$

On effectue l'intégration sur $x-x'$ et on obtient:

$$\tilde{E}_S(X,t) = \int du \int dv \int dw \frac{1}{q\lambda} m_{wr}^* \left(\frac{\alpha p}{p'} \left(u + \frac{v}{2} \right) \right) m_{\pi} \left(\frac{\alpha p}{p'} \left(u - \frac{v}{2} \right) \right) \exp(-i\psi) \xi_i^* \left(w - \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha \lambda}{\beta} t + \frac{fp'}{qp} v \right) \right) \xi_i \left(w + \frac{1}{2} \left(\frac{\alpha \lambda}{\beta} t + \frac{fp'}{qp} v \right) \right) \quad (A3-10)$$

$$\text{où } \psi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{\alpha \lambda p}{\beta f p'} t u - \frac{p}{f p'} w v + \frac{1}{q} X v \right)$$

Pour tester la validité de cette analyse on considère une situation élémentaire dans laquelle les masques m_{wr} et m_{π} des phases de lecture et d'écriture se réduisent à un seul

pixel transparent de largeur «d» réciproquement centré en $u=0$ et $u=u_0$. Par ailleurs on interpose sur le faisceau incident une fente de largeur w_0 . Ces conditions se traduisent par leurs fonctions mathématiques associées $\xi_s(w)=\Pi(w/w_0)$, $m_{wr}(x)=\Pi(x/d)$, et $m_{\pi}(x)=\Pi((x-u_0)/d)$.

On introduit ensuite les changements de variables:

$$x = \frac{\alpha p u}{d p'} - \frac{u_0}{2d}, \quad y = \frac{\alpha p}{d p'} v, \quad z = \frac{w}{w_0}, \quad \tau = \frac{dt}{\beta f},$$

avec les paramètres:

$$\gamma = \frac{d w_0}{\alpha \lambda f} \quad \text{qui caractérise la dimension relative du pixel et de la tache de diffraction}$$

sur le modulateur.

$$\chi = q \frac{p^2}{p'^2} \frac{\alpha^2 \lambda}{d^2} \quad \text{qui décrit l'écart à la position de conjugaison.}$$

On obtient alors:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_S(X, \tau) = \int dx \int dy \int dz & \Pi\left(x + \frac{1}{2}\left(y + \frac{u_0}{d}\right)\right) \Pi\left(x - \frac{1}{2}\left(y + \frac{u_0}{d}\right)\right) \\ & \Pi\left(z + \frac{1}{2\gamma}\left(\tau + \frac{y}{\chi}\right)\right) \Pi\left(z - \frac{1}{2\gamma}\left(\tau + \frac{y}{\chi}\right)\right) \exp\left(2i\pi\left(-\tau x - \frac{u_0}{2d}\tau + \gamma y z - y \frac{X \alpha p}{d \chi p'}\right)\right) \end{aligned} \quad (A3-11)$$

On tire alors parti de la propriété suivant laquelle le produit de deux fonctions Π est une fonction Π :

$$\Pi\left(x + \frac{a}{2}\right) \Pi\left(x - \frac{a}{2}\right) = \begin{cases} \Pi\left(\frac{x}{1-|a|}\right) & |a| < 1 \\ 0 & |a| \geq 1 \end{cases}$$

On pose:

$$F(a, t) = \int dx \Pi\left(x - \frac{a}{2}\right) \Pi\left(x + \frac{a}{2}\right) \exp(-2i\pi x t)$$

Il s'ensuit que:

$$F(a, t) = \begin{cases} (1 - |a|) \sin c[\pi t(1 - |a|t)] & |a| \leq 1 \\ 0 & |a| \geq 1 \end{cases}$$

Le signal $\tilde{E}_S(X, \tau)$ émis au point X se met alors sous la forme:

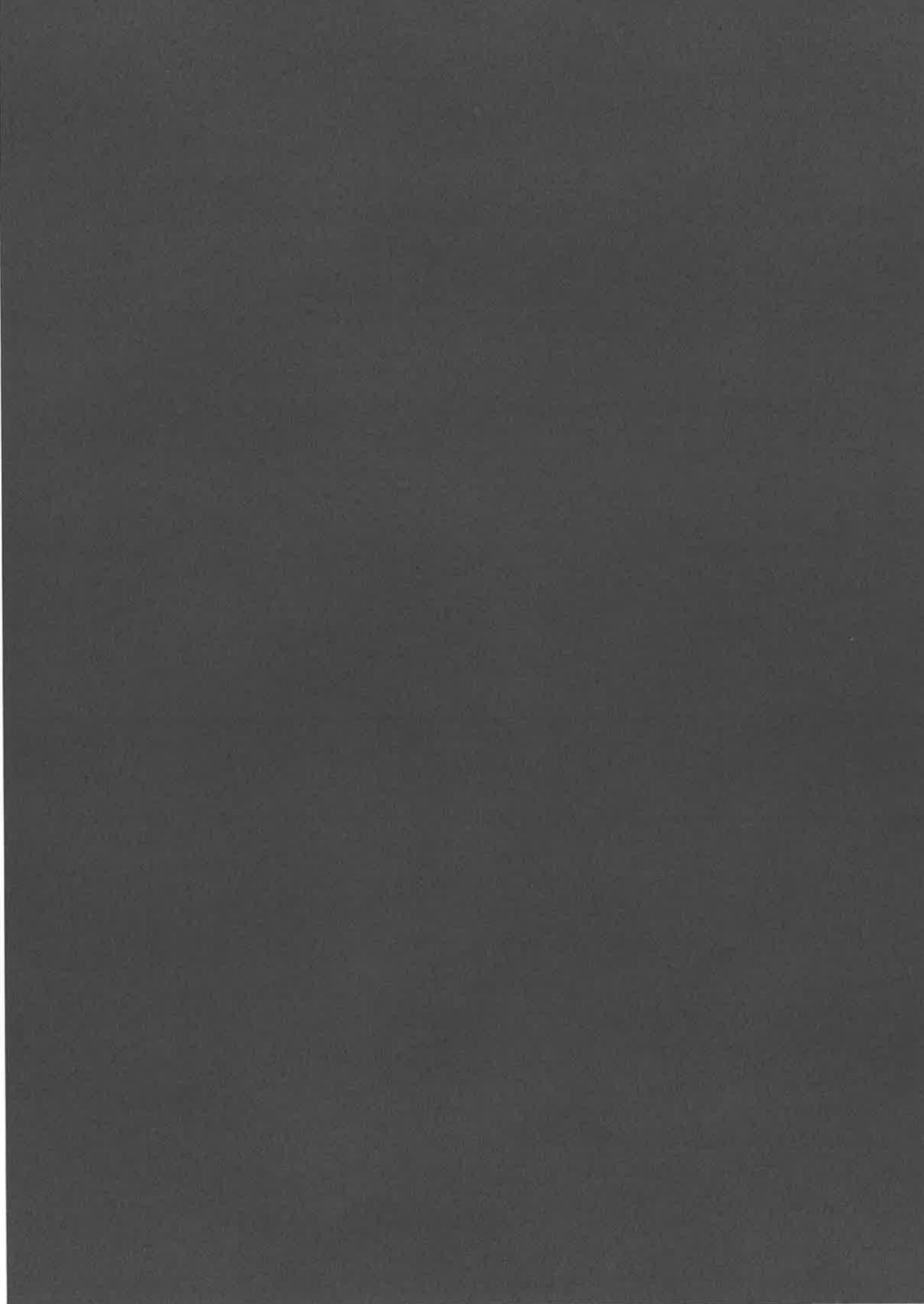
$$\tilde{E}_S(X, \tau) = \int dy F\left(y + \frac{u_0}{d}, \tau\right) F\left(\frac{1}{\gamma}\left(\tau + \frac{y}{\chi}\right), \gamma y\right) \exp\left(-i2\pi y \frac{X \alpha p}{d \chi p'}\right) \exp\left(-i2\pi \frac{u_0 \tau}{2d}\right) \quad (A3-12)$$

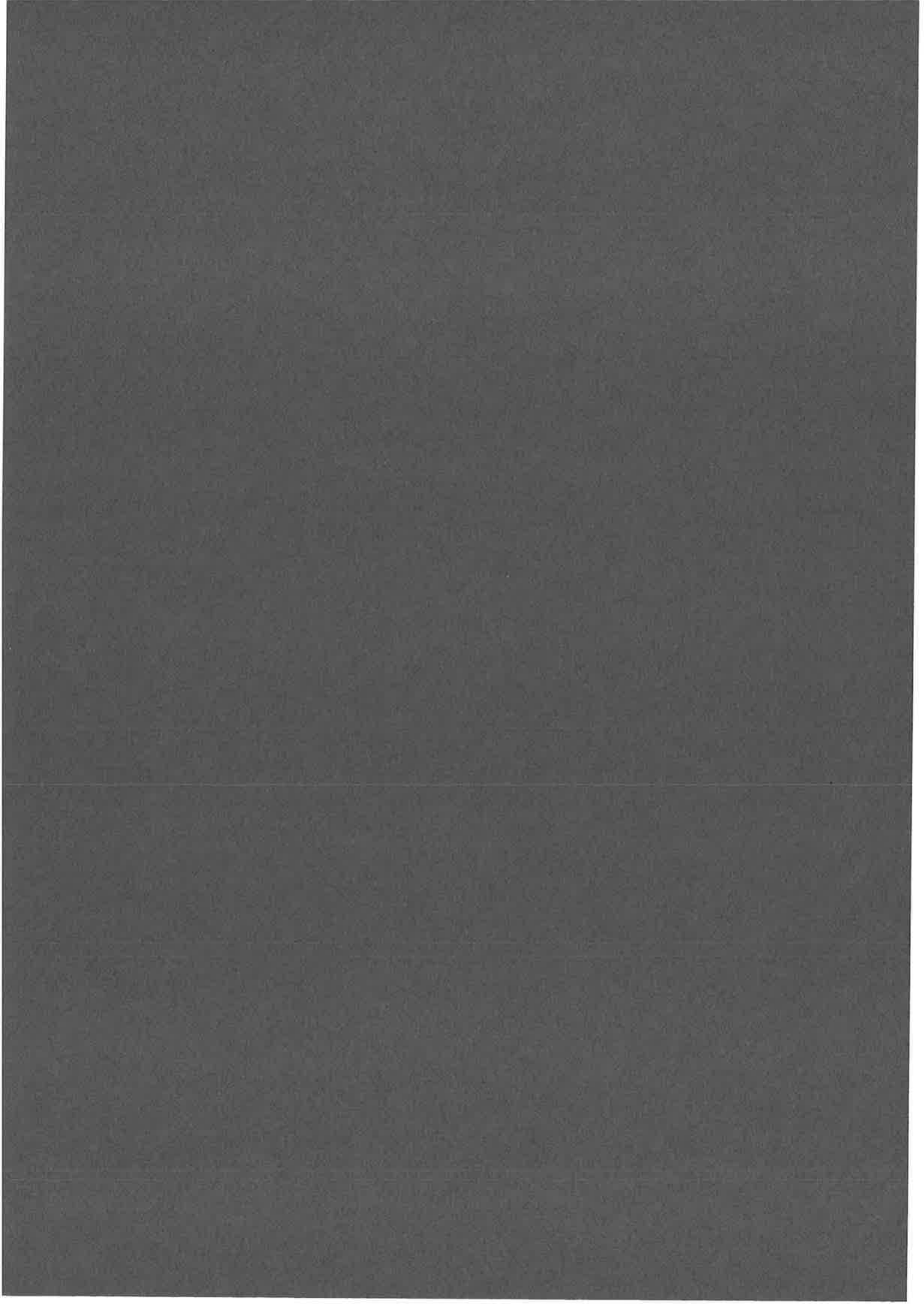
et son énergie correspondante s'écrit:

$$\begin{aligned} W_S(X, \chi, \gamma, u_0) &= \int d\tau \|E_S(X, \tau)\|^2 \\ &= \int d\tau \left\| \int dy F\left(y + \frac{u_0}{d}, \tau\right) F\left(\frac{1}{\gamma}\left(\tau + \frac{y}{\chi}\right), \gamma y\right) \exp\left(-i2\pi y \frac{X \alpha p'}{d \chi p}\right) \right\|^2 \end{aligned} \quad (A3-13)$$

On en déduit l'énergie totale émise par l'échantillon:

$$\begin{aligned} W_S(\chi, \gamma, u_0) &= \int dX \int d\tau \int dy \|W_S(X, \chi, \gamma, u_0)\|^2 \\ &= \int d\tau \int dy \left\| F\left(y + \frac{u_0}{d}, \tau\right) F\left(\frac{1}{\gamma}\left(\tau + \frac{y}{\chi}\right), \gamma y\right) \right\|^2 \end{aligned} \quad (A3-14)$$





ARTICLE I

**TIME-ENCODED SPATIAL ROUTING
IN A PHOTOREFRACTIVE CRYSTAL**

Time-encoded spatial routing in a photorefractive crystal

M. Rätsep,* M. Tian,[†] F. Grelet, and J.-L. Le Gouët

Laboratoire Aimé Cotton, Bâtiment 505, 91405 Orsay Cedex, France

C. Sigel and M.-L. Roblin

Groupe de Physique des Solides, Université Paris VII, Tour 23, 2, Place Jussieu, Paris Cedex 05, France

Received November 20, 1995

The spatial routing of a temporally encoded stream of optical pulses is experimentally demonstrated. The holograms that link the temporally shaped addresses to the deflection directions are engraved in a photorefractive crystal. © 1996 Optical Society of America

After the holography concept was clearly extended from the space to the time domain,¹ it appeared difficult to cope experimentally with the fast flow of short signals that represents the restored image of a temporal hologram. For instance, when such a hologram is engraved in a persistent spectral-hole-burning material embedded in an amorphous material, the retrieved temporal recording can include >1000 subpicosecond pulses, which are sequentially emitted at a rate greater than 1 Tbit/s. Fast optical gating techniques were necessary for sampling the temporal structure of the signal flow,^{2,3} but they were not appropriate for simultaneously analyzing a spatial image. Only recently was a fast stream of two-dimensional spatial images successfully stored and retrieved within the frame of space and time holography.^{4,5} Meanwhile, the idea also emerged of considering space and time coordinates to be on an equal footing and of designing experiments in which a steady-state spatial image is transformed into a stream of pulses and vice versa.⁶⁻⁸ This is achieved at the expense of the information content of the data, because one of the spatial dimensions has to be exchanged with the temporal one. This study also aims at combining the spatial and the temporal dimensions in a holographic recording.

