



HAL
open science

Études des éléments d'interfaçage pour l'activation d'hologrammes pixelisés, applications à la projection rétinienne

Matthias Colard

► **To cite this version:**

Matthias Colard. Études des éléments d'interfaçage pour l'activation d'hologrammes pixelisés, applications à la projection rétinienne. Optique / photonique. Université de Haute Alsace - Mulhouse, 2022. Français. NNT : 2022MULH5427 . tel-04092974

HAL Id: tel-04092974

<https://theses.hal.science/tel-04092974>

Submitted on 9 May 2023

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

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

Année 2022

N° d'ordre :

UNIVERSITÉ DE HAUTE-ALSACE
UNIVERSITÉ DE STRASBOURG

THÈSE

Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE HAUTE-ALSACE
ÉCOLE DOCTORALE de Sciences de l'Information et de l'Ingénieur (ED 269)
Discipline : Électronique, Optronique et Systèmes

Présentée et soutenue publiquement

par

Matthias COLARD

Le 09 décembre 2022

ÉTUDES DES ÉLÉMENTS D'INTERFAÇAGE POUR L'ACTIVATION D'HOLOGRAMMES PIXELISÉS, APPLICATION A LA PROJECTION RÉTINIENNE

Sous la direction du Prof. HAEBERLE Olivier

Jury : Dr. CAMON Henri, CNRS LAAS, Toulouse (Rapporteur)
Prof. HEGGARTY Kevin, IMT Atlantique, Brest (Rapporteur)
Prof. GROSSO David, IM2NP, Marseille (Examinateur)
Dr. GHIBAUDO Elise, IMEP LAHC, Grenoble (Examinatrice)
Prof. HAEBERLE Olivier, Université de Haute Alsace (Directeur de thèse)
Dr. MARTINEZ Christophe, CEA Leti (Encadrant de thèse)

REMERCIEMENTS

Mon travail de thèse a été mené au sein du Laboratoire des Architectures des Systèmes Photoniques (LASP) du CEA Leti. Durant mes trois années de thèse dans ce laboratoire il m'a été donné l'occasion de faire de nombreuses rencontres aussi bien au sein même de mon laboratoire d'accueil que à l'extérieur de ce dernier. Aussi, je tiens à remercier toutes les personnes m'ayant soutenu professionnellement et personnellement tout au long de mes années de thèse.

Tout d'abord je souhaite remercier les membres de mon jury pour avoir participé à la valorisation scientifique de mon travail de thèse. Pour commencer merci au Professeur Henri CAMON et au Professeur Kevin HEGGARTY, qui ont accepté d'être rapporteur de ma thèse et dont les remarques ont permis de préciser mon travail. Je remercie également le Professeur David GROSSO et le Docteur Elise GHIBAUDO qui ont fait partie de mon jury de soutenance. Merci également à vous deux pour votre soutien technique et théorique sur les sujets respectifs de la fabrication sol-gel et des phénomènes photoniques. Un grand merci également à Olivier HAEBERLE, pour avoir accepté de diriger ma thèse, merci pour ton encadrement et ton soutien aussi bien scientifique que personnel tout au long de ces trois années de thèses

Je tiens évidemment à remercier également l'ensemble des membres du LASP pour leur accueil chaleureux ainsi que pour leur soutien. Je tiens particulièrement à remercier Christophe MARTINEZ qui a encadré mon travail de thèse. Merci pour la qualité de ton encadrement et de tes connaissances que tu t'évertues à transmettre et surtout à faire comprendre autour de toi. Un grand merci également à Yann LEE de m'avoir aidé dans la gestion de la fabrication des lots en salle blanche en démêlant ce sac de nœuds encore et encore. Merci également à Sylvia MEUNIER DE LA GATTA et Marie-Claude GENTET pour votre aide technique qui m'aura été essentielle et merci pour votre bonne humeur et votre compagnie au bureau (et pour les caramels !). Je remercie également Fabian RAINOUARD, Paul LEGENTIL et Kyllian MILLARD pour nos échanges sur nos sujets respectifs mais aussi pour les bons moments dans et en dehors du laboratoire. Je remercie également particulièrement Salaheddine TOUBI que j'ai eu la chance d'encadrer pendant ma dernière année de thèse, et dont les résultats ont permis de faire évoluer mon travail.

Je remercie également à Stéphanie LE CALVEZ pour son écoute et sa qualité de manager. Merci à Anis, Laurent, Frédéric, Kim et Pierre qui m'ont aidé à atteindre mes objectifs de thèse grâce à leurs conseils et connaissances techniques. Evidement je remercie tous les autres membres du laboratoire (Ferdinand, Éric, Jean, Olivier, Ayoub, Nathalie...) pour leur accueil et leur compagnie.

Lors de ma thèse j'ai également eu l'occasion de travailler avec le Laboratoire d'Assemblage et Intégration Photonique (LAIP). A ce titre je tiens à remercier Benoit RACINE et Olivier HAON pour leurs soutien et leur encadrement concernant la partie cristaux liquides de ma thèse. Un grand merci également à Aurélien SUHM, qui m'a soutenu dans le processus fabrication des lots, merci pour ta réactivité et l'aide que tu m'as apportée tout au long de cette

thèse. Merci également à l'ensemble des personnes que je n'ai pas rencontrées mais qui ont participé à la fabrication de ces lots essentielles à ma thèse.

Je remercie également Nikita SOLODKOV et Clément ABELARD qui ont tous deux accepté de discuter avec moi sur leurs temps libres des moyens de simulations du comportement des cristaux liquides.

Je souhaite également remercier les membres de la start-up Solnil à Marseille, David GROSSO et Badre KERZABI qui ont mené une recherche d'une grande qualité sur la formulation du réseau en sol-gel et sa mise en œuvre sur nos échantillons.

Je remercie l'ensemble de mes amis, aussi bien à Grenoble, en Normandie, et un peu partout en France pour leur soutien et les moments de détente et de ressourcement qu'ils m'ont apporté quand j'en avais besoin.

Merci également aux membres de ma famille et plus particulièrement mes parents qui m'ont soutenu tout au long de mes études et dans ma vie personnelle.

Finalement je tiens à remercier de tout mon cœur Alizée sans qui ce travail de recherche n'aurait pas été possible, merci pour ton soutien, ta gentillesse et tout ce que tu apportes dans ma vie depuis que tu y es rentrée.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS	II
TABLE DES MATIÈRES	IV
LEXIQUE	VII
INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : CONTEXTE ET OBJECTIFS	3
INTRODUCTION	4
I GENERALITE SUR LA REALITE AUGMENTEE	4
I.A Définition de la Réalité Augmentée.....	4
I.B Notions utiles pour la Réalité Augmentée.....	5
I.C Contexte de la réalité augmentée	8
II NOTIONS PHYSIQUES UTILES	10
II.A Optique guidée.....	10
II.B Optique diffractive	18
II.C Holographie.....	20
II.D Cristaux liquides	23
III ETAT DE L'ART DES DISPOSITIFS DE REALITE AUGMENTEE	28
III.A Combineur espace libre	28
III.B Combineur à base de guide d'onde.....	30
III.C Technologies en rupture.....	30
IV LA REALITE AUGMENTEE AU CEA LETI	32
IV.A Concept de projecteur rétinien au CEA.....	33
IV.B Projection d'une image	35
V OBJECTIFS DE LA THESE.....	37
V.A Adressage des hologrammes pixélisés en optique espace libre	37
V.B Adressage des hologrammes en optique intégrée	37
CONCLUSION DU CHAPITRE I.....	39
CHAPITRE II : METHODES D'ADRESSAGE DES HOLOGRAMMES PIXELISES	40
INTRODUCTION DU CHAPITRE II	41
I PRINCIPE D'AUTO FOCALISATION	41
I.A Auto-focalisation à l'aide d'un masque.....	41
I.B Auto-focalisation à l'aide de points émissifs	47
I.C Auto-focalisation d'une image à l'aide de DPE aléatoire	49
I.D Optimisation de l'utilisation des hologrammes pixélisés	52
II HOLOGRAMMES PIXELISES	56
II.A Ecriture des hologrammes pixélisés	57
II.B Processus d'écriture des hologrammes pixélisés.....	59
III ADRESSAGE DES HOLOGRAMMES PIXELISES EN OPTIQUE ESPACE LIBRE	61
III.A Principe de fonctionnement du banc.....	62
III.B Choix du masque dynamique	63
III.C Alignement de l'adressage.....	70
IV METHODE D'ADRESSAGE DES HOLOGRAMMES PIXELISES EN OPTIQUE INTEGREE	75
IV.A Spécification de l'adressage en optique intégrée	75
IV.B Etat de l'art des briques d'activation	79
IV.C Approches d'activation proposées	82
IV.D Modification de la différence d'indice des dents du réseau	83
IV.E Modification du recouvrement entre le réseau et le mode guidé	84
CONCLUSION DU CHAPITRE II.....	87
CHAPITRE III : ACTIVATION EN OPTIQUE ESPACE LIBRE	88

INTRODUCTION DU CHAPITRE III.....	89
I TEST DU BANC D'ACTIVATION EN OPTIQUE A ESPACE LIBRE	89
I.A <i>Contraste du SLM</i>	89
I.B <i>Projection d'image</i>	90
II ADRESSAGE PASSIF DES HOLOGRAMMES PIXELISES.....	92
II.A <i>Système de lecture passif des hologrammes pixélisés</i>	92
II.B <i>Mesures de lecture passive</i>	93
II.C <i>Traitement de la mesure de lecture passive</i>	97
II.D <i>Modification de la taille de la pupille d'adressage</i>	99
II.E <i>Optimisations de la projection statique</i>	99
III ADRESSAGE SELECTIF DES HOLOGRAMMES PIXELISES	103
III.A <i>Adressage à l'aide d'un faisceau non structuré</i>	103
III.B <i>Adressage à l'aide d'un faisceau structuré</i>	104
IV ADRESSAGE SEQUENTIEL ET DYNAMIQUE	111
IV.A <i>Projection avec traitement de la mesure</i>	112
IV.B <i>Projection sans traitement de la mesure</i>	113
CONCLUSION DU CHAPITRE III	116
CHAPITRE IV : ACTIVATION EN OPTIQUE ESPACE INTEGRE.....	117
INTRODUCTION DU CHAPITRE IV.....	118
I DIMENSIONNEMENT DES APPROCHES ENVISAGEE	118
I.A <i>Dimensionnement de l'approche par effacement du réseau</i>	118
I.A <i>Approche par déconfinement du mode guidé</i>	128
II ARCHITECTURES D'ADRESSAGE	131
II.A <i>Architecture d'adressage optique</i>	131
II.B <i>Architecture des électrodes d'adressage</i>	134
III METHODES DE CARACTERISATION.....	137
III.A <i>Goniomètre en optique intégrée</i>	137
III.B <i>Rétro-goniomètre en optique espace libre</i>	138
III.C <i>Microscope polarisant en transmission</i>	139
IV MISE EN ŒUVRE DES COMPOSANTS	140
IV.A <i>Procédé de fabrication des électrodes</i>	140
IV.B <i>Procédés de fabrication des réseaux</i>	141
IV.C <i>Fabrication des réseaux de diffraction par procédé sol-gel</i>	143
I.B <i>Réalisation des cellules de cristaux liquides</i>	147
V TEST DE L'EFFACEMENT DES RESEAUX	152
V.A <i>Théorie de la diffraction par un réseau de phase en transmission</i>	153
V.B <i>Test d'un effacement en polarisation avec cristaux liquides</i>	155
V.C <i>Test de l'activation de l'effacement des réseaux de diffraction</i>	157
VI TEST DES CELLULES PAR DECONFINEMENT	158
VI.A <i>Test de l'adressage électrique des cellules</i>	158
VI.B <i>Mesure de déconfinement</i>	159
CONCLUSION DU CHAPITRE IV	162
CONCLUSION ET PERSPECTIVES	163
REALISATION DES OBJECTIFS INITIAUX	163
<i>Adressage des hologrammes pixélisés en optique espace</i>	163
<i>Adressage des hologrammes en optique intégrée</i>	163
PERSPECTIVES.....	165
<i>Perspective pour l'adressage en optique espace libre</i>	165
<i>Perspectives pour l'adressage en optique intégrée</i>	165
RÉFÉRENCES 167	
LISTE DES PUBLICATIONS REALISEES PENDANT LA THESE.....	174
ANNEXES 175	

Thèse : Études des éléments d'interfaçage pour l'activation d'hologrammes pixélisés, application à la projection rétinienne.