Recently⁹ a scheme was proposed "to direct temporally structured optical signals originally propagating along a common direction into different and distinct output directions according to the precise temporal waveform encoded onto each signal." A detailed explanation of the process, making use of holograms engraved in frequency-selective materials, is given in Ref. 9. However, it has been suggested that the same routing process could be implemented in materials that possess no intrinsic frequency selectivity. Here we use a nonfrequency-selective photorefractive crystal to demonstrate experimentally the routing of data in temporally encoded spatial directions. Also, we show that, despite the subpicosecond scale of the address code, long-duration pulses can be processed in such a material, if their coherence time is short enough to match the time-scale requirements of the router.

The storage of a temporal structure in a three-dimensional holographic material relies on time-space conversion^{6,10} Because a single spatial dimension is

used to store the temporal information, two dimensions are left for the engraving of spatial data. Using the same notation as that in Ref. 9, we denote by $E_{1a}(\mathbf{r}, t)$ and $E_{2d}(\mathbf{r}, t)$ two plane waves that illuminate the material. They counterpropagate in the respective directions \hat{k}_1 and \hat{k}_2 and are defined as follows:

$$E_{\epsilon}(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}_{\epsilon}(t - \hat{k}_{\epsilon} \cdot \mathbf{r}/v) \exp 2i\pi\nu(t - \hat{k}_{\epsilon} \cdot \mathbf{r}/v), \quad (1)$$

where v is the light's velocity within the active material. These fields are used to program the routing device. A time-encoded address is conveyed by the temporal envelope of the address pulse, E_{1a} . The direction of propagation \hat{k}_2 is the spatial information that is conveyed by the direction pulse E_{2d} . The address and the direction are linked together by the interference pattern, which reads as

$$\exp - (2i\pi\nu\hat{K} \cdot \mathbf{r}/v) \int dt \mathcal{E}_{1a}^*(t) \mathcal{E}_{2d}(t - \hat{K} \cdot \mathbf{r}/v), \quad (2)$$

where $\hat{K} = \hat{k}_2 - \hat{k}_1$. The interference pattern is engraved in the crystal as a space-dependent variation of the refractive index, which leads to a Bragg grating of vector $2\pi\nu\hat{K}/v$. In the counterpropagating configuration, the grating period is close to $\lambda/2$. Let $\mathcal{E}_{2d}(t)$ be a brief pulse that peaks at $t = 0$. The time integral expresses the sampling analysis of the temporal shape $\mathcal{E}_{1a}(t)$ through the gate \mathcal{E}_{2d} . The gate location, $t = \hat{K} \cdot \mathbf{r}/v$, is scanned as a function of the spatial position along direction \hat{K} ; i.e., the temporal shape $\mathcal{E}_{1a}(t)$ is recorded as the spatial envelope $\mathcal{E}_{1a}(\hat{K} \cdot \mathbf{r}/v)$ of the Bragg grating. An entire address pulse of duration T can be recorded if its spatial extent $vT/2$ is smaller than the length of the engraved interference pattern. In an exact collinear configuration, the sample thickness L limits the address duration to $2L/v$. Storage is still possible when the waves depart from collinear propagation. Then the condition $v[\pi - (\hat{k}_1, \hat{k}_2)]T < 2d$ expresses the trade-off among the maximum object duration T , the collinear propagation angular defect $\pi - (\hat{k}_1, \hat{k}_2)$, and the beam diameter d .

After the programming, the crystal is illuminated by a plane-wave input beam of unit wave vector $\hat{k}_3 = \hat{k}_1$,

which is diffracted on the Bragg grating in backward direction \hat{k}_2 . At time t_s the input field is represented by $\mathcal{E}_3(0)$ at position $\mathbf{r} = 0$. The spatial and temporal structure of the deflected beam can be expressed as

$$\exp 2i\pi\nu(t - t_s - \hat{k}_2 \cdot \mathbf{r}/v) \int d\mathbf{r}' \int dt' \mathcal{E}_{1a}^*(t' + \hat{K} \cdot \mathbf{r}'/v) \mathcal{E}_{2d}(t') \mathcal{E}_3(t - t_s - \hat{k}_2 \cdot \mathbf{r}/v + \hat{K} \cdot \mathbf{r}'/v). \quad (3)$$

If the direction-programming pulse is brief, the signal-field temporal profile reduces to the cross correlation between the temporal envelopes of the address-programming and the input beams.

Let $\tilde{\mathcal{E}}_\epsilon(f)$ represent the time-frequency Fourier transform of the field $\mathcal{E}_\epsilon(t)$. According to expression (3) the diffracted signal amplitude in direction \hat{k}_2 reads as

$$\int df \tilde{\mathcal{E}}_{1a}^*(f) \tilde{\mathcal{E}}_{2d}(f) \tilde{\mathcal{E}}_3(f) \times \exp[2i\pi(\nu + f)(t - t_s - \hat{k}_2 \cdot \mathbf{r}/v)]. \quad (4)$$

Phase-only shaping of the pulses in the spectral domain gives rise to sharp correlation peaks. We assume that the envelopes $\tilde{\mathcal{E}}_{1a}(f)$ and $\tilde{\mathcal{E}}_3(f)$ result from the spectral shaping of an initial brief pulse by N -element pseudorandom binary phase codes and that the energy spectral density $|\tilde{\mathcal{E}}_\epsilon(f)|^2$ is uniformly distributed over the storage bandwidth. One code that appears suitable is the so-called maximal length sequence.¹¹ One can build a set of cross-correlation orthogonal codes by circular permutation of a single sequence. The total diffracted energy, as derived from expression (4), does not depend on the relative spectral phase shifts of $\tilde{\mathcal{E}}_{1a}(f)$ and $\tilde{\mathcal{E}}_3(f)$. But when $\tilde{\mathcal{E}}_{1a}(f)$ and $\tilde{\mathcal{E}}_3(f)$ belong to the same set of orthogonal functions, most of the diffracted energy is concentrated within a correlation peak if and only if $\tilde{\mathcal{E}}_{1a}(f)$ coincides with $\tilde{\mathcal{E}}_3(f)$. Then all encoding spectral phase shifts cancel one another so the correlation peak can be regarded as a replica of the initial input pulse, as it was before spectral shaping.

As explained in Ref. 9, the spatial routing of optical data is carried out as follows. During the programming process, the crystal is successively illuminated by pairs of address and direction pulses. Each address beam propagates in the common direction \hat{k}_1 and has a temporal shape (or address) different from that of any other address beam. The i th-direction beam propagates in a direction $\hat{k}_2^{(i)}$ different from that of any of the other programming beams and is temporally shorter than any of the temporal features encoded onto the address beam with which it is paired. By doing this, one creates multiple three-dimensional holograms. Each hologram corresponds to a specific pair of programming pulses. The i th hologram is matched to deflect a correlation peak into the direction $\hat{k}_2^{(i)}$ when an input pulse, incident along \hat{k}_1 , has the same temporal shape as the i th address beam. In the operational phase, an optical input stream is directed to the programmed material along $\hat{k}_3 = \hat{k}_1$. Whenever a temporal segment of the input data stream matches the i th address, a pulse is deflected in the direction $\hat{k}_2^{(i)}$. Its duration is

as short as the inverse storage bandwidth, and it can be detected with a fast discriminator.

Experimental demonstration is achieved in a 6-mm-thick iron-doped LiNbO₃ crystal. The maximum length of the address code, as imposed by the crystal thickness, is $2L/v = 100$ ps. All the different beams are split from a single initial beam (see Fig. 1). To build the temporal envelope of the address pulse we follow the spectral encoding procedure developed by Weiner *et al.*^{12,13} The spectrum of the pulse can be phase shaped with a liquid-crystal spatial light modulator array that is inserted into a pair of dispersing gratings.¹⁴ However, in this first experiment we simply detect the total energy of the diffracted signals, so we lose the spectral phase information and are able to separate only routing addresses with mutually exclusive spectra. Thus we substitute for the phase modulator a transmission mask composed of five evenly spaced transparent rectangular slits. At the output of the shaper the pulse spectrum, centered at $\lambda = 570$ nm, exhibits a grooved structure, with a 70-GHz-wide bright slice that is repeated every 0.55 THz. A stepping motor translation stage is used to vary the spectral position of the mask, with 0.7-GHz precision. Addresses are orthogonal, provided that the bright spectral slices of the i th address pulse fall onto dark regions of the other address codes.

During the programming the delay between the address and the direction pulses at the center of the crystal is adjusted to zero. The shaped address pulse, with its 70-GHz-wide spectral slices, exhibits a 9-mm-long coherent structure that, owing to the counterpropagation of the direction beam and to the 2.5 refraction index of LiNbO₃, shrinks to a 1.8-mm-long hologram. Two holograms are engraved in the crystal. The angle between $\hat{k}_2^{(1)}$ and $\hat{k}_2^{(2)}$ is 100 mrad. With a beam diameter of 250 μ m on the crystal, this angle is small enough to allow all the temporal codes to be stored.

The bright spectral slices of address code 2 are set halfway between those of code 1. This configuration is illustrated in Fig. 2, in which the corresponding tem-

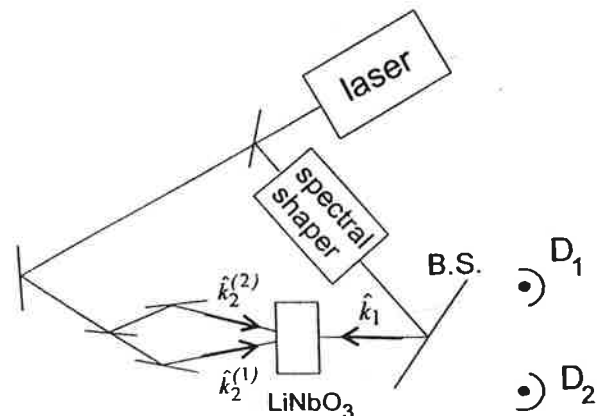


Fig. 1. Diagram of the experimental setup: Two holograms are sequentially recorded. Then beams $\hat{k}_2^{(1)}$ and $\hat{k}_2^{(2)}$ are blocked and the diffracted signals are simultaneously detected on photodiodes D_1 and D_2 through the beam splitter (B.S.).

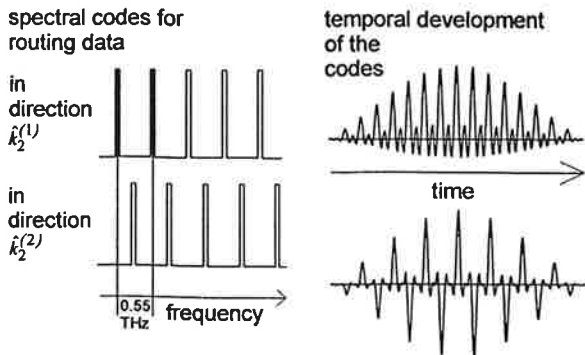


Fig. 2. Spectral slits used to encode the address beams. One obtains the corresponding temporal developments by Fourier transform of the spectral shapes. The code 1 center is set to coincide with that of the laser spectrum.

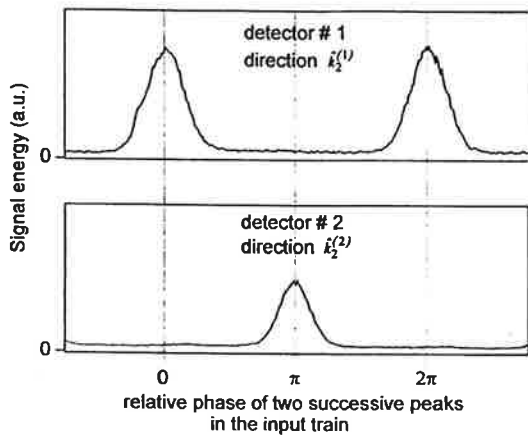


Fig. 3. Experimental data: A spectrally encoded pulse stream is directed to the programmed optical processor along \hat{k}_1 . Diffracted energy is simultaneously detected in directions $\hat{k}_2^{(1)}$ and $\hat{k}_2^{(2)}$ as a function of the spectral position of the shaping mask. The position scan is equivalent to the scan of the relative phase of two successive peaks within the temporal profile of the input pulse. The detector zero level is represented by 0 on the vertical axis.

poral profiles are also shown. With an appropriate choice of the origin of energy, there is no phase shift between the peaks that comprise the time-domain representation of code 1, and there is a π phase shift between two successive peaks in the train that describes code 2. After the recording, the direction beams are blocked. A spectrally shaped beam is directed to the engraved hologram along \hat{k}_1 . The diffracted energy is simultaneously detected on two avalanche photodiodes in directions $\hat{k}_2^{(1)}$ and $\hat{k}_2^{(2)}$. The experimental data are displayed in Fig. 3 as a function of the spectral position of the shaping mask. This spectral scan is regarded as the scan of the phase shift between two successive peaks in the temporal development of the input pulse. The background, which is observed outside the matched filtering regions, is caused mainly by the scattering of the input beam in the beam splitter through which the diffracted light is detected (see Fig. 1). The measured cross talk between the routing addresses is smaller than 10^{-2} . The matched tempo-

ral shapes are diffracted onto the engraved gratings with an efficiency of $\sim 10^{-5}$. It can be observed that the full width at half-maximum of the recorded profiles (Fig. 3) is larger than expected. As expressed in terms of phase shift, it amounts to $\sim 1/6$ of 2π , instead of $1/8$ of 2π , which is the ratio of the spectral slit size to their period. To focus the spectrally shaped beam upon the crystal we were obliged to depart from the exact position of imaging of the mask upon the sample. As explained in Ref. 15, this results in the observed broadening of the recorded profiles.

In the above discussion, we considered temporal profiles that exhibit subpicosecond peaks. Their three-dimensional hologram recording results from their sampled analysis by use of an optical gating pulse that has to be shorter than the profiles. However, a chaotic nanosecond source (pulse width ≈ 7 ns) has been used instead of a femtosecond laser in this experiment.

To take full advantage of the time-encoding procedure, one has to detect the correlation peak that is deflected in the matched direction. Interferometric cross correlators similar to the one used in Ref. 14 could operate as discriminators in each routing direction.

*Permanent address, Institute of Physics, Estonian Academy of Sciences, EE2400 Tartu, Estonia.

†Permanent address, Changchun Institute of Physics, Academia Sinica, Changchun 130021, China.

References

1. T. W. Mossberg, *Opt. Lett.* **7**, 77 (1982).
2. A. Rebane, J. Aaviskoo, and J. Kuhl, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 93 (1989).
3. A. Débarre, J.-C. Keller, J.-L. Le Gouët, P. Tchénié, and J.-P. Galaup, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 2529 (1991).
4. K. B. Hill, K. G. Purchase, and D. J. Brady, *Opt. Lett.* **20**, 1201 (1995).
5. A. Rebane, "Storage and processing of femtosecond optical signals," presented at the Optical Society of America Annual Meeting, Portland, Ore., September 1995.
6. Yu. T. Mazurenko, *Opt. Spektrosk.* **57**, 569 (1984); *Appl. Phys. B* **50**, 101 (1990).
7. K. Ema, M. Kuwata-Gonokami, and F. Shimizu, *Appl. Phys. Lett.* **59**, 2799 (1991).
8. A. M. Weiner, D. E. Leaird, D. H. Reitze, and E. Gi Paek, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 11551 (1992).
9. W. R. Babbitt and T. W. Mossberg, *Opt. Lett.* **20**, 910 (1995).
10. C. Joubert, M.-L. Roblin, and R. Grousseau, *Appl. Opt.* **28**, 4604 (1989).
11. A. M. Weiner, J. P. Heritage, and J. A. Salehi, *Opt. Lett.* **13**, 300 (1988).
12. A. M. Weiner, J. P. Heritage, and E. M. Kirschner, *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1563 (1988).
13. M. M. Wefers and K. A. Nelson, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1343 (1995).
14. M. Rätsep, M. Tian, I. Lorgère, F. Grelet, and J.-L. Le Gouët, *Opt. Lett.* **21**, 83 (1996).
15. I. Lorgère, M. Rätsep, J.-L. Le Gouët, F. Grelet, M. Tian, A. Débarre, and P. Tchénié, *J. Phys. B* **28**, 565 (1995).

ARTICLE II

SPECTRAL PHASE ENCODING FOR DATA STORAGE AND ADDRESSING

Spectral phase encoding for data storage and addressing

I. Lorgeré, F. Grelet, M. Ratsep, M. Tian, and J. L. Le Gouët

Laboratoire Aimé Cotton, Bâtiment 505, 91405 Orsay Cedex, France

C. Sigel and M. L. Roblin

Groupe de Physique des Solides, Université Paris VII, Tour 23, 2 Place Jussieu, 75251, Paris Cedex 05, France

Received February 5, 1996; revised manuscript received April 5, 1996

We propose to use a broad-bandwidth laser source for storing and retrieving multiple holograms in a photo-refractive material. Each storage address is defined by a specific spectral encoding of the reference beam. The validity of the spectral encoding method is tested in a preliminary experiment. © 1996 Optical Society of America.

1. INTRODUCTION

Holographic materials are well known for their ability to record phase laws, and holograms can act as phase filters. Moreover, many holograms can be recorded in the same sample. These properties have been used for data storage. One problem is to retrieve selectively each piece of recorded information without any cross-talk effect.

Cross-talk effects can be avoided by use of various methods. The most widely used methods take advantage of the Bragg selectivity of thick holograms. Independent addresses can be specified by the angle of incidence of the reference beam¹ or by its temporal frequency.^{2,3} In this case, spectrally selective materials can also be used.

A spatial phase-encoding method has also been proposed in which, for recording each datum, a set of reference beams with different angles of incidence simultaneously illuminates the storage material. Each beam is affected by a phase shift. Orthogonal phase sets guarantee the independence of the data addresses.^{4,5}

We propose a spectral phase-encoding method. The necessary broad-frequency spectrum is obtained by use of optical pulses of short coherence time (in the picosecond or the femtosecond range). A previous study^{6,7} examined this method in the case of spectrally selective materials. Here we consider the case of nonfrequency-selective materials (thick holograms in photorefractive crystals).

2. GENERAL PRINCIPLE OF DATA STORAGE AND ADDRESSING BY A SPECTRAL PHASE LAW

This principle has already been presented in Ref. 6. Let us briefly review it.

The object and the reference optical pulses have the same spectral amplitudes, denoted by $a(\nu)$. On the reference pulse the spectrum has been encoded, and its spectral amplitude becomes $a(\nu)C_i(\nu)$. By holography^{8,9} it is possible to realize the spectral filter

$$a(\nu)[a^*(\nu)C^*(\nu)].$$

Several object pulses can be recorded in the same holographic material, acting as a multiple phase filter for the different codes. In the readout step this hologram is illuminated by one of the reference beams, of spectral amplitude $a(\nu)C_j(\nu)$. The spectral amplitude of the reconstructed beam for the i th hologram is given by

$$a_{ri}(\nu) = |a(\nu)|^2 a(\nu) C_i^*(\nu) C_j(\nu),$$

corresponding to a temporal signal

$$S_{ri}(t) = \int a_{ri}(\nu) \exp(j2\pi\nu t) d\nu.$$

In the considered picosecond or femtosecond range, the temporal signal cannot be directly studied. Instead, we record the field cross correlation of the signal with a time-delayed replica of the object field.^{9,10} As a function of the delay τ , the cross-correlation function is expressed as

$$A(\tau) = \int |a(\nu)|^4 C_i^*(\nu) C_j(\nu) \exp(j2\pi\nu\tau) d\nu.$$

The τ dependence of the cross-correlation function reflects the temporal evolution of $S_{ri}(t)$. Cross correlation works as an optical sampling procedure that is gated by the time-delayed replica of the object field. The time resolution of the technique is given by the coherence time of the light, which coincides with the inverse spectral width of the laser.

Let us assume that the spectral intensity has a constant value, limited by a spectral window of width $\Delta\mu$, over the useful part of the encoding function. At zero delay we obtain

$$A(0) \propto \int C_i^*(\nu) C_j(\nu) d\nu = \Delta\mu \delta(i-j) \quad (1)$$

if we assume the encoding functions to be orthogonal. The signal recovered at $\tau = 0$ is well selected: Each recorded hologram can be read only by its own reference

beam. Note that such a method does not impose coherent Fourier-transform pulses because the result depends only on the spectrum intensity.

Practical Realization of the Spectral Phase Encoding

We use a method previously applied by Wiener¹¹ for pulse shaping (Fig. 1). The laser beam is angularly dispersed by a diffraction grating G1 set in the object focal plane of a lens L1. Because of the finite size of the laser beam, each spectral frequency gives a diffraction pattern $p[X - K(\nu - \nu_0)]$ in the image focal plane of L1, where X is the abscissa in this plane, ν_0 is the central frequency of the spectrum, and K characterizes the spectral dispersion of the grating. In this plane a phase shaper based on a spatial light modulator is inserted to encode the pulse spectrum. The spatial light modulator acts as a spectral aperture of width $\Delta\mu$. This mask is a set of M jointed slits of identical width, which gives rise to a spatial distribution of 0 and π phase shifts (transmission factor of +1 and -1). The i th reference beam is then encoded by a mask

$$\mathcal{M}_i(X) = f(X) * \sum \exp j\phi_{pi} \cdot \delta(X - p\Delta X), \quad (2)$$

where $f(X)$ represents a slit of width equal to ΔX , with ϕ_{pi} being the 0 or π phase shift corresponding to the p th slit in the i th code. The resulting amplitude in the focal plane can be written as

$$\mathcal{M}_i(X)p[X - K(\nu - \nu_0)].$$

If the spectral dispersion is exactly compensated by a second grating, which stays in the image of the first one, for example, in a $4f$ setup (Fig. 1), the equivalent amplitude in the X plane becomes

$$p(X)\mathcal{M}_i[X + K(\nu - \nu_0)].$$

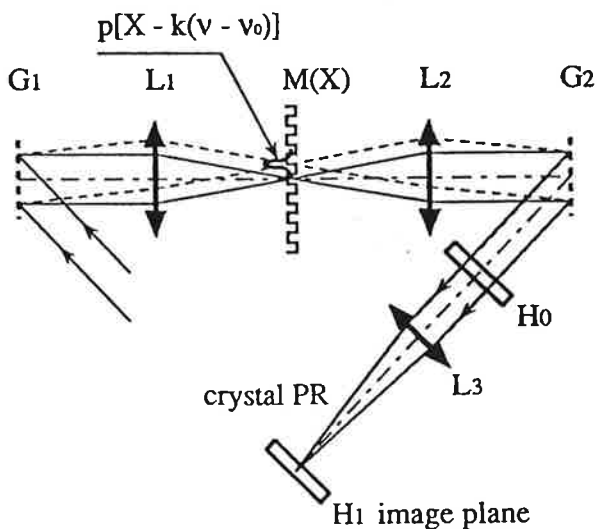


Fig. 1. Experimental setup for spectral encoding. The mask is set in the spectrum angularly dispersed by the grating G1. The angular dispersion is compensated by a second grating G2 in the image of G1.

If the width of $p(X)$ is small compared with that of $f(X)$, the field amplitude can be written as

$$p(X)\mathcal{M}_i[K(\nu - \nu_0)],$$

and the encoding function is $C_i(\nu - \nu_0) = \mathcal{M}_i[K(\nu - \nu_0)]$. It does not depend on the geometrical position of the hologram. In contrast, if the width of $p(X)$ cannot be neglected, the encoding function depends on the position of the plane.