A I.	AUGMENTATION DE LA DYNAMIQUE DE MESURE	175
A II.	MESURE DE L'ÉPAISSEUR DES CELLULES	178

LEXIQUE

- 5CB : 4-Cyano-4'-pentylbiphenyl (cristal liquide)
AZO : Aluminum Zinc Oxide
BARC : Bottom Anti-Reflective Coating
BS : Beam Splitter
CEA : Commissariat à l'Energie Atomique,
CL : Cristaux liquides
CMOS : Complementary Metal-Oxide-Semiconductor
CrNi : Chrome Niquel
DMD : Digital Micromirror Device
DOPT : Département d'Optique et Photonique
DPE : Distribution de Points d'Emission
DPH : Distribution de Pixel Holographique
EME : Eigen Mode Expansion
FDTD : Finite-Difference Time-Domain
FEM : Finite-Element Method
FOV : Field Of View, angle de vue
HDR : High Dynamic Range
HPDLC : Holographic Polymer Dispersed Liquid Crystal
HMD : Head Mounted Display
Hoel : Pixel Holographique (Holographic element)
IPS : In Plane Switching
IR : Infra-Rouge
ITO : Oxyde d'Indium-étain
LASP : Laboratoire d'Architecture de Système Photonique
LCD : Liquid Crystal Device
LCoS : Liquid Crystal on Silicon
Leti : Laboratoire d'électronique et de technologie de l'information
LIDAR : Light Detection And Ranging
LPCVD : Low-Pressure Chemical Vapor Deposition
MEB : Microscopie électronique à balayage
MEMS : MicroSystèmes ElectroMécaniques

MMI : Multimode Interferometer

MZI : Interféromètre de Mach-Zehnder

OPA : Optical Phased Array, antenne à réseau de phase optique

PAN : Planar aligned nematic (liquid crystal)

PE : Point d'émission

PECVD : Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition

PICs : Photonic Integrated Circuits

RA : Réalité Augmentée

RM : Réalité Mixte

RV : Réalité Virtuelle

SiN : Nitrure de Silicium

SISP : Service d'Intégration des Système Photonique

SNR : Signal to Noise Ratio

SLM : Spatial Light Modulator

TCO : Transparent Conductive Oxide

TE : Transverse Electric (polarisation)

TIR : Réflexion totale interne

TLER : résine de photolithographie

TM : Transverse Magnetic (polarisation)

VAN : Vertical aligned nematic (liquid crystal)

INTRODUCTION

Depuis plusieurs années maintenant, la réalité augmentée attire de nombreux acteurs académiques et industriels. Cette application est pressentie par certains comme la prochaine révolution de l'information de notre société qui remplacera le smartphone. Pourtant malgré des avancées technologiques de pointes et des investissements massifs de certains grands acteurs, tel que Microsoft, Google ou plus récemment Méta, les produits peinent à être adoptés par le grand public. Pourtant l'engouement de ce dernier pour la réalité augmentée ne faiblit pas depuis plus de 10 ans [1]. Partant de ce constat, plusieurs acteurs académiques tentent de développer des concepts en rupture avec les produits déjà présents sur le marché, à la recherche du dispositif qui permettra de réellement lancer le domaine de la réalité augmentée.

C'est dans ce contexte que le CEA Leti a développé un nouveau concept de projecteur rétinien. Dans ce concept, l'ensemble des éléments permettant la formation de l'image sont intégrés directement dans le verre de la lunette transparente. Le principe de projection s'appuie sur des circuits photoniques et des composants holographiques pixélisés permettant à eux deux de distribuer la lumière devant l'œil et former des faisceaux pouvant créer des images directement sur la rétine. Pour développer ce concept une équipe d'une dizaine de personnes environ travaille sur différents sujets. Les problématiques soulevées par ce sujet de recherche sont nombreuses, et concernent, notamment, l'optique diffractive, l'optique intégrée, l'holographie, les technologies de fabrication mais également des problématiques mathématiques et électroniques. Un des points clefs du système est la liaison entre les blocs de l'optique intégrée et l'holographie c'est-à-dire l'interfaçage du composant holographique.

Lors de ce travail de thèse, je me suis intéressé à cette problématique d'interfaçage des hologrammes pixélisés en orientant mon travail sur deux points : l'interfaçage des hologrammes en optique espace libre et en optique intégrée. Le premier point d'étude aura permis de développer un banc de lecture dynamique d'hologrammes pixélisés en optique espace libre. Ce banc permet notamment de démontrer plusieurs phénomènes dans l'activation des hologrammes pixélisés. Le second point d'étude a permis de proposer et de dimensionner deux architectures d'extraction actives depuis les guides d'ondes vers les hologrammes pixélisés basés sur l'utilisation de cristaux liquides. De premiers tests d'activation ont été réalisés et on a mis en évidence des effets d'interaction entre les guides d'ondes et une couche de cristaux liquides.

Ce manuscrit comporte quatre Chapitres de développement et un Chapitre de Conclusion :

Le premier Chapitre permet de poser le contexte de la Réalité augmentée. J'y présente les différentes applications ainsi que les notions clefs permettant la bonne compréhension de la suite du manuscrit. Après avoir exposé plusieurs produits existants, je décrirai le concept développé par le CEA Leti pour poser les contours et les spécificités du travail de recherche.

Dans le second Chapitre je développerai la théorie de l'auto focalisation, principe physique à la base du dispositif de projection rétinienne tel qu'il est imaginé. J'appliquerai ensuite ce principe à l'utilisation d'hologrammes pixélisés pour la projection d'images simples. Cette étude permettra notamment de mettre en évidence des effets physiques théoriques qui permettront par la suite l'interprétation des résultats expérimentaux. A la suite de cette étude je dimensionnerai le banc d'interfaçage, en optique espace libre, des hologrammes pixélisés. Je proposerai ensuite deux architectures d'interfaçage en optique intégrée basées sur l'utilisation des cristaux liquides.

Le Chapitre III présente les résultats expérimentaux de l'activation des hologrammes pixélisés en optique espace libre. Plusieurs éléments sont observés en partant d'une activation statique pour aller vers une activation dynamique des hologrammes pixélisés. Ces résultats auront permis de démontrer la capacité à former des images à l'aide de distribution d'hologrammes pixélisés marquant une avancée importante dans le projet de projection rétinienne.

Dans le Quatrième Chapitre, je présenterai des éléments de dimensionnement des deux approches d'activation d'extraction en optique intégrée présentées au Chapitre II. J'exposerai ensuite les étapes de fabrication permettant de réaliser ces deux approches et je conclurai par des résultats expérimentaux de l'activation de l'extraction.

Enfin dans un dernier Chapitre je réaliserai une conclusion des résultats obtenus au cours de la thèse et présenterai des perspectives envisageables pour la suite du projet de projection rétinienne.

CHAPITRE I :

Contexte et Objectifs

INTRODUCTION	4
I GENERALITE SUR LA REALITE AUGMENTEE	4
I.A Définition de la Réalité Augmentée.....	4
I.B Notions utiles pour la Réalité Augmentée.....	5
I.B.1 Système proche de l'œil.....	5
I.B.2 Angle de vue et résolution angulaire	6
I.B.3 Eye box.....	6
I.B.4 Conflit accommodation-vergence.....	7
I.C Contexte de la réalité augmentée	8
II NOTIONS PHYSIQUES UTILES	10
II.A Optique guidée	10
II.A.1 Cas d'un guide d'onde plan	10
II.A.2 Interaction et recouvrement du mode guidé	13
II.A.3 Cas d'un guide d'onde 2D	14
II.A.4 Réseaux de couplage :	15
II.B Optique diffractive	18
II.C Holographie.....	20
II.D Cristaux liquides	23
II.D.1 Les groupes de cristaux liquides	23
II.D.2 Effets d'orientation des cristaux liquides à l'équilibre.....	24
II.D.3 Effets d'anisotropie diélectrique et optique.....	26
III ETAT DE L'ART DES DISPOSITIFS DE REALITE AUGMENTEE	28
III.A Combineur espace libre	28
III.A.1 Combineur bird bath et prisme TIR	28
III.A.2 Combineur holographique.....	29
III.B Combineur à base de guide d'onde	30
III.C Technologies en rupture.....	30
III.C.1 Hologrammes dynamiques en optique intégré	31
III.C.2 Balayage rétinien en optique intégré	31
IV LA REALITE AUGMENTEE AU CEA LETI	32
IV.A Concept de projecteur rétinien au CEA.....	33
IV.B Projection d'une image	35
V OBJECTIFS DE LA THESE.....	37
V.A Adressage des hologrammes pixélisés en optique espace libre	37
V.B Adressage des hologrammes en optique intégrée	37
CONCLUSION DU CHAPITRE I.....	39

Introduction

De nombreuses applications permettent aujourd'hui la perception d'informations de plus en plus complexes, en synchronisation avec l'environnement. Pour la plupart de ces applications, le maintien de la perception du monde réel simultanément à la perception de l'information reste un caractère clef du développement des dispositifs. C'est dans ce cadre que la notion « Réalité Augmentée » (RA) prend un intérêt grandissant : ce concept consiste en la superposition d'une image de synthèse au-dessus d'une image du monde réel perçue par un utilisateur. Après un développement constant dans le monde militaire, notamment en soutien au pilotage [2], la RA connaît un développement croissant dans le monde de l'industrie et de la recherche ces dernières années [2]. Plusieurs domaines sont concernés par cette technologie, tels que le sport, l'automobile [3], la santé [4] [5]. Néanmoins les développements autour de la RA pour le grand public font face à de nombreux défis technologiques [2] pour afficher une image de qualité, à l'aide de dispositifs d'un coût raisonnable, avec des facteurs de formes cohérents pour une utilisation prolongée et quotidienne.

Dans ce premier chapitre, je vais introduire le contexte et les objectifs de la thèse menée dans le cadre d'un projet de développement d'un système de projection rétinienne au CEA Leti.

I Généralité sur la Réalité Augmentée

Dans cette partie, je présente l'environnement des applications proches de l'œil : je parcours notamment plusieurs notions utiles à leur compréhension et leur comparaison.