Just behind the second grating, or in any plane in the parallel beam beyond this grating, the encoding function is given by the convolution of the mask function by the diffraction spot on the mask.

In the image of the X plane, the encoding function is well defined by \mathcal{M}_i but varies with X as

$$C_i(\nu - \nu_0, X) = p(X)\mathcal{M}_i[X + K(\nu - \nu_0)].$$

The resolution of this spectral shaping technique as a function of the conjugation default of the mask is fully discussed in Ref. 12.

For such an array of M jointed elements, it has been shown that M orthogonal sets can be generated, satisfying the orthogonality condition as specified by relation (1). Thus the number of independent addresses with which data can be stored is given by M .

Note that each address spans the entire spectral storage domain. The multiplexing character of this approach has to be distinguished from multichannel procedures in which each datum is stored at a specific position in the memory space. What is known as wavelength multiplexing is actually an intrinsically multichannel procedure even if it can be regarded as a spatial multiplexing technique.

In Sections 1 and 2 we have reviewed some general properties. In the following sections we consider the specific case of a photorefractive material.

3. REALIZATION OF A SPECTRAL PHASE FILTER IN A PHOTOREFRACTIVE MATERIAL

A. Recording of Uniform-Contrast Sinusoidal Fringes
Such fringes describe the hologram that is formed by plane waves in monochromatic light. The intensity spatial distribution can be written as

$$I(z) = I_0[1 - m \cos(2\pi/d)z],$$

where z is the coordinate on an axis perpendicular to the fringes; d , the fringe spacing; and m , the contrast of the fringes. The response of a photorefractive material is a spatial variation of the refractive index n , whose amplitude is usually written¹³ as

$$\Delta n = \Delta n_M[1 - \exp(-t/\tau)],$$

where t is the exposure time and Δn_M and τ are constant parameters determined by the material and the characteristics of the fringes.

Δn_M , the saturation index, does not depend on I_0 and is equal to $m\Delta n$, where Δn is a constant of the material. τ does not depend on m and is proportional to $1/I_0$.

Note that such a law can be understood as a competition between the increase of Δn by the modulated part of

the intensity and an erasing effect related to its constant part, resulting in a saturation value of the refractive-index variation. Note also that, despite saturation, the value of Δn always remains proportional to m , regardless of its value.

B. Interference Fringes between Two Beams with Broad-Spectrum Pulses

Let us consider two counterpropagating beams (Fig. 2). One of them is the object pulse, and the other is the spectrally encoded reference pulse. The holographic material is located in (or near) an image plane of the mask. We assume that inside the crystal the diffraction effects can be neglected. Then the temporal signal on the two beams can be written as

$$E_0(t, X) = p(X)\exp[j2\pi\nu_0(t - z/v)] \int a(\mu) \times \exp[j2\pi\mu(t - z/v)]d\mu,$$

$$E_R(t, X) = p(X)\exp[j2\pi\nu_0(t + z/v)] \times \int a(\mu)C_i(\mu)\exp[j2\pi\mu(t + z/v)]d\mu,$$

respectively, where $\mu = \nu - \nu_0$, v is the light velocity inside the material, and $p(X)$ denotes the transversal field variation and does not vary inside the crystal.

As the holographic material has a response time that is long compared with the pulse duration, it is sensitive to the time-integrated intensity of the interference signal. The equivalent interference fringes are given by

$$W(z, X) = p(X)^2 \left\{ \int |a(\mu)|^2 d\mu + \int |a(\mu)|^2 C_i(\mu)^2 d\mu + \exp[-j2\pi\nu_0(2z/v)] \int |a(\mu)|^2 C_i^*(\mu) \times \exp[-j2\pi\mu(2z/v)]d\mu + c.c. \right\}. \quad (3)$$

The interference term in Eq. (3) can be characterized by a complex visibility function $V(z)$:

$$V(z) = \int |a(\mu)|^2 C_i^*(\mu)\exp[-j2\pi\mu(2z/v)]d\mu = \int E_0(t - 2z/v)E_R^*(t)dt.$$

The constant part of the exposure is

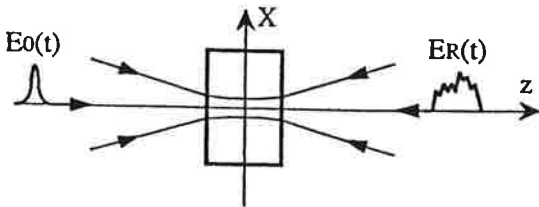


Fig. 2. Hologram recording with two counterpropagating beams near a focus.

$$W_0 = \int |a(\mu)|^2 d\mu + \int |a(\mu)|^2 |C_i(\mu)|^2 d\mu = \int |E_0(t)|^2 dt + \int |E_R(t)|^2 dt,$$

and the contrast $m(z) = 2V(z)/W_0$.

Note that at any point inside the hologram the buildup occurs during the overlap time, i.e., the short-pulse duration, whereas erasing occurs during the entire duration of pulses. This means that if, for identical pulses, the contrast factor m becomes equal to 1 near $z = 0$, this value can never be reached if one of the pulse is encoded. We shall show in Subsection 3.C that this effect is compensated by the larger extension of the visibility curve and does not affect the diffraction efficiency, which is the same for any encoded readout beam.

C. Reconstructed Signal in the Image Plane $z = 0$

Let us consider a readout beam (identical to one of the reference beams), encoded by $C_j(\mu)$. Note that calculating the reconstructed field for each frequency and coherently adding the corresponding fields is equivalent to directly calculating the temporal reconstructed signal. We used the first method.

If we neglect the depletion and the absorption of the beam, the spectral amplitude field at a position (z, X) inside the crystal, for a specific readout beam j , is

$$a_j(\mu, X, z) = p(X)a(\mu)C_j(\mu, X)\exp j2\pi(\nu_0 + \mu)(z/v).$$

Assuming low efficiency, we can consider the engraved hologram as a collection of contiguous thin gratings of identical thickness dz , each modulated by the term $\exp -j2\pi\nu_0(2z/v)$, with a diffraction efficiency proportional to $V(z)$. According to Kogelnik,¹⁴ the diffraction efficiency of an elementary reflective grating is given by

$$\tanh(\pi\Delta n dz/\lambda) \approx \pi\Delta n dz/\lambda,$$

where Δn is proportional to $m(z)$ and λ is the wavelength inside the crystal. In the case in which the saturation index modulation has been reached,

$$\Delta n(z) = 2\Delta N V(z)/W_0.$$

By adding the contributions of the elementary gratings, we find that in the plane $z = 0$, the frequency spectrum of the reconstructed field spatially limited by $|p(X)|^2 p(X)$ is

$$a_r(\mu, X) = (2\pi/\lambda)(\Delta N/W_0) \int a_j(\mu, X, z)V(z) \times \exp[-j2\pi\nu_0(2z/v)] \times \exp[j2\pi(\nu_0 + \mu)(2z/v)]dz.$$

It becomes

$$a_r(\mu, X) = (2\pi/\lambda)(\Delta N/W_0)(v/2)|a(\mu)|^2 \times a(\mu)C_i^*(\mu, X)C_j(\mu, X) \quad (4)$$

if the length of the crystal can be considered as infinite, that is, much larger than the useful length of $V(z)$.

We have seen that the spectral code for the image plane depends on the position X in this plane. $C(\mu, X)$ can be replaced by $\mathcal{M}(X + K\mu)$, and the frequency spectrum becomes

$$a_r(\mu, X) = (2\pi/\lambda)(\Delta N/W_0)(v/2)|a(\mu)|^2 a(\mu) \times \mathcal{M}_i^*(X + K\mu)\mathcal{M}_j(X + K\mu).$$

The frequency spectrum of the field cross correlation is

$$|a(\mu, X)|^4 \mathcal{M}_i^*(X + K\mu)\mathcal{M}_j(X + K\mu).$$

Then the field cross correlation $A(0)$ at a zero delay, for a constant value of the spectral density, is

$$A(0) \propto \int p(X)^4 \left[\int \mathcal{M}_i^*(X + K\mu)\mathcal{M}_j(X + K\mu) d\mu \right] dX.$$

By substituting $X + K\mu$ with μ' , we can see that the integral on μ' does not depend on X , which confirms that the finite dimension of $p(X)$ does not impose any limitation on the spectral resolution in our experiment, provided that the image of the mask is positioned inside the recording material.

4. DISCUSSION

A. Diffraction Efficiency

Let us first consider the energy that is diffracted by an engraved hologram that is read by an encoded field. The diffracted signal S_d is given by

$$S_d = \int |a_r(\mu)|^2 d\mu = \int |E(t)|^2 dt.$$

Below we assume that the light-source intensity is uniformly distributed over the spectral bandwidth $\Delta\mu$. By using expression (4) for $a_r(\mu)$, we obtain

$$S_d = (\pi/2\lambda)^2 (v/\Delta\mu)^2 \Delta N^2 W_0/2 \int |C_i^*(\mu)C_j(\mu)|^2 d\mu/\Delta\mu.$$

If C_i, C_j are constant or pure phase laws, then the integral is equal to $\Delta\mu$, and the signal is the same for any j . The resulting efficiency is written as

$$\begin{aligned} \eta &= (\pi\Delta N/2\lambda)^2 (v/\Delta\mu)^2 \\ &= (\pi\Delta NL/\lambda)^2 (v\tau_c/2L)^2 \\ &= \eta_{cw}(v\tau_c/2L)^2, \end{aligned}$$

where $\tau_c = 1/\Delta\mu$ is the coherence time of the pulse; L , the crystal length; and η_{cw} , the cw diffraction efficiency. One of the major differences between cw and pulsed recording lies in the hologram dimension. It is limited by the crystal length or by the pulse coherence length $v\tau_c$ for cw or pulse recording, respectively. For femtosecond pulses this length becomes much shorter (roughly $10 \mu\text{m}$) than L (several millimeters).

Note that, as the crystal length determines the spectral resolution (minimal value for one element of the mask), the ratio of the crystal length to the pulse coherence length is the maximum number M of possible addresses. This recording scheme can be compared with the angular phase-encoding technique.^{4,5} In the latter approach the

readout beam intensity is shared among M reference beamlets, the field amplitude of which is \sqrt{M} lower than that of the initial beam. M holograms are coherently recorded; the available refractive-index modulation of each of them is $\Delta N/\sqrt{M}$. Each beamlet is diffracted on a single hologram. The resulting M signals combine into a single field that represents the retrieved data. The resulting diffraction efficiency is

$$\eta = [(\pi L/\lambda)(\Delta N/\sqrt{M})(M/\sqrt{M})]^2 = (\pi\Delta NL/\lambda)^2.$$

Thus, for the same number M of addresses, the signal diffraction efficiency in our method is approximately M^2 times lower than in the angular phase-encoding method. This result can be ascribed to the mutual incoherence of hologram recordings at different wavelengths. Although the storage material is simultaneously illuminated by the object and the reference pulses, each spectral component of the object pulse interferes with a single spectral component of the reference. In contrast, in the case of angular phase encoding, the entire object field interferes with any reference beamlet.

Assuming that the saturation value was reached— 10^{-3} for LiNbO_3 —we calculated a theoretical diffraction efficiency (for one recorded hologram) of a few 10^{-2} for a phase mask, 10^{-3} for the amplitude mask that we used, and a spectrum width of 5 nm.

B. Selectivity

We have seen that the orthogonality of the encoding function results in the perfect selectivity of addressing if the engraved spectral filter is exactly proportional to the mask function. The conditions to be fulfilled are

1. uniform spectral distribution of the laser intensity over the encoding mask,
2. positioning of the recording material inside the image plane of the mask, and
3. crystal length much larger than the spatial extension of the visibility curve (approximately the equivalent length of the encoded pulse).

The first condition can be satisfied at the expense of energy loss. In our experiment some nonuniformity remains, and its effect is shown in the experimental data (Section 5). The important point is the finite length of the crystal.

We have seen [Eq. (2)] that the encoding function can be written as

$$f(\mu) * \Sigma(\exp j\phi_{p_i})\delta(\mu - p\Delta\mu) = f(\mu) * C_i(\mu).$$

The visibility curve is obtained as a Fourier transform (FT) of this encoding function as

$$V(z) = [\text{FT}f(\mu)][\text{FT}C_i(\mu)] = \text{sinc}(b2z/v)[\text{FT}C_i(\mu)].$$

Because of the finite length of the crystal, which can be written as a rectangle function $R(z)$, the equivalent visibility curve is

$$[R(z)\text{sinc}(b2z/v)][\text{FT}C_i(\mu)],$$

which means that, in the engraved spectral filter, $f(\mu)$ has to be replaced by a convolution with a sinc function of the crystal length. It results in an enlargement of each spec-

tral element, which is a cause of cross talk, as discussed in Section 5. One can avoid this cross talk by increasing the distance between the mask slits.

Note that the role of this sinc function is well known in the case of wavelength multiplexing, where $f(\mu)$ is a δ function and one avoids the cross talk by placing the successive wavelengths in the zeros of the sinc that is centered on one of them.

5. EXPERIMENTAL METHODS

To check this principle of storage and addressing, we performed a preliminary experiment in which we used an amplitude mask instead of a spatial light modulator, with the aim being to check the spectral resolution of the system. The setup can be described as follows.

The laser source was a dye laser pumped by a YAG laser delivering broadband chaotic pulses at 620 nm of 10-ns duration and 5-nm bandwidth at a 15-Hz repetition rate. The coherence time of the pulse is thus $\tau_c = 250$ fs, which corresponds to a coherence length l_c of 80 μm . The laser beam is split into an object pulse, which is sent directly to the sample, and a spectrally shaped reference pulse. The spectral shaping device is identical to the one developed by Weiner *et al.*¹¹ (see Fig. 1). The shaped spectrum presents a grooved structure with 0.05-nm-wide bright slices every 0.4 nm. The two beams counterpropagate (Fig. 2), and the delay is adjusted so that they interfere at zero delay at the center of the sample, a 6-mm-thick Fe:LiNbO₃ crystal. A chaotic pulse can be regarded as a train of elementary uncorrelated components of duration τ_c . After shaping by the 0.05-nm-wide slits of the spectral mask, each 80- μm -long subpulse in the reference beam is expanded into a 7.7-mm-long structure. In the crystal, it shrinks into a 3-mm-long hologram because of the counterpropagating scheme and because of the refractive index of LiNbO₃ ($n = 2.5$). Each stored hologram spans the same spatial domain. However, owing to the multiplexing character of the storage, the memory capacity is given by $2nL/l_c \cong 400$. During readout the object beam is blocked, and the spectrally shaped reference pulse is diffracted on the engraved hologram. The diffracted signal energy is collected by a photomultiplier (Subsection 3.C) and is written as

$$S_d \alpha \int |\alpha(\mu)|^6 |C_i(\mu)C_j(\mu)|^2 d\mu.$$

The same mask is used for readout. One varies the readout function $C_j(\mu)$ by scanning the mask position along the X direction in the focal plane of $L1$. Figure 3(a) represents the signal intensity as a function of the spectral distance of the readout mask from its recording position. The irregularities in the variations of the peak intensities most probably arise from the nonuniformity of the spectral intensity over the 5-nm bandwidth. The constant background is ascribed to scattering of the readout beam on the beam splitter through which the diffracted beam is detected.

Figure 3(b) shows the signal intensity for the central peaks as a function of the spectral shift. The triangle width is close to the expected value. The signal intensity at a distance of one slit width from the recording position

represents the cross talk. It appears to amount to approximately 3% of the peak signal intensity. This can be explained by the finite length of the crystal. For an infinite-length crystal, the signal intensity is an exact triangular function. The effect of finite crystal length, as was already explained above, is to convolve the slit function $f(\mu)$ by a sinc function, which for an equivalent crystal length of 6 mm \times 2.5 mm is 0.025-nm wide. The net

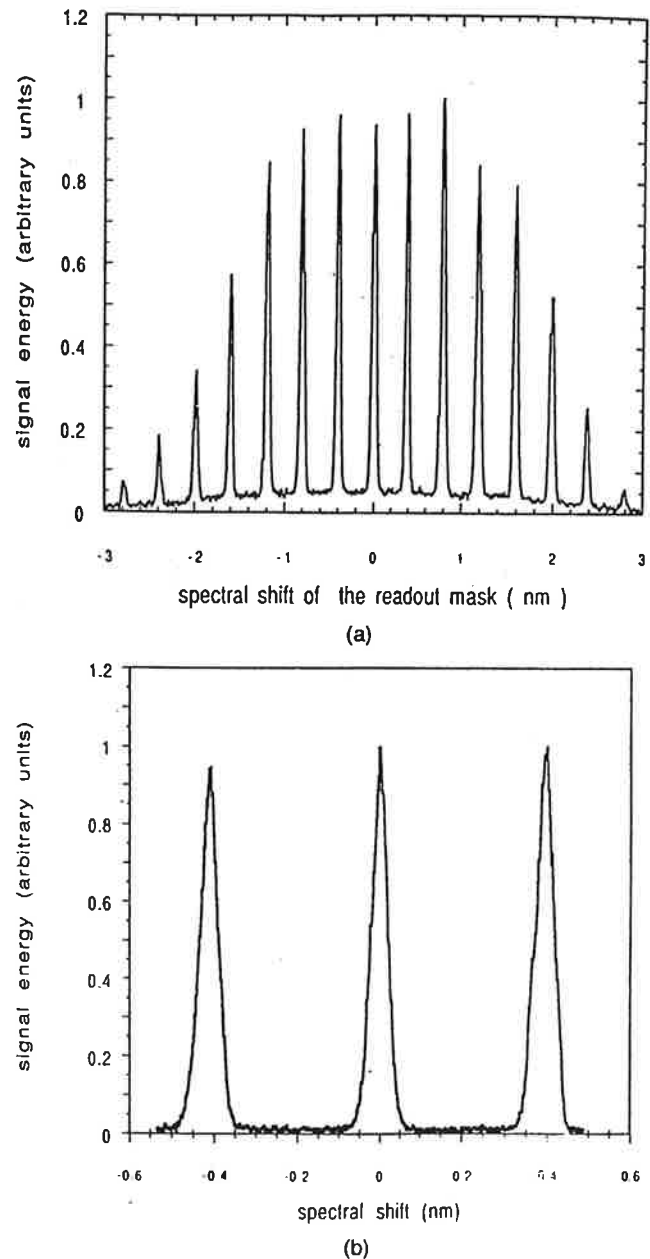


Fig. 3. (a) Hologram readout by a spectrally shaped reference pulse. The hologram was stored by illumination of the sample by an unshaped object pulse counterpropagating with a shaped reference pulse. Spectral shaping is realized by a mask consisting of ten 0.05-nm-wide rectangular slits placed every 0.4 nm. The readout mask is the same, and it can be spectrally shifted with regard to the recording position. Signal energy is detected as a function of the shift. (b) Signal energy as a function of the spectral shift for the three central peaks. Signal intensity at one slit width from the recording position corresponds to the cross-talk level between adjacent slits.

effect is a widening of the slits. In other words, the slits' edges are smoothed because of cutoff of the high-frequency components of the visibility function.

6. SUMMARY

We have experimentally verified a temporal spectrum-shaping technique for addressing data in a photorefractive material. This technique has been previously used in persistent-spectral-hole-burning materials working at low temperature. Formal comparison has been worked out between the explored spectral phase encoding and the angular phase encoding. The scattering efficiency appears to be less affected by the number of the storage addresses in the latter case.

ACKNOWLEDGMENT

I. Lorgeré is grateful to the Société des Amis des Sciences for its financial support.

REFERENCES

1. F. H. Mok, "Angle multiplexed storage of 5000 holograms in lithium niobate," *Opt. Lett.* **18**, 915 (1993).
2. G. A. Rajuljic, V. Levya, and A. Yariv, "Optical data storage by using orthogonal wavelength-multiplexed volume holograms," *Opt. Lett.* **17**, 1471 (1992); A. Yariv, "Interpage and interpixel cross talk in orthogonal (wavelength-multiplexed) holograms," *Opt. Lett.* **18**, 652 (1993).
3. K. Curtis, C. Gu, and D. Psaltis, "Cross talk in wavelength-multiplexed holographic memories," *Opt. Lett.* **18**, 1001 (1993).
4. C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen, and T. Tschudi, "Volume hologram multiplexing using a deterministic phase encoding method," *Opt. Commun.* **85**, 171 (1991).
5. Y. Taketomi, J. E. Ford, H. Sasaki, J. Ma, Y. Fainman, and S. H. Lee, "Incremental recording for photorefractive hologram multiplexing," *Opt. Lett.* **16**, 1774 (1994).
6. H. Sonajalg, A. Débarre, J. L. Le Gouët, I. Lorgeré, and P. Tchénio, "Phase-encoding technique in time-domain holography: theoretical estimation," *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1448 (1995).
7. I. Lorgere, F. Grelet, J. L. Le Gouët, M. Rätsep, and M. Tian, "Phase encoding technique for spectral hole-burning memories," in *Photonics in Computing II*, L. J. Irakliotis, ed. (Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, Bellingham, Wash., 1995), p. 127.
8. Y. T. Mazurenko, "Reconstruction of a nonstationary wavefield by holography in a 3-D medium," *Opt. Spektrosk. (USSR)* **57**, 569 (1984); *Appl. Phys. B* **50**, 101 (1990).
9. C. Joubert, M. L. Roblin, and R. Grousson, "Temporal reversal of picosecond optical pulses by holographic phase conjugation," *Appl. Opt.* **28**, 4604 (1989).
10. A. Débarre, J. C. Keller, J. L. Le Gouët, A. Richard, and P. Tchénio, "An amplitude correlator for broadband laser source characterization," *Opt. Commun.* **73**, 309 (1989).
11. A. M. Weiner, J. P. Heritage, and E. M. Kirschner, "High-resolution femtosecond shaping," *J. Opt. Soc. Am. B* **5**, 1563 (1988).
12. I. Lorgeré, M. Rätsep, J. L. Le Gouët, F. Grelet, M. Tian, A. Débarre, and P. Tchénio, "Storage of a spectrally shaped hologram in a frequency selective material," *J. Phys. B* **28**, L565 (1995).
13. G. C. Valley and M. B. Klein, "Optimal properties of photorefractive materials for optical data processing," *Opt. Eng.* **22**, 704 (1983).
14. H. Kogelnik, "Coupled wave theory for thick hologram grating," *Bell Syst. Tech. J.* **48**, 2909 (1969).

ARTICLE III

**STORAGE OF A SPECTRALLY SHAPED HOLOGRAM
IN A FREQUENCY SELECTIVE MATERIAL**

Storage of a spectrally shaped hologram in a frequency selective material

I Lorget†, M Rätsep††, J-L Le Gouët†, F Grelet†, M Tian†§, A Débarre† and P Tchénio†

† Laboratoire Aimé Cotton, CNRS II Bât. 505, Campus d'Orsay, 91405 Orsay Cédex, France

†† Institute of Physics, Estonian Academy of Sciences, EE2400 Tartu, Estonia

§ Changchun Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, People's Republic of China

Received 18 April 1995

Abstract. A spectral holography experiment is performed in a hole-burning material. A shaping device is used to tailor the spectrum of the pulses which engrave the hologram. The resolution of the spectral shaping technique is investigated both theoretically and experimentally.

Linear spectral filtering has proved to be a powerful technique for temporal shaping of ultrashort light pulses [1–7]. The technique consists of spatially dispersing the frequency components of a short pulse in order to filter the components through phase and amplitude masks. Recombination of the filtered components then gives the desired temporal shape. The technique has been used to synthesize femtosecond waveforms according to specifications in experiments involving all-optical switching [6], dark soliton propagation in fibres [4] and pulse coding for communication [5].

Recently Weiner *et al* demonstrated a spectral holography technique which allows the recording and non-linear filtering of temporal waveforms [7]. A hologram is recorded as a spatial interference pattern on a conventional holographic plate placed in the filtering plane of a pulse shaper. Time-reversal, convolution and correlation of femtosecond waveforms have been demonstrated with this technique. Spectral holography can also be performed in a frequency selective recording material through the processes of time-delayed DFWM and spectral hole-burning [8–10]. For recording, the hole-burning material is illuminated by two pulses separated by the time delay T . One is a short pulse that serves as a time-domain reference. The other is the temporally structured object pulse. Thus the spectral interference pattern between the object and the reference pulses is stored as a modification of the inhomogeneously broadened absorption band of the material. The engraved spectral pattern is the spectral hologram. Subsequent excitation of the material by a short reading pulse gives rise to emission of a signal after a delay equal to T . The shape of the emitted signal is that of the recorded object pulse or its time-reversed version depending on the time order of the object and the reference pulses. With a temporally structured reading pulse the emitted signal waveform is the result of the convolution or the correlation of the reading and the object temporal shapes [11]. The development of spectral holography in hole-burning materials is limited by the necessary cryogenic technique. In addition the excitation spectrum must match the absorption band of the material. On the other hand, hole-burning materials make it possible to record and process both spectral and spatial

structures which is not the case with the above holographic technique [7]. For this reason hole-burning materials are attractive for high-density image storage and parallel processing [12–15].