I.A Définition de la Réalité Augmentée

La Réalité Augmentée (RA) se définit dans un premier temps comme la perception par un utilisateur du monde réel, augmenté d'un ajout virtuel d'images synthétiques dans son champ de vision [2]. Le but majeur de cette application est d'augmenter l'accessibilité d'informations pour l'utilisateur qui peut visualiser le monde réel et les éléments virtuels sur un même plan. A titre d'exemple de systèmes et de dispositifs pouvant être associés à la RA, on peut citer les smartphones filmant en direct une scène et ajoutant des informations par-dessus la scène réelle [6], les casques et cockpits militaires pour les pilotes d'avions [3] et les lunettes intelligentes pouvant afficher des informations dans le champ de vision d'un utilisateur (telle que les « Google Glass » de la marque Google [7]).

Dans le cadre de cette thèse je me concentre sur des dispositifs d'affichage pouvant être portés sur la tête : on regroupe ces dispositifs sous le terme générique anglais HMD (Head Mounted Display). Les applications qui utilisent ces dispositifs peuvent être répertoriées en trois grandes catégories : la Réalité Virtuelle (RV), la Réalité Mixte (RM) et ce que j'appellerai, par abus de langage, les applications de RA (comprenant les lunettes intelligentes). Pour qualifier ces différentes catégories, il est nécessaire d'introduire plusieurs notions d'optique associées à la RA et aux HMD.

I.B Notions utiles pour la Réalité Augmentée

I.B.1 Système proche de l'œil

Les systèmes d'affichage proches de l'œil sont une catégorie à part de dispositifs, car ils nécessitent des moyens optiques complexes pour pouvoir afficher une image devant l'œil de l'utilisateur. En effet, le fonctionnement de l'œil humain ne permet pas d'accommoder sur des objets situés à une distance trop faible. Ainsi, comme représenté à la Figure I-1 (a), si on utilise un écran classique positionné proche de l'œil, l'utilisateur ne pourra pas voir l'image projetée de manière nette.

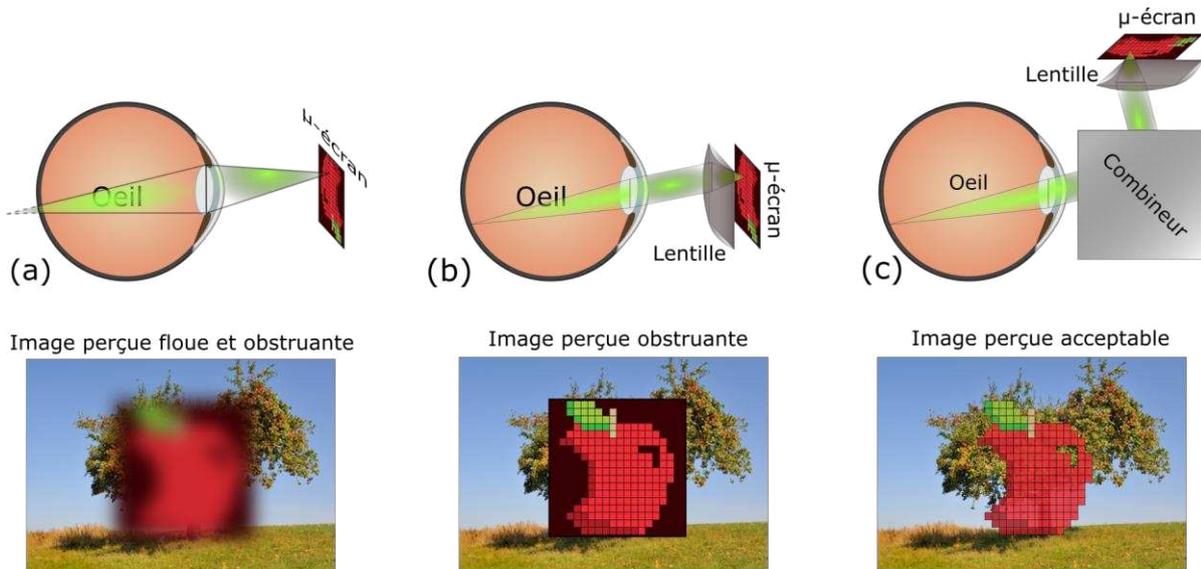


Figure I-1 : Schématisation du fonctionnement d'un système proche de l'œil. (a), un µ-écran est positionné devant l'œil et ne peut pas être focalisé sur la rétine car trop proche de l'œil, l'ajout d'une lentille en (b) permet de focaliser à la fois l'environnement et l'image projetée, mais la vue est obstruée par le système. En (c), on utilise un combineur pour visualiser à la fois l'environnement et l'image.

Pour compenser la proximité de l'imageur, rendant l'image floue, il est nécessaire d'utiliser un élément optique. La solution la plus évidente est d'utiliser une lentille convergente permettant de percevoir les faisceaux provenant de l'écran comme des faisceaux émis par des points à grande distance de l'œil. Comme on peut le voir à la Figure I-1 (b), l'utilisation d'une lentille peut permettre de voir nettement simultanément l'image virtuelle (la pomme au premier plan) et le monde réel (le pommier en arrière-plan). On peut également utiliser d'autres méthodes de projection d'image n'utilisant pas des µ-écran [8] mais des scans de faisceaux lasers collimatés [8]–[10] .

Comme la majorité des µ-écrans et sources de lumière sont opaques, l'utilisation de ce type de montage devant l'œil va causer une obstruction partielle voir totale de la vue du monde réel. Dans le cas des dispositifs de RA (excepté les dispositifs « video see through » qui sont en partie décrits dans ce Chapitre), il peut être nécessaire de réduire l'opacité du système pour conserver une vision de l'environnement. Pour cela, il est possible, comme représenté à la Figure I-1(c), d'ajouter un élément optique permettant de combiner les faisceaux de l'environnement virtuel et réel [1]. Ce composant optique que j'appellerai combineur (combiner en anglais), doit être partiellement transparent et rediriger l'image de l'écran vers l'œil.

I.B.2 Angle de vue et résolution angulaire

L'angle de vue (ou FOV en anglais) permet de quantifier l'étendue angulaire occupée par l'image du point de vue de l'utilisateur. Comme représenté aux Figure I-2 (a) et (b) le FOV d'un dispositif est à comparer avec les angles de perception visuelle généralement admis pour l'être humain [1].

Plus le FOV d'un dispositif sera proche de celui de l'utilisateur, meilleure sera l'immersion. Dans la plupart des dispositifs, on quantifie le FOV par l'angle formé par la diagonale de l'image projetée, comme représenté à la Figure I 2 (b). L'obtention de FOV larges passe souvent par l'utilisation d'optiques de grandes tailles qui rendent les dispositifs compliqués à être portés pour une utilisation quotidienne. On note également plusieurs techniques permettant d'augmenter le FOV de manière artificielle [11], [12].

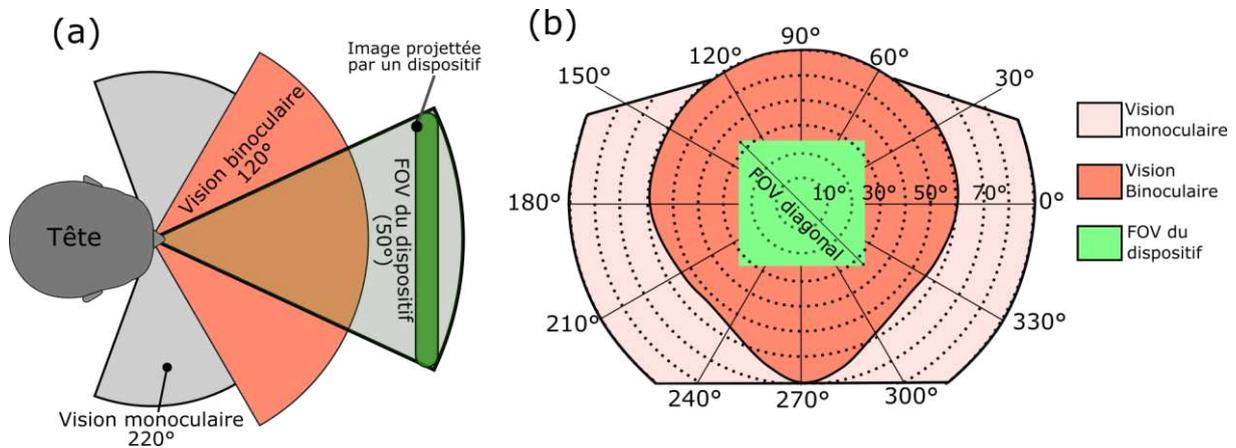


Figure I-2 : a) Représentation d'un angle de vue horizontal de 50° en comparaison avec les angles de vue accessibles pour l'humain. b) angles de vue horizontaux et verticaux d'un humain et mise en évidence du FOV diagonal utilisé comme élément de comparaison des systèmes de RA[1]

La résolution angulaire d'un dispositif est également un élément primordial dans la qualité de l'image projetée. Cette résolution se mesure en pixels par degré et est souvent en concurrence avec le FOV : en effet, plus le FOV est large plus le nombre de pixels nécessaire pour la couvrir avec une bonne résolution est important.

I.B.3 Eye box

La eye box (ou boîte à œil en français) représente le volume dans lequel il est possible de placer l'œil de l'utilisateur sans créer une dégradation trop importante de l'image projetée. Il existe plusieurs moyens de quantification de cette notion, la plus courante étant de définir la zone dans laquelle l'œil perçoit au minimum 30% de l'intensité émise par les pixels extrêmes de l'image projetée [1] comme représenté à la Figure I-3 (b). Il est fréquent que l'augmentation du FOV cause une diminution de la eye box en éloignant les pixels extrêmes.

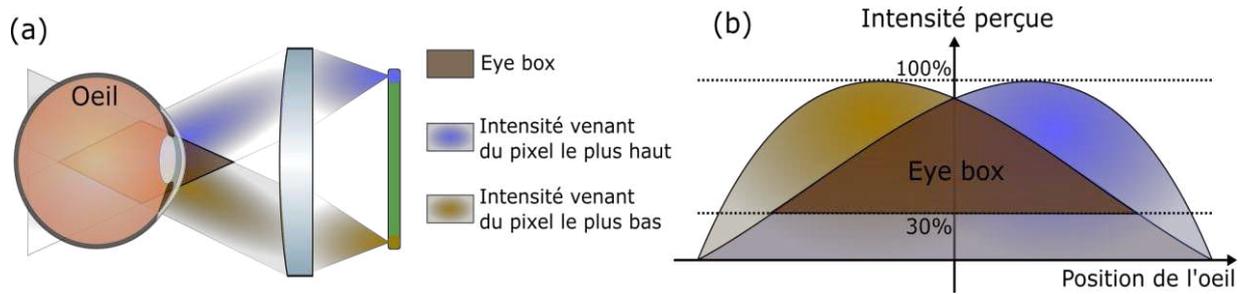


Figure I-3 : a) Représentation du volume occupé par la eye-box dans le cas d'un dispositif proche de l'œil, b) coupe à une distance donnée de l'œil de l'intensité perçue des pixels extrêmes. La eye-box se définit comme la zone permettant de percevoir au minimum 30% de l'ensemble de l'image

La notion de eye box est importante pour l'utilisateur car une eye box faible implique des réglages conséquents de la monture du dispositif pour garder l'œil dans la zone utile de projection. Ces réglages doivent être faits au cas par cas pour contrebalancer les différences de morphologie des utilisateurs. Dans certains cas, tel que l'utilisation de sources directives comme les scans lasers, il peut être nécessaire de répliquer l'image projetée dans des eye box différentes [12], [13] comme représenté aux Figure I-4 (a) et (b).