Pulse shapers may prove useful in the development of hole-burning memories and processors. A spectral encoding technique using a pulse shaper has recently been proposed for addressing images stored as spectral holograms [16]. The development of such techniques is conditioned by their spectral resolution, that is, by the width of the smallest spectral feature that can be processed in the experiment. The spectral resolution of a pulse shaper was studied both theoretically and experimentally [2]. It was found that this resolution was limited by the size of the diffraction spot produced by the input beam on the filtering plane. This letter shows theoretically that a resolution below this limit can be obtained with a pulse shaper. A spectral holography experiment in a hole-burning material is reported which demonstrates the theoretical conclusions.

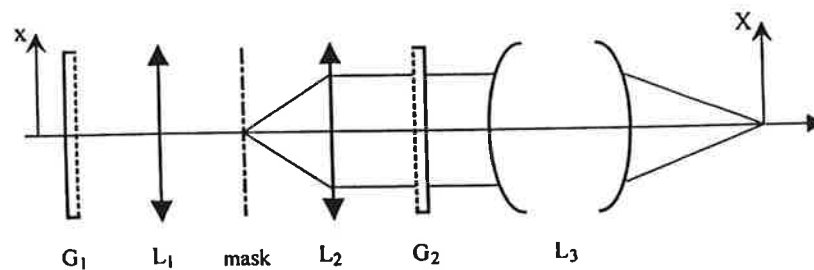


Figure 1. Sketch of the optical system. The grating pair G_1 and G_2 together with the mask and the lenses L_1 and L_2 form the pulse shaper. The lens L_2 together with the optical combination L_3 form an imaging system that conjugates the mask and the X -plane.

Let us consider the optical system sketched in figure 1. It consists of a pulse shaper followed by an optical combination that focuses the beam on a plane (X -plane), where the shaped pulses are observed. The pulse shaper device is that first proposed by Froehly and further developed by Weiner *et al* [1, 7]. It is made of a unit magnification telescope with a pair of gratings placed in its outer focal planes. The spectrum of the input pulse spreads in the plane situated midway between the lenses. Phase and amplitude masks placed in this plane filter the spectral components of the pulse. These components are recombined together by the output lens and grating, symmetric with the input dispersing system. The output lens of the telescope together with the combination L_3 form an imaging system that conjugate the mask and the X -plane. The pulse entering the shaper is described by the spectral amplitude $E_i(x; \omega) = E(\omega)E_i(x)$ of the optical field. The variable ω is the frequency shift with respect to the central frequency Ω_0 of the pulse spectrum. The function $E_i(x)$ gives the beam shape in the grating plane of incidence. The beam shape in the perpendicular direction is not considered since it is not affected by the gratings. The action of the gratings on the above field is described following Martinez [17]. The relevant parameters are the angular dispersion coefficient $\beta = -\partial\theta/\partial\omega$ of the gratings and the coefficient $\alpha = -\partial\theta/\partial\gamma$ which gives the relative variations of the diffraction angle and of the incident angle on the first grating (i.e. the angular magnification of the first grating). Accounting for the gratings, and describing the propagation of the pulse through the optical system with the diffraction theory, one finds that the field $E(X; \omega)$ on the X -plane is expressed as

$$E(X; \omega) = E(\omega) \int du m(u) \hat{E}_i \left(\frac{u - \beta f \omega}{\alpha \lambda f} \right) R(u - \beta f \omega + \alpha X/g) \quad (1)$$

where $\lambda = 2\pi c/\Omega_0$, f is the focal length of the telescope and g is the transverse magnification of the imaging system. The function $\hat{E}_i(\xi) = \int dx E_i(x) \exp 2i\pi x\xi$ is the spatial Fourier transform of the input field $E_i(x)$. It describes the diffraction spot produced by the input beam on the mask (for one frequency component). The function $R(u)$ is the impulse response function of the reversed imaging system, accounting for its apertures: it describes the diffraction spot that the imaging system would produce on the mask in response to a point source located on the X -plane (if the light direction of propagation were reversed). The mask is represented by the function $m(u)$. The integral is the effective spectral mask as seen by the point X on the observation plane. It is the convolution of the physical mask with the product of the impulse response and of the input beam diffraction spot. This means that the spectral resolution of the device is determined by the width of the input beam diffraction spot or by that of the impulse response, depending on which is the smallest. The size of the input beam diffraction spot depends mostly upon the transverse coherence length of the beam. In an experimental situation it is rather difficult to achieve a large spatially coherent beam and therefore a small diffraction spot. On the other hand, the impulse response width only depends upon the apertures of the imaging system and can be made very small. As a result the spectral resolution of the system is in practice determined by the impulse response width and is independent of the input beam coherence length. It follows that in order to produce a faithful spectral image of the physical mask in the spectrum $E(X; \omega)$, it is only required that the impulse response width be much smaller than the size d of the smallest mask feature. In our device, the aperture of the imaging system has an $O = 25$ mm diameter and lies in the plane of the telescope output grating. The above condition therefore gives $d \gg \lambda f/O = 6 \mu\text{m}$ ($f = 250$ mm). With 1800 grooves/mm gratings giving a 2500 rad nm^{-1} angular dispersion and a typical 5 nm input bandwidth, this allows the synthesis of spectral patterns with several hundred independent features. Under the above condition the field in the X -plane reads as

$$E(X; \omega) = E(\omega) \hat{E}_i(-X/g\lambda f) m(\beta f\omega - \alpha X/g). \quad (2)$$

In this expression the spectral mask depends upon the position in the X -plane. But this dependence is a mere shift in frequency. At every point of the X -plane, the shape of the spectral mask is that of the physical mask whatever the input beam shape. The frequency shift can be understood with geometrical optics considerations. Let us consider the frequency component ω of the pulse. This component is focused on the mask around the point $u = \beta f\omega$. It spreads over an area whose typical size w_0 is the input beam diffraction spot width. The image of this spot on the X -plane spreads over an area of width $w_0 g/\alpha$ centred on the point $X = 0$. The central point of the X -plane is the image of the central point of the spot on the mask. For this point the filtering mask is therefore $m(\beta f\omega)$. But at distance X from the central point one observes the image of the point located at $u = \beta f\omega - \alpha X/g$ on the mask. Hence the point X sees a shifted mask, as indicated by (2).

The above discussion assumes that the mask and the X -plane are perfectly conjugated by the imaging system. In an experimental situation it might not be easy to fulfil this condition. Failure to do so results in enlargement of the impulse response and deterioration of the spectral resolution. Let us consider a default ε (conjugation default) between the position of the mask and the position of the X -plane conjugate. The angular aperture of the beam leaving the mask is λ/d . The image of a point of the sample on the mask therefore spreads over a spot of size $\varepsilon\lambda/d$. For the conjugation default not to spoil the spectral resolution of the system it is necessary that this geometrical spot be much smaller than the size d of the smallest mask feature. This condition demands that the default ε be much smaller than d^2/λ that is ~ 3.3 mm with $d = 45 \mu\text{m}$. This means that in a practical situation

the conjugation default is the key parameter to achieving a good spectral resolution. If care is not taken in this parameter, one may reach the situation when the width of the impulse response is larger than the input beam diffraction spot, in which case the spectral resolution is determined by the input beam diffraction spot. This may explain the results found by Weiner in his early works on pulse shaping devices [2].

In order to check the validity of the above analysis we have performed a spectral holography experiment in a hole-burning material (octaethylporphine in polystyrene at 1.4 K). This experiment is related to our interest in the storage capabilities of such materials [18, 19, 16]. The experiment is the following. First the spectral structure of an object pulse which has been synthesized with the pulse shaper is recorded as a spectral hologram in the hole-burning material. Then the stored structure is probed by a test pulse which has also been structured by the pulse shaper and the energy of the holographic signal recorded.

The holographic signal is described by the amplitude $E_S(X; \omega)$ of the corresponding field on the sample. This amplitude can be expressed as

$$E_S(X; \omega) = E_1^*(X; \omega)E_2(X; \omega)E_3(X; \omega). \quad (3)$$

In this expression, the field $E_2(X; \omega)$ describes the short unstructured pulse used as a reference for the holographic recording. The field $E_1(X; \omega)$ describes the object pulse whose spectral shape is stored in the sample while the field $E_3(X; \omega)$ is that of the reading pulse used to probe the hologram. The mask used to shape the object pulse is an amplitude mask which consists of ten transparent $\sim 45 \mu\text{m}$ width slits separated from each other by the periodic distance $p = 400 \mu\text{m}$. The same mask is used for shaping the test pulse except that it is shifted by the distance u_0 with respect to the recording mask. The width of our imaging system impulse response is typically $6 \mu\text{m}$. As a consequence it can be neglected at the scale of the mask slits. Therefore, if the sample is perfectly positioned with respect to the mask plane and the spectrum $E(\omega)$ is flat over the mask width, the energy $W(u_0) = \int dX \int d\omega |E_S(X; \omega)|^2$ of the holographic signal, recorded as a function of the mask shift u_0 , is proportional to the autoconvolution function of the mask:

$$W(u_0) \propto \int d\omega m(\beta f \omega) m(\beta f \omega - u_0). \quad (4)$$

This function consists of $2d$ -width triangles spaced by the distance p . The amplitude of the triangles decreases as the shift u_0 increases due to the finite width of the mask. It should be pointed out that (4) relies on the assumption that the sample is not translated in the X -direction between the recording and the reading steps. Translating the sample by the distance X_0 is equivalent to shifting the mask by $\alpha X_0/g$. This is not significant in this particular experiment because the whole convolution function $W(u_0)$ is recorded. But this feature should be considered in experiments such as the one proposed in [16], where the hole-burning material is used to process one specific point of the convolution function of the recording and the reading mask.

We have not tried to measure the spectral resolution limit of our device. Instead, we have measured the cross-talk between the spectral slices cut in the field spectrum by the mask slits. The cross-talk is defined by the ratio $W(u_0 = d)/W(0)$. It is the value of the signal energy in the wings of the triangle relative to the peak energy value. This parameter measures the independence of the spectral slices. It is related to the spectral resolution of the experiment. It approaches zero when the spectral resolution is much better than the spectral width of the mask slits.

Figure 2 shows experimental profiles of the signal energy $W(u_0)$. The first one (figure 2(a)) gives the overall characteristics of the profiles. The irregular variation of the peak amplitudes is probably due to the fact that the spectral bandwidth (FWHM $\sim 3 \text{ nm}$)

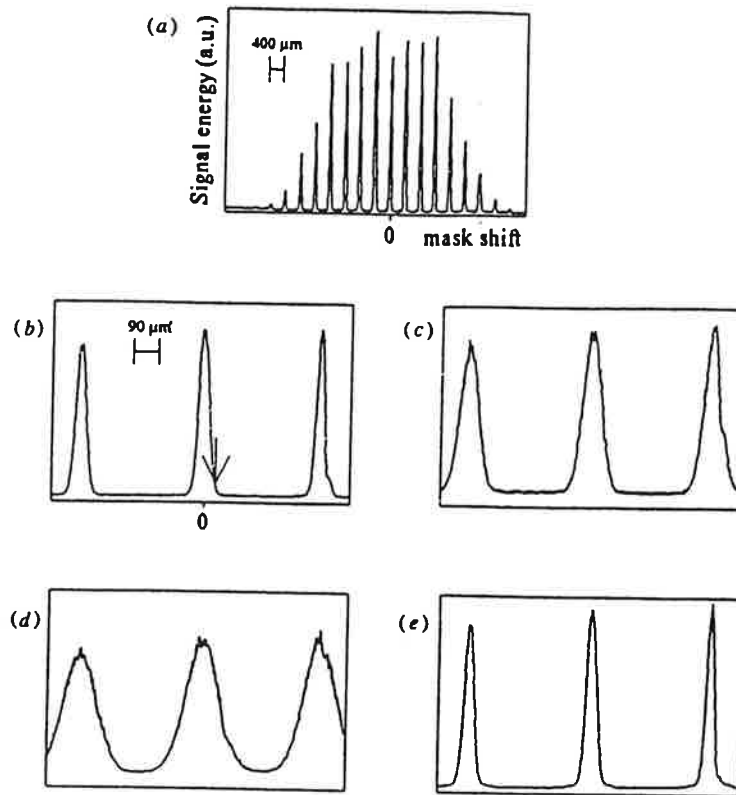


Figure 2. Experimental records of the holographic signal energy as a function of the shift u_0 between the recorded and the testing masks: (a) general aspect of the records, (b) first three central peaks recorded with optimal conditions (the arrow indicates where the cross-talk is measured), (c) with a 5 mm conjugation default, (d) with a 5 mm conjugation default and a 2 mm aperture on the input beam and (e) with a 2 mm aperture on the input beam but a zero conjugation default.

of the laser is not uniform over the mask width (5.8 nm). Figure 2(b) shows the first three central peaks recorded when the conjugation between the mask and the sample plane is optimally adjusted. This corresponds to optimal conditions to achieve good spectral resolution. This profile shows the triangular shape of the peaks. The cross-talk is best measured on the central peak because the others are affected by the irregularity of the mask pattern. The FWHM of this peak is $41 \mu\text{m}$ which is close to the expected value. The cross-talk value is 3.8%. Figure 2(c) shows the influence of the conjugation default. For the recording of this profile, the parameter ϵ was set to 5 mm. This results in broadening of the peaks and an increase of the cross-talk. The FWHM of the central peak is $69 \mu\text{m}$ and the cross-talk value measured on this peak is 32%. With such a large conjugation default one would expect a larger cross-talk value. This indicates that the spectral resolution is actually determined by the width of the input beam diffraction spot as confirmed by figure 2(d). This profile was recorded with the same conjugation default, but in addition, the input beam was limited by a 2 mm diameter aperture on lens L_1 . The result is a considerable increase of the peak width ($125 \mu\text{m}$) and of the cross-talk, the latter now reaching 70%. For the profile of figure 2(e), the same limiting aperture was used but the conjugation was best adjusted. The

FWHM of the peak (38 μm) is now again close to the theoretical value and the cross-talk value is only 3.4%. This shows that the spectral resolution is indeed independent of the input beam size provided that the sample is in the image plane of the mask.