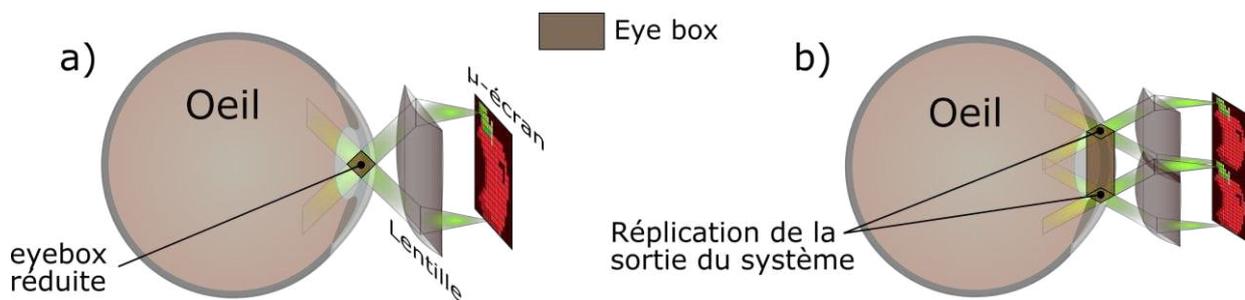


Figure I-4 : a) Représentation d'une eye-box de taille réduite, causée par des sources directives et/ou une optique trop petite, b) Réplication de la sortie du système à deux positions différentes permettant d'augmenter la eye box du système

I.B.4 Conflit accommodation-vergence

Dans le cas de la projection d'une image avec un dispositif binoculaire, l'utilisateur peut ressentir un inconfort à cause du conflit entre deux phénomènes optiques.

- La vergence, liée à la rotation relative nécessaire à chaque œil pour visualiser un objet, se quantifie par la distance de vergence représentée à la Figure I-5.
- L'accommodation liée à la focalisation faite par le cristallin de l'œil, et permet d'observer net un objet [14], [15].

Dans le cas d'une observation classique, ces deux distances sont accordées, mais dans le cas d'une projection d'image avec un système optique, il est possible que ces deux distances ne soient pas les mêmes comme représenté à la Figure I-5 b), ce qui peut causer un inconfort. Certaines équipes proposent l'utilisation de systèmes optiques actifs à base de cristaux liquides pour adapter le pouvoir de focalisation de la lentille en fonction de la distance où regarde l'utilisateur [16]–[18]

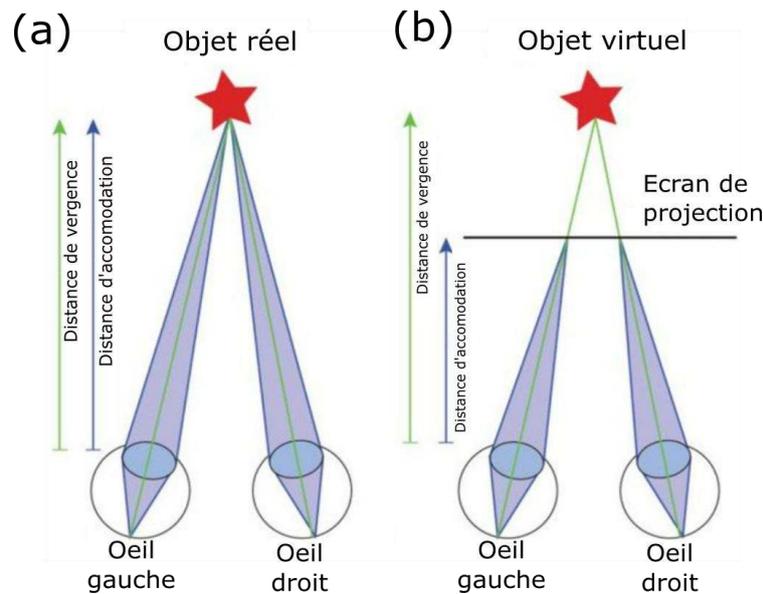


Figure I-5 : Mise en évidence du conflit accommodation vergence, a) cas de l'observation d'un objet réel, les distances de vergence et d'accommodation sont les mêmes ce qui ne cause pas de conflit. Dans le cas b) la distance d'accommodation reste proche de l'utilisateur (focalisant l'écran du dispositif) alors que la profondeur de l'objet projeté augmente la distance de vergence (image extraite de [10]).

Les différentes notions introduites dans cette partie donnent un premier aperçu des besoins relatifs au développement des dispositifs proches de l'œil. A ces notions, il est possible d'ajouter des besoins plus classiques tels que la gamme de couleurs projetées, la réduction des distorsions de l'image, la luminosité ou encore l'autonomie de la batterie.

I.C Contexte de la réalité augmentée

La Réalité Augmentée évolue dans l'environnement des dispositifs proches de l'œil : cette catégorie regroupe plusieurs dispositifs, se différenciant par leurs applications plus ou moins proches de l'environnement réel. Les trois applications évoquées dans cette partie sont représentées à la Figure I-6 : on distingue la Réalité Virtuelle (RV), la réalité mixte (RM) et enfin la Réalité Augmentée (RA) objet de ce Chapitre.

- La RV est l'application la plus éloignée de l'environnement réel, elle utilise des visiocasques opaques obstruant totalement la vision de l'environnement réel [19]. L'image projetée est souvent bien résolue et sur des FOV très larges. A la Figure I-6 on représente un exemple d'expérience de RV où, l'utilisateur est immergé dans l'Egypte antique sans réellement s'y trouver. Ici les images projetées sont à 3 dimensions, obligeant à gérer le conflit d'accommodation et de vergence. Ce type d'application est dédiée à une utilisation occasionnelle sur des durées limitées et dans un environnement personnel. On retrouve dans cette catégorie des produits très aboutis tels que le casque Oculus Quest 2 de la société Meta [20] ou encore le casque de la marque HTC, le HTC Vive Pro 2 [21].
- La RM est une application utilisant également des visiocasques, mais cette application rend compte de l'environnement de l'utilisateur [1]. On distingue dans cette application deux types de dispositifs. Les dispositifs « Video see through », qui sont des casques opaques, avec des caméras permettant de filmer l'environnement et de le restituer en direct devant l'utilisateur. Les dispositifs « Optical see through » sont des casques utilisant

des combineurs comme décrits à la Figure I-1 (c) et permettent de voir l'environnement à travers le système optique. La partie centrale de la Figure I-6 donne un exemple d'utilisation de la RM : ici l'utilisateur est dans un musée sur le thème de l'Égypte antique : la RM permet d'afficher une image d'un scribe animant la visite de manière interactive. L'image projetée a un FOV large (typiquement 50° [22]–[24]) et une bonne résolution angulaire (typiquement 30 pixels/deg). Dans le cas du dispositif « Optical see through » le combineur peut légèrement dégrader la vision du monde réel. Pour ce qui est de l'image projetée, elle ne peut pas être sombre, par exemple les cheveux noirs du scribe n'apparaissent pas à la Figure I-6. Dans le cas des dispositifs « Video see through », l'utilisation de l'occlusion numérique permet d'afficher des images sombres. Le monde réel perçu par l'utilisateur reste virtuel ainsi il peut être totalement transformé. Dans le cas des dispositifs « optical see through » l'occlusion numérique est impossible. La RM cible des utilisations périodiques de durée moyenne, favorisant l'interaction avec le monde réel. Les casques HTC ZED Mini [25] ou le casque Lynx-R1 [26] de la start-up Lynx sont deux exemples de dispositifs « Video see through ». Pour les dispositifs « Optical see through » on peut donner les exemples des casques HoloLens 2 de Microsoft [23] ainsi que les MagicLeap 2 de la marque Magic Leap [24].

- La RA est l'application concernée par ce mémoire de thèse, elle utilise des dispositifs plus proches de lunettes de vue classiques. L'optimisation de la compacité se fait au détriment du type d'informations accessibles, qui sont plus limitées et moins immersives que pour les applications de RV et de RM. On observe notamment une diminution du FOV et de la résolution angulaire (typiquement le FOV peut être de 15° [27] mais peut atteindre des valeurs plus grandes comme montrer dans [28]). Par exemple dans la partie droite de la Figure I-6, l'utilisateur est ici encore dans un musée sur l'Égypte antique mais cette fois, l'environnement réel est plus important que l'image projetée qui consiste en un rappel de rendez-vous. Ces informations en 2D ne souffrent pas de conflit vergence/accommodation. Cette application vise des utilisations quotidiennes et de longues durées. Ainsi le confort, la compacité et l'autonomie du dispositif sont primordiaux. On peut donner comme exemple à cette application les North Focals de l'entreprise North [29]

Comme nous pouvons le voir à la Figure I-6, le domaine des dispositifs proches de l'œil englobe un large spectre d'applications. Parmi ces différentes applications les lunettes intelligentes sont les dispositifs qui visent une plus longue durée d'utilisation et une adaptation à l'utilisation en société. À ce titre, les considérations de facteur de forme et de poids prennent une importance toute particulière, tout comme les notions de eye-box. Pour répondre à ces contraintes il existe d'ores et déjà plusieurs produits basés sur des technologies différentes que nous allons aborder dans la partie III de ce Chapitre. Avant de décrire ces différents produits, il est nécessaire d'introduire plusieurs notions physiques nécessaires à la bonne compréhension de ce document et au fonctionnement de différents dispositifs.

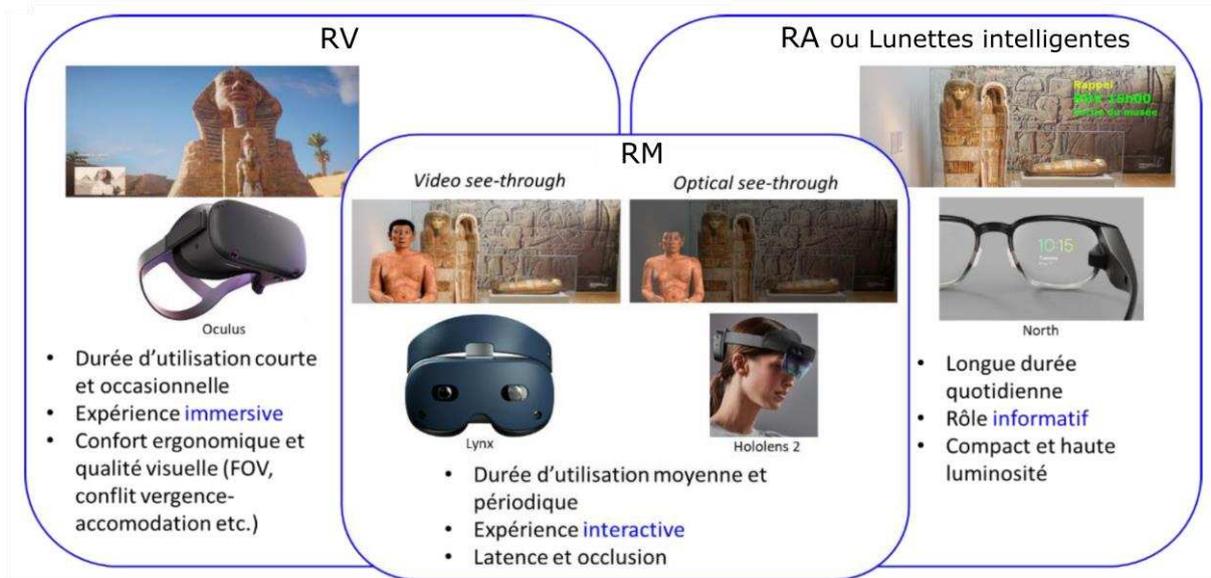


Figure I-6 : Distinction des différentes applications des systèmes proches de l'œil, à gauche la réalité virtuelle (RV) permet d'immerger l'utilisateur dans un monde virtuel. Au centre la Réalité Mixte (RM) permet d'observer le monde réel et ajoute une image dynamique et interactive. A droite la réalité augmentée RA permet de visualiser le monde réel, et des images statiques et informatives.

II Notions physiques utiles

II.A Optique guidée

L'optique guidée consiste en l'utilisation de matériaux et d'architectures pour confiner des ondes électromagnétiques dans un milieu donné. Cette branche de l'optique a été longtemps utilisée dans les domaines des télécommunications (notamment avec les fibres optiques) [30] et attire aujourd'hui les domaines de la physique quantique [31], [32] ainsi que les dispositifs d'affichage [33].

Pour guider la lumière dans un milieu il est possible d'utiliser des matériaux métalliques, en utilisant la réflexion sur les interfaces pour propager l'onde. Il est également possible d'utiliser des matériaux diélectriques (transparents) en utilisant la réflexion de la lumière aux interfaces entre deux milieux. C'est ce second cas qui est généralement mis en œuvre dans les technologies actuelles d'optique guidée, décrites par le terme anglophone Photonic Integrated Circuits (PICs).

II.A.1 Cas d'un guide d'onde plan

Les guides d'onde plans sont des architectures simples permettant le confinement dans des matériaux diélectriques. Ils sont constitués par au moins deux milieux avec des indices de réfraction différents par exemple le verre et l'air ou encore le verre et le Nitrure de Silicium Si_3N_4 noté SiN. A l'interface entre les deux milieux, une onde électromagnétique avec un angle d'incidence i_1 sera divisée en deux faisceaux suivant la loi de Snell Descartes comme représenté à la Figure I-7 a) : un faisceau réfléchi avec un angle i_r et un faisceau réfracté avec un angle i_2 tel que :

$$n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2) \quad (1.1)$$

$$i_r = i_1 \quad (1.2)$$

Dans le cas où le milieu 1, appelé le cœur, a un indice plus élevé que le milieu 2, appelé la gaine, l'équation (1.1) permet de faire apparaître un angle i_1 limite (noté i_l) tel que :

$$i_l = \text{asin}\left(\frac{n_c}{n_g}\right) \quad (1.3)$$

Avec n_c et n_g respectivement les indices du cœur et de la gaine du guide d'onde.

Au-delà de l'angle i_l il n'est plus possible de définir l'angle réfracté. Cela se traduit par une réflexion totale interne dans le cœur du guide. Ainsi le guide d'onde va permettre de propager l'onde électromagnétique avec des pertes négligeables comme représenté à la Figure I-7 (b).

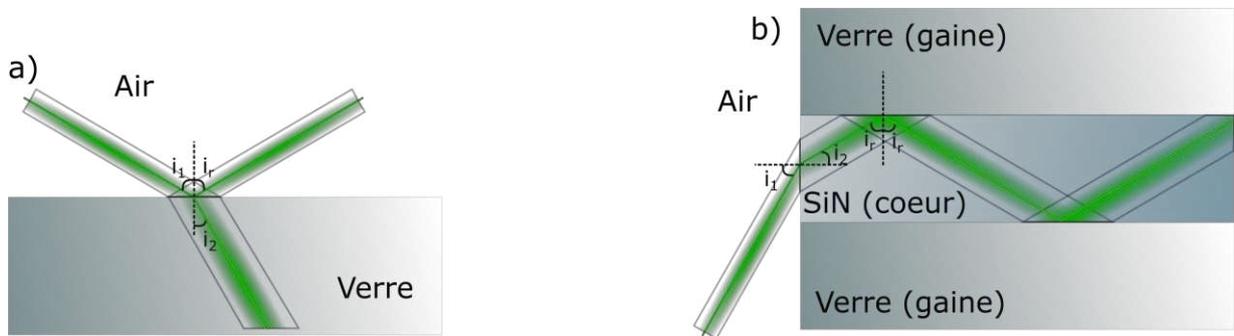


Figure I-7 : a) Schématisation de la loi de Snell Descartes lors du passage de l'air vers le verre. B) Schématisation de l'effet de réflexion totale interne dans un guide d'onde plan formé d'un cœur en Nitrure de Silicium et d'une gaine de verre.

Le principe de réflexion total interne (ou TIR en anglais) est un des principe clefs de la RA permettant de rediriger le faisceau vers l'œil sans perte et à l'aide de matériaux transparents.

L'étude des guides d'ondes peut également être réalisée à l'aide de l'optique ondulatoire permettant de traduire la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux [34]. Pour cela il est nécessaire d'introduire les équations de Maxwell permettant de calculer les distributions des champs électrique et magnétique dans un milieu. Dans notre cas, les ondes se propagent dans des diélectriques : par conséquent les charges dans les milieux, ainsi que les courants peuvent être annulés. On obtient donc les équations de Maxwell suivantes :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.4) \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \quad (1.5)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \epsilon_r \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1.6) \quad \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.7)$$

Dans le cas d'ondes électromagnétiques monochromatiques de pulsation ω il est possible de simplifier les dérivées temporelles de ces équations.

On distingue deux cas de polarisations, représentés à la Figure I-8, transverse électrique (notée TE) et transverse magnétique (notée TM). La polarisation TE (respectivement TM) est

telle que la composante du champ électrique (respectivement magnétique) normale à la variation d'indice soit nulle.

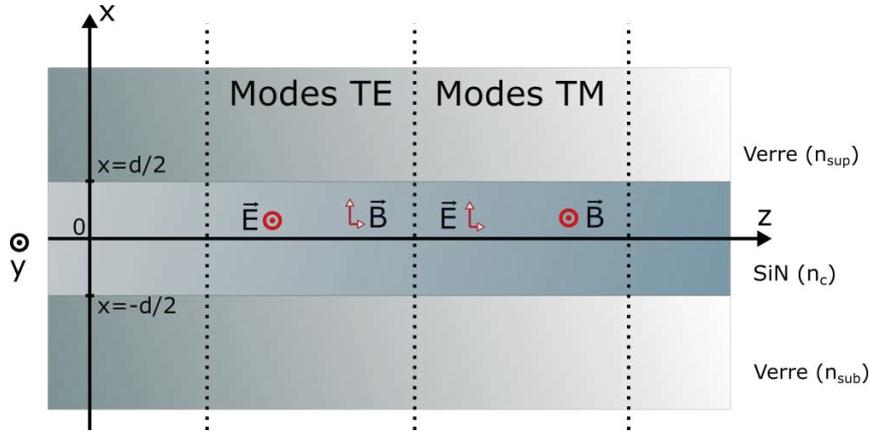


Figure I-8 : Schématisation d'un guide d'onde plan ainsi que les composantes électrique et magnétique dans les cas TE, TM et TEM

Dans cette partie je résoudrai uniquement les équations de propagation dans le cas TE. Dans ce cas, les équations (1.4) à (1.7) développées dans les différents milieux du guide donnent un champ électrique de la forme suivante :

$$E_y(x, y) = \begin{cases} E_0 e^{-jk n_{eff} z} \cdot \cos\left(\sqrt{k^2 n_c^2 - \beta^2} \frac{d}{2} + \psi\right) e^{-\sqrt{\beta^2 - k^2 n_{sup}^2} \cdot (x - \frac{d}{2})} & \text{si } x > \frac{d}{2} \\ E_0 e^{-jk n_{eff} z} \cdot \cos\left(\sqrt{k^2 n_c^2 - \beta^2} x + \psi\right) & \text{si } x < \left|\frac{d}{2}\right| \\ E_0 e^{-jk n_{eff} z} \cdot \cos\left(\sqrt{k^2 n_c^2 - \beta^2} \frac{d}{2} - \psi\right) e^{\sqrt{\beta^2 - k^2 n_{sup}^2} \cdot (x - \frac{d}{2})} & \text{si } x < -\frac{d}{2} \end{cases} \quad (1.8)$$

Avec E_0 l'amplitude de l'onde électrique, k le vecteur d'onde et β la constante de propagation du mode. d est l'épaisseur du guide, n_c (respectivement n_{sup} et n_{sub}) l'indice de réfraction du cœur (respectivement du superstrat et du substrat). Egalement $n_{eff} = \beta/k$ est l'indice effectif de l'onde guidé et ψ est une constante.

Comme montré par les équations (1.8), le champ électrique de l'onde se propageant dans le guide, il n'est pas entièrement contenu dans le cœur du guide : l'onde se propage en dehors du guide sous la forme d'une onde évanescente. Il est notamment possible d'utiliser cette partie de mode guidé pour interagir avec des milieux à l'extérieur du guide : l'interaction avec ces milieux peut permettre de réaliser des analyses biologiques [35], [36], ou encore des fonctions d'extraction comme on pourra le voir par la suite. En utilisant l'équation (1.8) ainsi que les conditions aux limites on obtient la relation de dispersion suivante :

$$dk \sqrt{n_c^2 - n_{eff}^2} - \text{atan} \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_{sub}^2}{n_c^2 - n_{eff}^2}} - \text{atan} \sqrt{\frac{n_{eff}^2 - n_{sup}^2}{n_c^2 - n_{eff}^2}} = m\pi \quad \text{où } m \in \mathbb{N} \quad (1.9)$$

Le terme m dans l'équation (1.9) traduit l'existence d'un nombre limité de valeur de n_{eff} satisfaisant les conditions de continuité aux limites. Ainsi pour une épaisseur donnée, il existe un nombre limité de modes pouvant se propager à l'intérieur d'un guide d'onde. On note donc ces modes TE_m avec $m \in \mathbb{N}$.

Il est possible de réaliser le même type de résolution avec la polarisation TM qui fait également apparaître l'existence de modes guidés.

Le nombre de modes guidés dans un guide d'onde plan va dépendre de son épaisseur. Il est notamment possible de réaliser des guides d'onde assez fins pour que seulement un mode TE_0 et/ou un mode TM_0 , que l'on nomme les modes fondamentaux, puissent s'y propager. Ce type de guides est appelé monomode, il permet une meilleure stabilité du mode guidé en évitant le transfert de puissance à d'autres modes guidés. On représente à la Figure I-9 (a) l'évolution des indices effectifs des mode guidés, avec une longueur d'onde de 532 nm en fonction de l'épaisseur d'un guide de SiN encapsulé par du verre.