In summary this letter demonstrates that the spectral resolution of a pulse shaper is independent of the input beam size when the shaped pulses are observed in the image plane of the shaping mask. The spectral resolution is then determined by the width of the imaging system impulse response. We have also demonstrated the storage and readout of a spectrally shaped hologram in a frequency selective material. These results are encouraging for the development of pulse shaping techniques in hole-burning memory devices.

References

- [1] Frœhly C, Colombeu B and Vampouille M 1983 Shaping and analysis of picosecond light pulses ed E Wolf *Progress in Optics XX* (Amsterdam: North-Holland) pp 65–153
- [2] Thurston R N, Heritage J P, Weiner A M and Tomlinson W J 1986 Analysis of picosecond pulse shape synthesis by spectral masking in a grating pulse compressor *IEEE J. Quantum Electron.* **22** 682
- [3] Weiner A M, Laird D E, Patel J S and Wullert J R 1992 Programmable shaping of femtosecond optical pulses by use of 128 element liquid crystal phase modulator *IEEE J. Quantum Electron.* **28** 908–19
- [4] Weiner A M, Thurston R N, Tomlinson W J, Heritage J P, Laird D E, Kirshner E M and Hawkins R J 1989 Temporal and spectral self-shifts of dark optical solitons *Opt. Lett.* **14** 868
- [5] Weiner A M, Heritage J P and Salehi J A 1988 Encoding and decoding of femtosecond pulses *Opt. Lett.* **13** 300
- [6] Weiner A M, Silberberg Y, Foukhardt H, Laird D E, Saifi M A, Andrejco M J and Smith P V 1989 Use of femtosecond square pulses to avoid pulse breakup in all-optical switching *IEEE J. Quantum Electron.* **25** 2648
- [7] Weiner A M, Laird D E, Reitze D H and Paek E G 1992 Spectral holography of shaped femtosecond pulses *Opt. Lett.* **17** 224
- [8] Rebane A, Kaarli R and Saari P 1983 Photochemical time-domain holography of weak picosecond pulses *Opt. Commun.* **47** 173
- [9] Saari P, Kaarli R and Rebane A 1986 Picosecond time and space domain holography by photochemical hole-burning *J. Opt. Soc. Am.* **B 3** 527
- [10] Kim M K and Kachru R 1987 Storage and phase conjugation of multiple images using backward-stimulated echoes in $\text{Pr}^{3+}:\text{LaF}_3$ *Opt. Commun.* **12** 593–5
- [11] Bai Y S, Babbitt W R, Carlson N W and Mossberg T W 1984 Real time optical waveform convolver/cross-correlator *Appl. Phys. Lett.* **45** 714–6
- [12] Mitsunaga M, Yano R and Uesugi N 1991 Time and frequency domain hybrid optical memory: 1.6 Kbit data storage in $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ *Opt. Lett.* **16** 1890
- [13] Shen X A and Kachru R 1993 Time-domain optical memory for image storage and high speed image processing *Appl. Opt.* **32** 5811
- [14] Sasaki H and Karaki K 1994 Hole-burning holography in $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ *Persistent Spectral Hole-Burning and Related Spectroscopies: Science and Applications* (Optical Society of America) p 384
- [15] Kohler B, Bernet S, Renn A and Wild U P 1991 Holographic optical data storage of 2000 images by photochemical hole-burning *Persistent Spectral Hole-Burning: Science and Application* (Optical Society of America) pp 46–9
- [16] Sönajalg H, Débarre A, Le Gouët J-L, Lorgeté I and Tchénio P 1995 Phase encoding technique in time-domain holography: theoretical estimation *J. Opt. Soc. Am.* **B** accepted
- [17] Martinez O E 1986 Grating and prism compressors in the case of finite beam size *J. Opt. Soc. Am.* **B 3** 929
- [18] Débarre A, Keller J-C, Le Gouët J-L and Tchénio P 1991 Field cross-correlation retrieval of optically stored data *J. Opt. Soc. Am.* **B 8** 153–9
- [19] Débarre A, Keller J-C, Le Gouët J-L, Tchénio P and Galaup J-P 1991 Optical information storage in condensed matter with stochastic excitation *J. Opt. Soc. Am.* **B 12** 2529–36

ARTICLE IV

FAST RANDOM ACCESS

TO FREQUENCY-SELECTIVE OPTICAL MEMORIES

Fast random access to frequency-selective optical memories

M. Rätsep,* M. Tian,† I. Lorgeré, F. Grelet, and J.-L. Le Gouët

Laboratoire Aimé Cotton, Bâtiment 505, 91405, Orsay Cedex, France

Received August 23, 1995

Spectral phase codes are used as storage addresses in a frequency-selective optical memory. Data are engraved over a 1.5-THz-wide spectral interval. With the help of a ferroelectric liquid-crystal modulator it takes less than 100 μ s to retrieve any spectrally addressed data. © 1996 Optical Society of America

The persistent spectral hole-burning property is known to add a fourth dimension to the optical data storage volume. One could take full advantage of this large memory capacity and of its optically inherent parallelism in an application such as image storage. Two main classes of persistent spectral hole-burning materials have been investigated. In rare-earth ion-doped crystals, data are stacked within a typically 1-GHz-wide absorption band. With a homogeneous width ν_h in the megahertz range or smaller, these crystals can accommodate more than 1000 spectral addresses within their absorption bands. In dye-molecule-doped amorphous polymers, the absorption bandwidth grows to several terahertz, and the homogeneous width, which determines the spectral extension of elementary stored information, reaches several gigahertz. A few years ago the storage of 2000 images within the absorption band of a chlorin-doped polyvinylbutyral sample was demonstrated.¹ However, the readout rate was dramatically limited by the frequency scan speed of the laser, which had to be tuned over the 1.5-THz-wide spectral domain occupied by the images. Much faster sequential readout of stored images was achieved recently in crystals, for which the absorption bandwidth is smaller.² However, the wavelength sweeping rate has not yet been large enough to permit the rapid long-distance spectral jumps that are required for fast random access. In addition, one has to keep in mind the problem of working at the helium temperature. Practical applications probably cannot tolerate this temperature constraint. It is expected that any material working at a higher temperature will exhibit a large homogeneous width and that a larger memory capacity will be kept only at the expense of a larger absorption bandwidth.³ This should stimulate efforts to develop fast readout techniques in materials in which the inhomogeneous absorption bandwidth ν_i exceeds 1 THz.

We report the experimental demonstration of the addressing procedure that we proposed in a previous theoretical work.⁴ It is reminiscent of a recently investigated technique for angular multiplexing in space-domain holography.^{5,6} This method should give random access to stored images at video rates in persistent spectral hole-burning materials with an absorption bandwidth of several terahertz. It is derived from the three-pulse photon echo process and can be regarded as a time-and-space holography technique. The memory element is illuminated by the combination of the reference and the object pulses, which propa-

gate along the wave vectors \mathbf{k}_1 and \mathbf{k}_2 , respectively (see Fig. 1), and which are separated in time by the delay τ . The interference pattern engraved at position \mathbf{r} in the material can be expressed as the product $E_1^*(\nu)E_2(\nu)P(\mathbf{r})\exp[i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r} - 2i\pi\nu\tau]$ of the corresponding space- and frequency-dependent field amplitudes. The \mathbf{r} dependence of the object field $E_2(\nu)P(\mathbf{r})\exp(-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})$ conveys the two-dimensional spatial image to be stored, and its spectral profile $E_2(\nu)$ is assumed to be a slowly varying function of the frequency ν over the absorption bandwidth. In other words, the duration of the object field is supposed to be smaller than ν_i^{-1} (that is, <200 fs in an amorphous material). Conversely, the reference field is a spatial plane wave, and the characteristic scale of variation of its profile $E_1(\nu)$ is as small as ν_h . Indeed, the ν -dependent shape $E_1(\nu)$ encodes the address of the recorded image. A specific address code corresponds to each stored image. At readout, a probe field $E_3(t - t_3)\exp(-i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})$ reaches the memory element at time t_3 and is diffracted by the engraved hologram. Provided that τ is large enough to prevent temporal overlap between the object and the reference pulses, the temporal profile of the radiated signal reads as⁷

$$\begin{aligned} \tilde{E}_s(\mathbf{r}, t) = & P(\mathbf{r})E_2(\nu_0) \int d\nu E_1^*(\nu)E_3(\nu) \\ & \times \exp[2i\pi\nu(t - t_3 - \tau)], \end{aligned} \quad (1)$$

where the slow ν variation of $E_2(\nu)$ is ignored and $E_3(\nu)$ stands for the time-to-frequency Fourier transform of $\tilde{E}_3(t)$. At time $t = t_3 + \tau$, Eq. (1) reveals the inner product $\int d\nu E_1^*(\nu)E_3(\nu)$ of the reference and the readout spectral shapes. If $E_1(\nu)$ and $E_3(\nu)$ belong to the same set of orthogonal functions, the stored image is retrieved if and only if the readout code $E_3(\nu)$ coincides with the memory address code $E_1(\nu)$. More generally, when several images are stacked into the memory, the spectral shape $E_1(\nu)$ is no longer a single code but a linear combination of the orthogonal address functions. Again, any stored image can be retrieved with the help of its own code.

We follow the spectral encoding procedure developed by Weiner *et al.*⁸ The spectrum of the reference and readout pulses is spectrally shaped by a liquid-crystal spatial light modulator (SLM) that is inserted within a pair of dispersion gratings. The spectrum is divided into N slices that can be selectively affected by a 0 or a π phase shift. In this way, a set of N orthogonal spectral shapes can be built. Each element of the set is defined as an array of phase shifts that affect the N spectral slices.

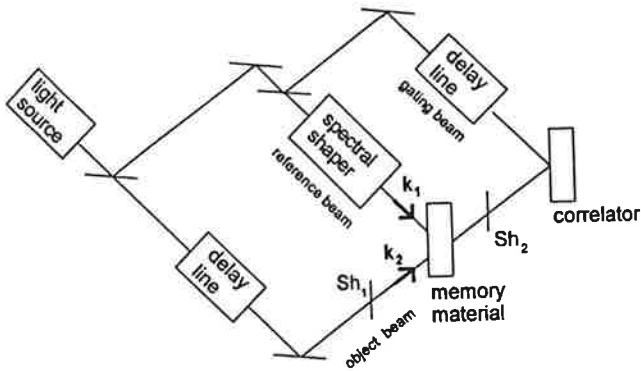


Fig. 1. Schematic of the experimental setup.

The proposed approach is free from the limitations imposed by laser frequency scanning. It takes only 10–100 μs to set the configuration of a ferroelectric liquid-crystal modulator, depending on the applied voltage. This is the access time for any stored information.

The cost of this fast retrieval technique is the excellent time resolution that is demanded from the detector. Indeed, Eq. (1) reduces to the inner product between the reference and the readout field spectral shapes during a very short time, of the order of ν_i^{-1} . Only an ultrafast optical gate is able to pickup the signal. An interference cross-correlator device⁹ is well suited to achieving the needed optical gating with high repetition rate (see Fig. 1). One records the cross-correlation function $G(\mathbf{r}, T)$ of the signal field $\tilde{E}_s(\mathbf{r}, t)$ and of a gating field $\tilde{E}_G(t)$:

$$G(\mathbf{r}, T) = \int \tilde{E}_G(t - T) \tilde{E}_s^*(\mathbf{r}, t) dt / \int |\tilde{E}_G(t)|^2 dt. \quad (2)$$

Let the gating field time variation coincide with that of the object field. Then $\tilde{E}_G(t) = \tilde{E}_2(t - t_3)$, and the cross-correlation function reads as

$$G(\mathbf{r}, T) = P(\mathbf{r}) |E_2(\nu_0)|^2 \int E_3^*(\nu) E_1(\nu) \times \exp[2i\pi\nu(\tau - T)] d\nu / \int |E_G(\nu)|^2 d\nu.$$

The T dependence of $G(\mathbf{r}, t)$ coincides with the t dependence of the signal field. At $T = \tau$ the integral over ν reduces to the inner product of the reference and the readout spectral shape, giving access to the selective retrieval of the engraved data. It should be stressed that, unlike previous cross-correlation techniques,^{10,11} the present technique is operated at fixed delay. It does not require any mechanical motion of the translation stage. Indeed, the only element that has to be configured to permit access to an image is the SLM used to generate the address code.