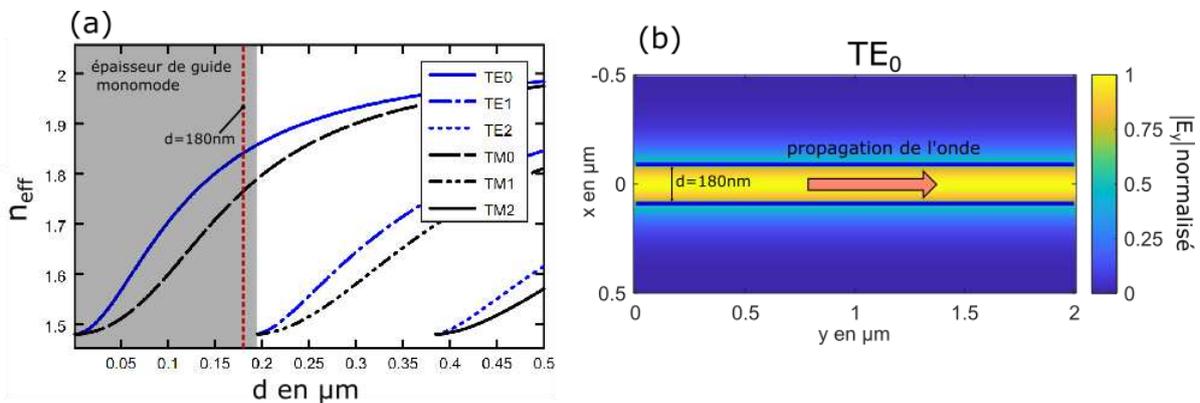


Figure I-9 : (a) Evolution des indices de réfraction effectifs des modes guidés dans un guide en SiN encapsulé dans du verre avec une onde de longueur d'onde de 532 nm. (b) Répartition du champ électrique du mode TE_0 dans un guide d'onde plan de 180 nm d'épaisseur.

Comme on pourra la voir plus tard dans ce chapitre, les guides d'ondes plans épais, pouvant être décrits à l'aide des réflexions totales internes, sont beaucoup utilisés dans le domaine de la RA comme combineur. Dans le cadre de ce manuscrit de thèse nous étudierons des guides d'ondes monomodes 2D.

II.A.2 Interaction et recouvrement du mode guidé

Un élément important soulevé par l'équation (1.8) est le fait qu'une partie du champ électrique, et donc de la puissance, se propage en dehors du cœur du guide. Cette portion de la puissance évanescente prend la forme d'une exponentielle dont la distribution va dépendre des indices des différents matériaux utilisés ainsi que du mode considéré. On note par exemple que pour un mode donné, l'utilisation d'un matériau encapsulant avec un plus fort indice permettra d'obtenir une partie évanescente avec une décroissance plus lente en dehors du cœur.

A partir de ce constat, il est possible d'introduire la notion de recouvrement du mode avec les différentes couches de matériaux constituant le guide d'onde. Ce recouvrement se définit par la proportion de puissance contenue dans la couche considérée par rapport à la puissance

totale guidée. Ainsi le recouvrement entre un mode et une couche définie sur un domaine \mathcal{C} se définit comme suit :

$$\zeta = \frac{\int_{\mathcal{C}} |E(x) \cdot E^*(x)| dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E(x) \cdot E^*(x)| dx} \quad (1.10)$$

La Figure I-10 représente la répartition du champ électrique des modes TE_0 et TM_0 dans un guide d'onde plan composé de matériaux différents. On donne en (c) les recouvrements entre ces modes et les différentes couches de ce guide d'onde.

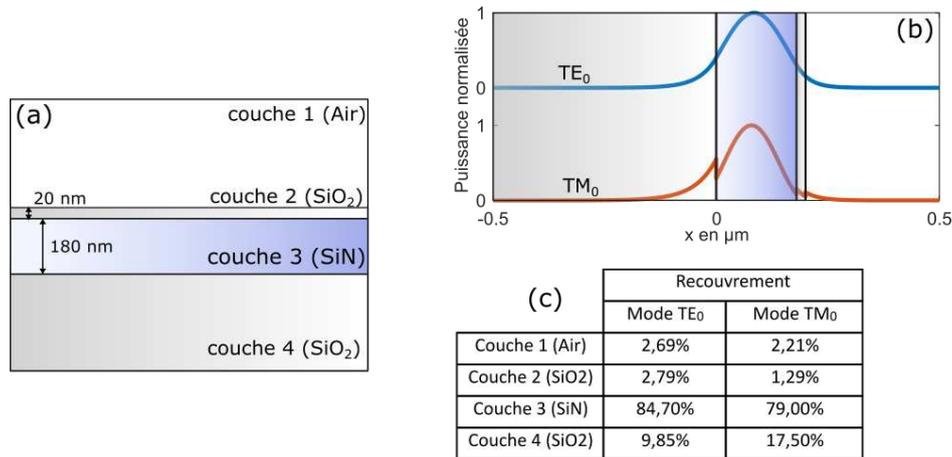


Figure I-10 : (a) Représentation d'un guide d'onde plan, ainsi que (b) la distribution de puissance des modes TE_0 et TM_0 se propageant dans ce dernier, (c) valeurs de recouvrements entre les différentes couches du guide d'onde et les modes guidés TE_0 et TM_0 .

Plusieurs technologies proposent d'utiliser cette notion de recouvrement pour réaliser des fonctions, telle que l'identification de matériaux (comme des matériaux biologiques) [35], [36]. Il est également possible d'utiliser le recouvrement pour qualifier la perturbation d'un mode guidé avec une couche de matériau. Ainsi plus le recouvrement entre le mode et la couche de matériau ajoutée sera fort plus le matériau perturbera le mode guidé.

II.A.3 Cas d'un guide d'onde 2D

L'étude des modes propres peut se généraliser dans les modèles en 2D comme les guides rectangulaires linéiques que l'on qualifiera de guide d'onde 2D. La résolution de ce type d'architecture passe souvent par des résolutions numériques. La méthode de simulation la plus fréquente étant l'Expansion des Modes Propres [37] (ou Eigenmode Expansion EME, en anglais) qui consiste à résoudre les équations de Maxwell dans tous les domaines d'un maillage défini et à propager cette solution dans une architecture.

Les Figure I-11 (b) et (c) présentent certains des modes guidés dans un guide d'onde 2D en SiN de 400 nm de hauteur et de 500 nm de largeur. Contrairement aux guides d'ondes plans, la différenciation entre modes guidés de polarisation TE et TM n'a plus vraiment de sens ; car des variations de l'indice sont présentes selon les deux directions perpendiculaires à la propagation. Par convention, les modes de polarisation TE sont les modes dont la composante électrique est parallèle au plan du substrat, de même les modes TM ont des composantes

magnétiques parallèles au substrat. Ces modes sont indexés par deux indices, décrivant chacun les axes de variation du guide. On note ces modes $TE_{p,q}$ et $TM_{p,q}$ (avec $(p, q) \in \mathbb{N}^2$)

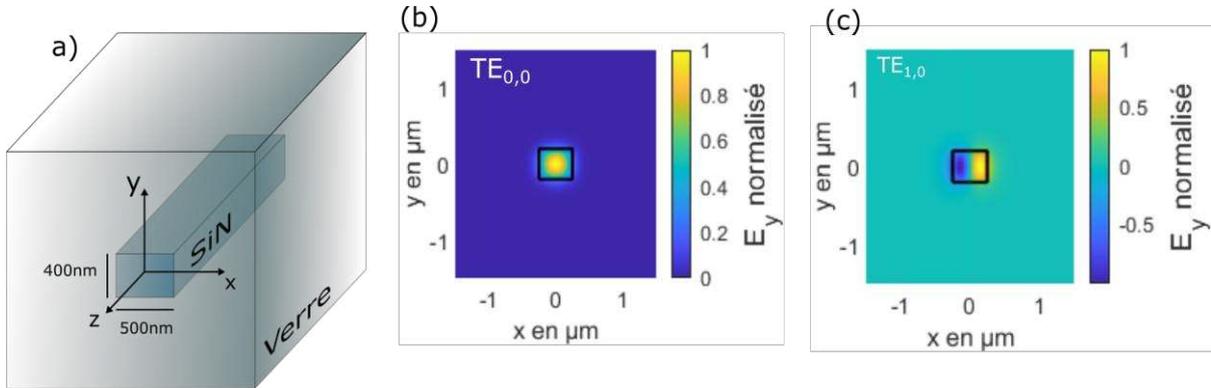


Figure I-11 a) Schématisation d'un guide d'onde 1D de 400 nm de hauteur et de 500 nm de largeur en SiN encapsulé dans du verre. (b) simulations du champ électrique permettant de calculer les modes TE guidés dans le guide d'onde, et (c) du champ magnétique des modes TM

De même que pour les guides d'ondes plans, il est possible de dimensionner des guides d'ondes 2D ne permettant de propager que les modes fondamentaux $TE_{0,0}$ et/ou $TM_{0,0}$. Typiquement un guide en SiN de 300 nm de large et de 200 nm de hauteur sera monomode à 532 nm pour les ondes $TE_{0,0}$ et $TM_{0,0}$.

II.A.4 Réseaux de couplage :

Le couplage et l'extraction de l'onde peut passer par plusieurs méthodes : il est par exemple possible de réaliser des couplages par la tranche [38] comme représenté à la Figure I-7 (b). On peut également utiliser des prismes permettant des angles d'incidence spécifiques sur les guides d'ondes [39]. Ces éléments peuvent être difficiles à mettre en œuvre de manière efficace, du fait de la petite taille des guides et de contraintes mécaniques. Il peut alors être intéressant de mettre en œuvre un réseau de couplage qui consiste en une structure périodique qui modifie l'angle de propagation par effet diffractif.

Le dimensionnement d'un tel type de coupleur peut être estimé analytiquement à l'aide d'une adaptation de la loi de la diffraction par un réseau périodique [37], [40]. Le principe des réseaux de couplage est le suivant : un faisceau de longueur d'onde λ_0 incident sur un réseau périodique de période Λ va subir une déflexion de manière périodique. La conservation de la phase [37] impose alors le respect de l'équation suivante :

$$n_{eff} - n_0 \sin(\theta) = \frac{\lambda_0}{\Lambda} \quad (1.11)$$

Avec θ , l'angle d'émission du réseau (défini entre l'angle d'émission et la normale au plan du circuit), n_0 est l'indice de l'environnement d'émission, n_{eff} l'indice effectif du mode dans le réseau. Cet indice effectif est donné par l'équation suivante.

$$n_{eff} = FF \cdot n_{eff1} + (1 - FF) \cdot n_{eff2} \quad (1.12)$$

Où FF est le facteur de remplissage du réseau, c'est-à-dire le pourcentage de zones basses dans le réseau tel que représenté à la Figure I-12 (a). On note n_{eff1} l'indice effectif d'un mode se propageant dans un guide dont les dimensions sont celles des zones hautes du réseau et n_{eff2} celui d'un mode se propageant dans les zones basses du réseau. Ces deux indices effectifs peuvent être calculés à l'aide des méthodes développées dans la partie précédente. La méthode décrite ici permet aussi bien de dimensionner l'angle d'insertion d'un réseau de couplage que l'angle d'extraction d'un réseau associé à un guide donné.