Finally, the duration of the initial pulses has to be considered. In the above discussion, it is admitted that the duration of the stored images is not longer than ν_i^{-1} . Production of such short pulses involves sophisticated femtosecond lasers, the use of which does not seem to be pertinent in an experiment in which data are finally retrieved at video rates. Indeed, the

quantity that has to be smaller than ν_i^{-1} is not the pulse length but the coherence time of the light. Broadbandwidth light sources can deliver pulses that satisfy this condition.

We are currently experimenting with the storage of one-point images with the help of the spectral phase-encoding technique. The experimental setup is shown in Fig. 1. The light source is a broadband dye laser pumped by the second harmonic of a YAG laser. It delivers 7-ns-duration pulses at a 15-Hz repetition rate; the pulse spectrum is centered at 620 nm and spreads over approximately 1.5 THz. The sample is a 1-mm-thick piece of octaethylporphine-doped polystyrene, which is cooled to 1.4 K. The optical density of the sample at the center of the absorption band is approximately 2. The reference pulse, which propagates along \mathbf{k}_1 , illuminates the memory element together with the object beam, directed along \mathbf{k}_2 . The address is encoded by a spectral phase shaper that is inserted into the path of the reference pulse. The smectic C* liquid-crystal, 128-pixel, linear-array SLM used in the shaper was built at the École Nationale Supérieure des Télécommunications-Bretagne. A pair of holographic gratings with 2400 grooves/mm is used to disperse the reference pulse spectrum on the SLM array and to recombine the spectral components. With a pixel period of 40 μm , the spectral window selected by the SLM spreads over a bandwidth of 2.5 THz. The dead zone between adjacent pixels is approximately 4 μm . Each active spectral pixel is 17.5 GHz wide and can be independently affected by a 0 or a π phase shift. During the recording step, shutters Sh_1 and Sh_2 are open and closed, respectively. The reverse position applies for readout. The typical exposure fluence is 10 $\text{mJ cm}^{-2} \text{min}^{-1}$. All the beams used in the experiment are provided by a single laser source. The cross correlation between the signal and the gating pulse is derived from the contrast of their interference fringes. The interference pattern is formed on a CCD linear array that exhibits a dynamic range of 256. A fast Fourier transform of the intensity distribution provides us with a fringe contrast that coincides with the cross-correlation function.

The present laser spectrum appears to be too narrow for performing uniform excitation of the sample over the window defined by the SLM. Hence, a slit is set on the spectral shaper to reduce its aperture by a factor of 2. With the remaining 64 pixels we experimentally test the phase-encoding technique for $N = 32$. The relevant width of each independent spectral slice is thus given by $\nu_s = 38.5 \text{ GHz}$. The time delay τ between the reference and the object pulses is set to 26 ps. The product $\nu_s \tau = 1.00$ is large enough to eliminate the cross talk that could be caused by the writing pulse overlap.⁴

Each address is allocated to a binary 0 or 1. The j -labeled address is defined by the N -phase-factor array $\{\epsilon_j\}$. We say that a binary 1 is stored in j when the sample is illuminated by the $\{\epsilon_j\}$ -encoded reference pulse, followed after a delay τ by the object pulse. When no hologram is engraved with the $\{\epsilon_j\}$ code, the binary 0 is said to be stored at address j .

The 32 spectral shapes composed by the SLM belong to a family of Hadamard orthogonal func-

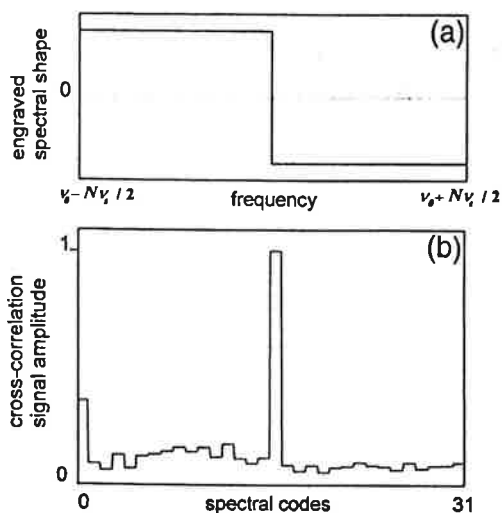


Fig. 2. Storage at a single address. (a) The shape $E_1(\nu)$, the envelope of the spectral hologram. The storage domain spreads over an $N\nu_s$ -wide interval around the central frequency ν_0 . Component 16 of the 32-element Hadamard family is the step function. (b) The experimental cross-correlation signal amplitude, as it is measured with the help of the 32 address codes numbered from 0 to 31.

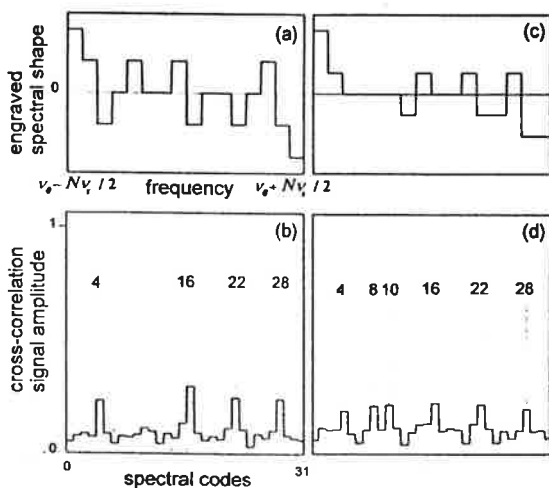


Fig. 3. Envelopes of the spectral holograms, engraved for data storage at (a) addresses 4, 16, 22, and 28 and (c) address 4, 8, 10, 16, 22, and 28. (b), (d) The corresponding cross-correlation signal amplitudes. The same y scale is used for Fig. 2(b) and Figs. 3(b) and 3(d).

tions.^{4,6} Figure 2 presents the results obtained when a single binary 1 is stored. The recording step lasts for 2 min. For the readout step the delay T is set equal to τ and the correlation function is recorded while the SLM configuration is scanned through the 32 address codes at the rate of one address every 20 laser shots. The experimental data displayed in Fig. 2 results from the average of the correlation signal amplitude over 20 laser shots at each readout address. A peak is obtained when the readout code coincides with that of the stored binary 1 (address 16 in the figure). Readout with the 31 other address codes gives rise to a background that defines the binary 0 level. For storing several data, we use a cyclic procedure. During one cycle, the data are

successively addressed to the memory. Each datum is exposed for 2 s per cycle, and the cycle is repeated 28 times. The readout signal after storage of four and six binary 1's is represented in Fig. 3. The incremental recording procedure yields a good balance between the engraved data. The cross-talk observed in Fig. 2 can be explained by the nonuniformity of the laser spectral distribution, in accordance with Ref. 4. The cross-talk size is consistent with the measured 1.2 ratio of the laser bandwidth to the width of the engraved spectral hologram. Other features are likely to contribute to the cross talk observed in Fig. 3. We have noticed that the exposure used to engrave the data is large enough to erase previous recordings. This means that, contrary to the assumption of Ref. 4, the recording of each datum cannot be regarded as a small perturbation of the active molecule spectral distribution. Besides, because of the large optical density of the sample, the assumption in Ref. 4 of uniform excitation throughout the sample is not valid. It is the low dynamic range of our CCD array detector that forced us to resort to large exposure and large optical density so that we could boost the diffracted signal intensity. Both result in the distortion of the engraved spectral addresses and especially affect the gray-scale spectral shapes that encode the multiplexed addresses of Fig. 3.

In summary, we have experimentally demonstrated a new method for storing data in frequency-selective materials. It should open the way to the random-access retrieval of images at video rate in spectrally selective optical memories, but the cross-talk background must be reduced.

*Permanent address, Institute of Physics, Estonian Academy of Sciences, EE2400 Tartu, Estonia.

†Permanent address, Changchun Institute of Physics, Academia Sinica, Changchun 130021, China.

References

1. B. Kohler, S. Bernet, A. Renn, and U. P. Wild, *Opt. Lett.* **18**, 2144 (1993).
2. H. Sasaki, K. Karaki, M. Mitsunaga, and N. Uesugi, in *Spectral Hole-Burning and Related Spectroscopies: Science and Applications*, Vol. 15 of 1994 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1994), p. 384.
3. C. Wei, S. Huang, and J. Yu, *J. Lumin.* **43**, 161 (1989).
4. H. Sonajal, A. Débarre, J.-L. Le Gouët, I. Lorgère, and P. Tchénio, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 1448 (1995).
5. Y. Taketomi, J. E. Ford, H. Sasaki, J. Ma, Y. Fainman, and S. H. Lee, *Opt. Lett.* **16**, 1774 (1991).
6. C. Denz, G. Pauliat, G. Roosen, and T. Tschudi, *Opt. Commun.* **85**, 171 (1991); *Appl. Opt.* **31**, 5700 (1992).
7. Y. S. Bai, W. R. Babbitt, N. W. Carlson, and T. W. Mossberg, *Appl. Phys. Lett.* **45**, 714 (1984).
8. A. M. Weiner, D. E. Leaird, J. S. Patel, and J. R. Wullert, *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 908 (1992).
9. A. Débarre, J.-C. Keller, J.-L. Le Gouët, A. Richard, and P. Tchénio, *Opt. Commun.* **73**, 309 (1989).
10. A. Rebane, J. Aaviksoo, and J. Kuhl, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 93 (1989).
11. A. Débarre, J.-C. Keller, J.-L. Le Gouët, P. Tchénio, and J.-P. Galaup, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 2529 (1991).

ABSTRACT

This work reports on the study of a spectral phase addressing technique for data storage in a frequency-selective material.

We first present the time-domain holography in the conventional materials, where the use of the three spatial dimensions permits to store a complete « mapping » of an electromagnetic field. Then we extend the holographic process to the spectral dimension of the persistent spectral hole burning materials.

We use this fourth dimension to spectrally address the data. The method combines the « memory » and the « optical processor » properties of the time-domain holography. The addresses are built with a pulse shaper which engraves a specific phase code on the spectral profile of broad band pulses.

Our experimental results demonstrate the spectral addressing technique. However, the level of cross-talk grows with an increasing number of engraved datas. A systematic study of the storage and the readout mechanisms is then necessary to find the origin of this fault. Our contribution to this detailed analysis concern the pulse shaper that we estimate to be beyond suspicion.

KEY WORDS

OPTICAL STORAGE

HOLOGRAPHY

SPECTRAL HOLE BURNING

FOUR WAVES MIXING

PULSE SHAPER

SPECTRAL PHASE ENCODING

SPATIAL LIGHT MODULATOR

⊗ = convolution

∞ = intégration

RESUME

Ce travail porte sur l'étude d'une technique d'adressage des données par codage de phase spectral dans un matériau sélectif en fréquence.

Nous présentons d'abord l'holographie temporelle dans les matériaux conventionnels, où l'exploitation des trois dimensions spatiales permet de cartographier complètement un champ électromagnétique. Le processus holographique est ensuite étendu à la dimension spectro-temporelle des matériaux qui présentent la propriété du « hole burning » spectral permanent.

Nous exploitons cette quatrième dimension pour adresser spectralement des données. Le procédé utilisé combine les aspects « mémorisation » et « calcul en temps réel » de l'holographie temporelle. Les adresses sont réalisées à l'aide d'un dispositif de mise en forme qui imprime un code de phase spécifique sur le profil spectral d'impulsions large bande.

Nos résultats expérimentaux valident le principe d'adressage. Cependant, une diaphonie de plus en plus importante apparaît à mesure que le nombre de données enregistrées augmente. Une étude systématique des mécanismes de gravure et de lecture s'avère nécessaire pour déterminer l'origine de ce défaut. Notre contribution à cette analyse détaillée concerne le façonneur spectral que nous pensons pouvoir mettre hors de cause.

MOTS CLES

STOCKAGE OPTIQUE

« HOLE BURNING » SPECTRAL

HOLOGRAPHIE

MELANGE A QUATRE ONDES

CODAGE DE PHASE SPECTRAL

FAÇONNEUR D'IMPULSIONS

MODULATEUR SPATIAL DE LUMIERE