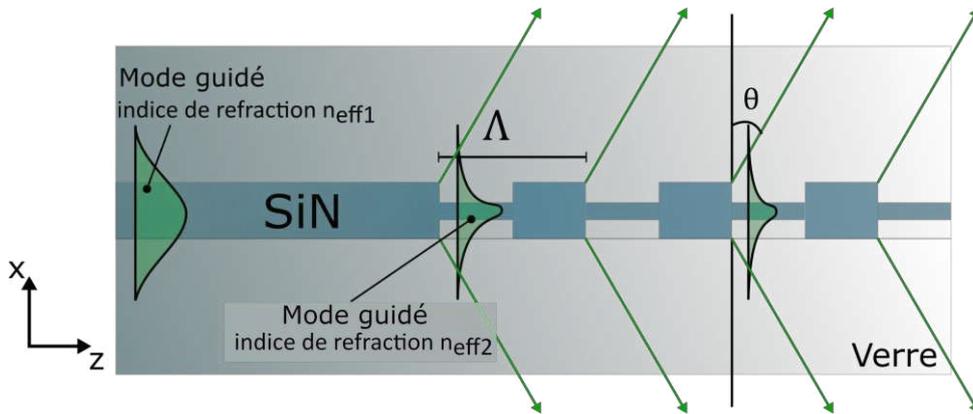


Figure I-12 : a) Schématisation d'un réseau d'extraction dans le cas d'un guide d'onde plan en SiN encapsulé dans du verre, l'angle d'extraction de cette architecture sera déterminé par le principe de conservation de la phase.

En plus de l'angle d'extraction, la forme du réseau d'extraction va impacter l'efficacité de ce dernier à extraire de la puissance du guide. Pour estimer cette puissance, il est possible d'utiliser l'équation (1.13) tiré du modèle analytique des réseaux de Bragg [41], [42]. Cette équation permet de donner l'efficacité d'un réseau (noté η), c'est-à-dire le pourcentage de lumière extraite du réseau en fonction de la longueur du réseau l , la différence d'indice Δn au sein du réseau et le recouvrement entre le mode guidé et le réseau considéré ς :

$$\eta = \tanh^2\left(\frac{\pi \cdot (\Delta n)}{\lambda} \varsigma l\right) \quad (1.13)$$

Le modèle du réseau de Bragg concerne un effet de diffraction en retro-propagation ($\theta = -\pi/2$), il permet de donner les tendances de comportement pour un réseau de couplage pour des angles arbitraires. Pour une étude plus fine, des outils de simulation dédiés sont nécessaires. De même, le calcul analytique de l'angle de diffraction d'un réseau sert de base aux simulations numériques et permet d'anticiper le fonctionnement des architectures développées mais des outils de simulation plus précis sont ici aussi nécessaires.

Il existe plusieurs méthodes numériques permettant de simuler les briques d'optique guidée pouvant être développées pour la RA [37]. Parmi ces méthodes on peut citer :

- La Méthode des Éléments Finis (ou FEM), consistant à résoudre les équations de Maxwell à chaque nœud d'un maillage.
- La méthode de calcul de Différences Finies dans le Domaine Temporel (ou FDTD), qui consiste à utiliser la résolution des équations différentielles des champs électrique et

magnétique pour obtenir une distribution d'amplitude de ces champs à une fréquence donnée.

Ces différentes méthodes de simulations seront toutes les deux utilisées dans cette thèse. Les Figure I-13 (b) et (c), représentent un exemple d'architecture simulée par FDTD d'un réseau de couplage depuis un guide plan. Le guide d'onde plan est représenté schématiquement en (a). La Figure I-13 (b) représente la distribution du module du champ électrique dans un tel réseau utilisé comme réseau d'extraction, tandis que la Figure I-13 (c) représente la distribution dans le cas d'une insertion.

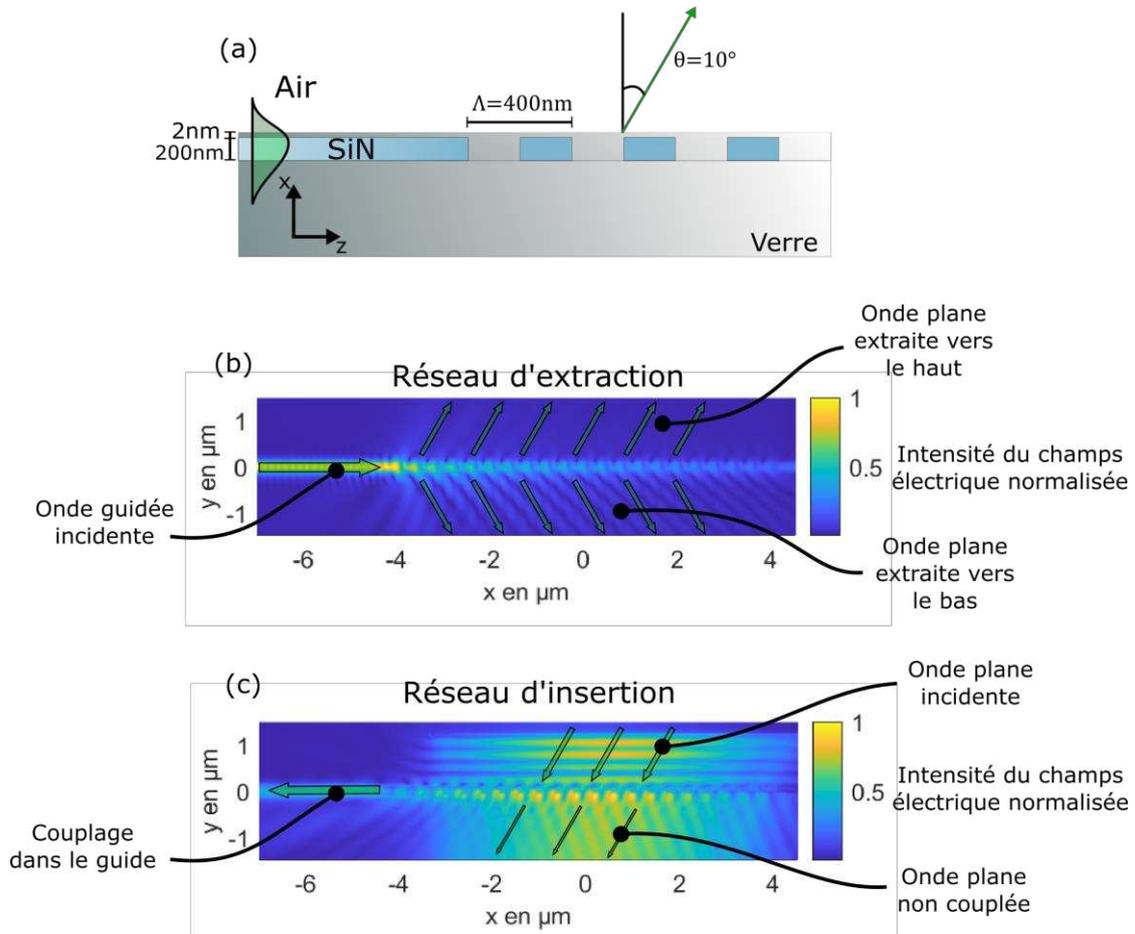


Figure I-13 a) Représentation des dimensions d'un réseau d'extraction/d'insertion plan. Simulation de l'utilisation de ce réseau, à l'aide de la méthode FDTD, (b) en extraction et (c) en insertion dans le cas d'une onde monochromatique ($\lambda = 532 \text{ nm}$).

Comme on peut le voir l'insertion et l'extraction du réseau présenté à la Figure I-13 (a) ne sont pas totales. Dans le cas de l'insertion, seule une partie du champ est guidé et le reste est transmis ou réfléchi. Dans le cas de l'extraction, une partie du mode couplé est réfléchi dans le guide et une autre est émise vers le bas du réseau. Certains groupes ont proposé des architectures originales permettant de maximiser l'insertion et l'extraction par des réseaux [43]–[45].

Les éléments d'optique intégrés présentés ici sont des briques majeures de certains dispositifs de RA comme on pourra le voir à la partie III.B de ce Chapitre. En effet il est possible de réaliser des guides d'ondes dans les verres de lunettes permettant d'apporter la lumière jusqu'au plus proche de l'œil. Les réseaux d'extractions peuvent ensuite être utilisés pour

extraire la lumière vers l'œil. Cette thèse utilise cette technologie de guides d'ondes et de réseaux pour développer des briques d'adressage. Un autre aspect important de la thèse, et de la RA en général, est l'optique diffractive développée dans la prochaine partie qui peut être utilisée pour expliquer la projection d'images sur la rétine en utilisant l'œil comme seule optique.

II.B Optique diffractive

L'optique diffractive consiste en l'étude de la propagation d'ondes électromagnétiques rencontrant des surfaces ou des obstacles. Pour cela on utilise un formalisme fréquentiel permettant de décomposer toute onde électromagnétique en une somme infinie d'ondes planes de fréquences données. Ce principe (dit de Fourier) peut être formalisé par la formule de la transformée de Fourier d'une fonction, donnée à l'équation (1.14). Réciproquement une fonction dépendante des fréquences de l'espace peut être décrite comme une somme infinie de fonctions dépendantes des coordonnées de l'espace [46].

$$f(x, y) = \iint F(v_x, v_y) e^{j2\pi(v_x x + v_y y)} dv_x dv_y \quad (1.14)$$

$$F(v_x, v_y) = \iint f(x, y) e^{-j2\pi(v_x x + v_y y)} dx dy \quad (1.15)$$

Où (x, y) sont les coordonnées de l'espace et (v_x, v_y) les coordonnées des fréquences spatiales. Dans ce document on désigne la transformée de Fourier de la fonction $f(x, y)$ évaluée en des valeurs (v_{x_0}, v_{y_0}) par la notation : $TF(f(x, y))_{[v_{x_0}, v_{y_0}]}$

Dans le cas de l'étude de systèmes optiques linéaires et invariants, l'étude de la propagation de la transformée de Fourier d'une onde permet de déduire la forme de l'onde après propagation. Plus particulièrement dans le cas de faisceaux se propageant dans une direction particulière il est possible d'appliquer l'approximation paraxiale où les faisceaux de l'onde sont considérés proches de la direction de propagation (axe optique). En appliquant cette approximation J. W. Goodman [46] démontre qu'une onde caractérisée par un champ électrique $f_1(x, y)$ placée à une distance d d'une lentille convergente mince donne dans le plan focal image de cette lentille un champ électrique $f_2(x, y)$ tel que :

$$f_2(x, y) = \frac{e^{jk(f+d)}}{j\lambda f} e^{-\frac{j\pi(d-f)}{\lambda f^2}(x^2+y^2)} TF(f_1(x, y))_{\left[\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right]} \quad (1.16)$$

Où λ est la longueur d'onde de la source utilisée pour observer l'objet, f la focale de la lentille utilisée.

En plaçant à une distance d d'une lentille un champ électrique de fonction $f_1(x, y) = TF(f(x, y))_{\left[\frac{x}{\lambda d}, \frac{y}{\lambda d}\right]}$, l'équation (1.16) permet d'obtenir dans le plan focal de la lentille la fonction $f_2(x, y)$ telle que :

$$f_2(x, y) = \frac{e^{jk(f+d)}}{j\lambda f} e^{-\frac{j\pi(d-f)}{\lambda f^2}(x^2+y^2)} f(-x, -y) \quad (1.17)$$

L'équation (1.17) traduit qu'il est possible d'observer l'image d'un objet dans le plan focal image d'une lentille, en plaçant dans le plan focal objet un champ électrique, traduisant la transformée de Fourier de cet objet. L'observation de l'objet est possible uniquement grâce au codage de l'amplitude et de la phase de l'objet dans la transformée de Fourier.

La Figure I-14 représente un exemple d'utilisation de ce principe, où un masque structurant la phase et l'amplitude d'un faisceau permet de projeter dans le plan focal image d'une lentille une image (ici le texte « leti CEA tech ») correspondant à la transformée de Fourier codée par le masque.

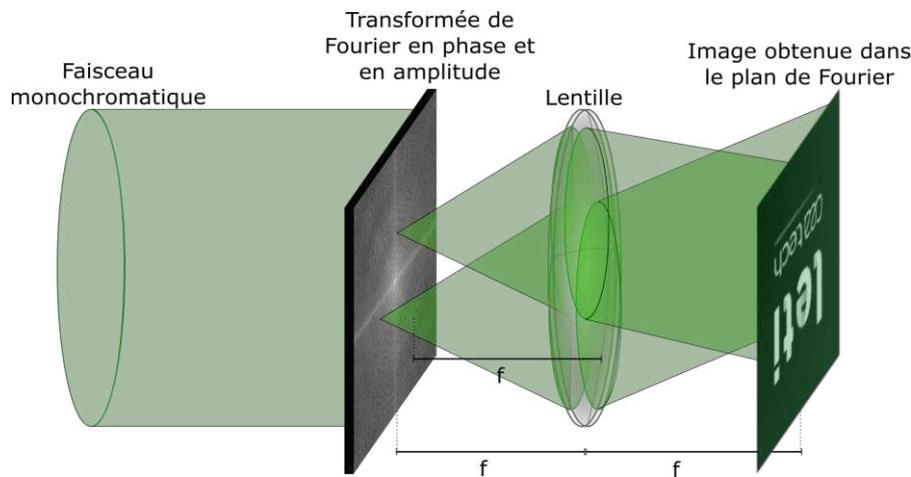


Figure I-14 : Représentation de l'utilisation de la transformée de Fourier d'une image formée par un masque structurant la phase et l'amplitude d'un faisceau incident, placée dans le plan focale objet d'une lentille permettant de projeter dans le plan focale image de la lentille l'image en question (ici du texte « leti CEA tech ») retournée.

La Figure I-14 montre le cas de l'utilisation d'un masque structurant la phase et l'amplitude d'un faisceau incident et permettant d'obtenir un objet. Ce type de structuration du faisceau peut s'avérer complexe à réaliser du fait de la nécessité de gérer simultanément les composantes de phase et d'amplitude.

De manière à contourner cette complexité de contrôle de la lumière, certaines équipes proposent l'utilisation d'autres méthodes de projection de l'image utilisant des codages uniquement en phase ou uniquement en amplitude. C'est notamment le cas de l'équipe de Maimone et al [47] utilisant un masque en phase associé au principe d'holographie de Fresnel pour projeter des images en réduisant le nombre d'optiques tout en conservant une forte luminosité. On peut également citer les travaux de Martinez et al [48] utilisant un masque en amplitude uniquement pour créer une diffraction permettant de reconstruire une image souhaitée.

Pour ce qui est de ce travail de thèse, l'optique diffractive ainsi que l'équation (1.16) me permettront de démontrer le principe d'auto-focalisation développé dans le Chapitre II.

II.C Holographie

Un hologramme consiste en un élément capable d'enregistrer et/ou de restituer toutes les composantes d'une onde électromagnétique, et en particulier sa partie complexe, c'est-à-dire sa phase.

Plus spécifiquement, un hologramme analogique consiste en un film photosensible partiellement ou totalement transparent pouvant avoir des épaisseurs variant de quelques microns à la centaine de microns dans lequel est codée la partie complexe d'une onde. Plusieurs matériaux peuvent être utilisés pour des applications d'holographie, tels que les matériaux photopolymères [49] [50], les halogénures d'argent [51] ou les gélatines bichromatées [52]. Les photopolymères sont les matériaux les plus couramment utilisés. On peut également noter l'existence de matériaux holographiques cristallins plus épais, envisagés pour des applications de stockage holographique [53].

Lors de la réalisation d'un hologramme, le matériau photosensible est utilisé pour enregistrer les interférences entre deux faisceaux. Ces interférences peuvent être enregistrées de manière surfacique, c'est le cas des hologrammes fins dont le comportement se rapproche d'un réseau de diffraction [54]. Il est également possible d'enregistrer des interférences dans le volume du matériau, en enregistrant les intensités des interférences comme des variations d'indices d'un matériau photosensible, c'est le cas des hologrammes volumiques dont le comportement se rapproche des réseaux de Bragg [54], [55]. La structure des interférences ainsi enregistrée va agir comme une fonction optique dont la nature dépend des conditions d'écritures.

Ce travail de thèse s'intéresse plus particulièrement aux hologrammes volumiques que je détaillerai dans cette partie. Le cas plus simple des hologrammes fins est traité par des ouvrages tels que [54], [55]. Dans cette partie, je décrirai le cas de l'interférence entre deux ondes planes monochromatiques ce qui permet de décrire les cas où les hologrammes sont utilisés pour rediriger les faisceaux et créer des décalages de phases.

Le premier faisceau d'écriture est appelé faisceau de référence, d'amplitude E_r et le second est appelé faisceau objet d'amplitude E_o . Ces faisceaux se propagent avec des angles θ_r et θ_o par rapport au plan de l'hologramme comme représenté aux Figure I-15 (a) et (b). On peut distinguer les hologrammes volumiques en transmission des hologrammes volumiques en réflexion. Dans le cas des hologrammes en réflexion, les deux faisceaux utilisés pour l'écriture proviennent de deux côtés différents de la lame holographique, ce qui crée des interférences verticales sur la Figure I-15 (a). En utilisant des faisceaux provenant du même côté, on crée un hologramme en transmission avec des franges d'interférences horizontales comme à la Figure I-15 (b).

Le concept de projection rétinienne développé au CEA repose sur l'utilisation des hologrammes en réflexion, c'est donc ce cas que je détaille à la suite. Pour simplifier je considère uniquement la variation des interférences dans le plan (x, y) tel que défini à la Figure I-15 (a).

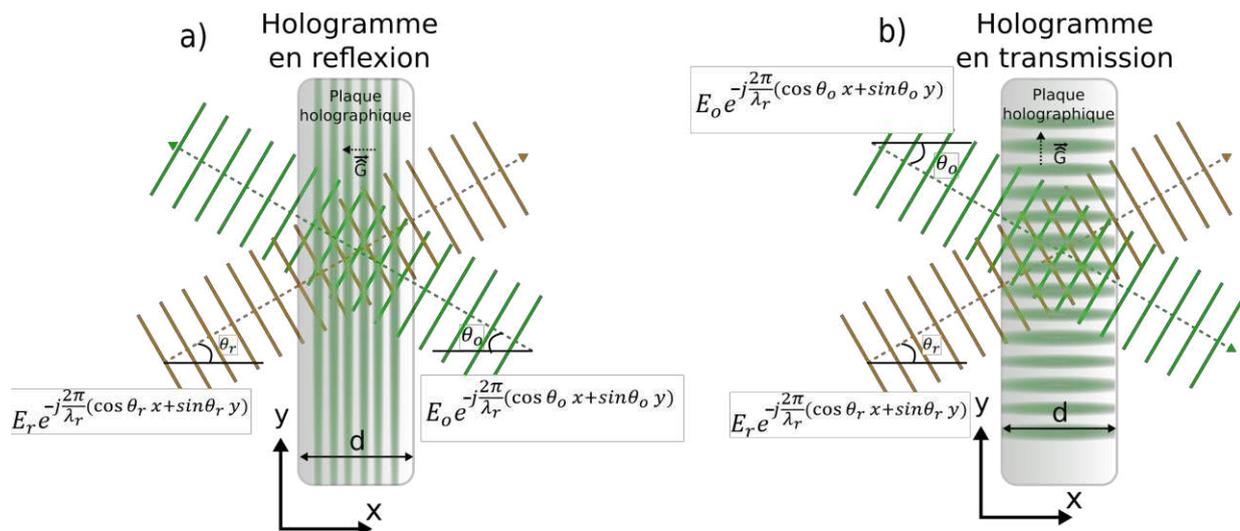


Figure I-15 : Schématisation de l'écriture d'un hologramme pixélisé écrit à l'aide de deux faisceaux plans monochromatiques. Dans le cas a) d'un hologramme en réflexion et dans le cas b) d'un hologramme en transmission.

Les interférences créées par les deux faisceaux dans l'hologramme sont décrites par le calcul du module du champ au carré :

$$I(x, y) = \left| E_r e^{-j \frac{2\pi}{\lambda_r} (\cos \theta_r x + \sin \theta_r y)} + E_o e^{-j \frac{2\pi}{\lambda_r} (\cos \theta_o x + \sin \theta_o y)} \right|^2 \quad (1.18)$$

Avec λ_r la longueur d'onde d'écriture de l'hologramme.

En développant l'équation (1.18), et en considérant que l'intensité des interférences crée une modification de l'indice du matériau holographique, la distribution de modulation d'indice est décrite par l'équation :

$$\Delta n(x, y) = n_o + \delta n \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \vec{G} \cdot \vec{r} \right) \quad (1.19)$$

Où n_o et δn sont des constantes dépendant de la sensibilité du matériau holographique, \vec{G} est le vecteur d'onde du réseau de franges d'interférences $\vec{G} = (\cos \theta_r - \cos \theta_o, \sin \theta_r - \sin \theta_o)$ et \vec{r} le vecteur position $\vec{r} = (x, y)$.

Lorsque la distribution d'indice décrite par l'équation (1.19) est illuminée à l'aide d'un faisceau de lecture plan de vecteur d'onde k_c , il est possible de déterminer le faisceau résultant à l'aide de la théorie des ondes couplées, en résolvant les équations de Maxwell dans l'hologramme. Comme montré par H. Bjelkhagen et D. Brotherton-Radcliffe dans [55], il est possible d'écrire le champ électrique dans l'hologramme de la manière suivante :

$$E_z(x, y) = R \cdot e^{-j \vec{k}_c \cdot \vec{r}} + S \cdot e^{-j \vec{k}_l \cdot \vec{r}} \quad (1.20)$$

$$\text{avec } \vec{k}_l = \vec{k}_c - \vec{G} \quad (1.21)$$

Où R et S sont les amplitudes de deux ondes planes, une onde transmise dans la même direction que l'onde de lecture et une onde réfléchiée dans une direction liée à l'orientation des

franges de l'hologramme. Ces amplitudes dépendent de nombreux paramètres liés à l'hologramme et à ses conditions d'écriture et de lecture tel que les angles des faisceaux, leurs longueurs d'onde, l'amplitude de la modulation d'indice ou encore l'épaisseur du matériau.

Dans le cas particulier où le faisceau de lecture est le même que le faisceau de référence utilisé à l'écriture, la seconde partie de l'équation (1.20) correspond à une onde plane identique au faisceau objet avec une intensité R .

Un calcul rigoureux de la valeur de R permet d'évaluer l'efficacité de réflexion de l'hologramme dans une direction donnée et suivant une longueur d'onde donnée [55]. On trace aux Figure I-16 (a) et (b), la dépendance angulaire et spectrale de R dans le cas d'un hologramme écrit avec les conditions de lecture et d'écriture associées.

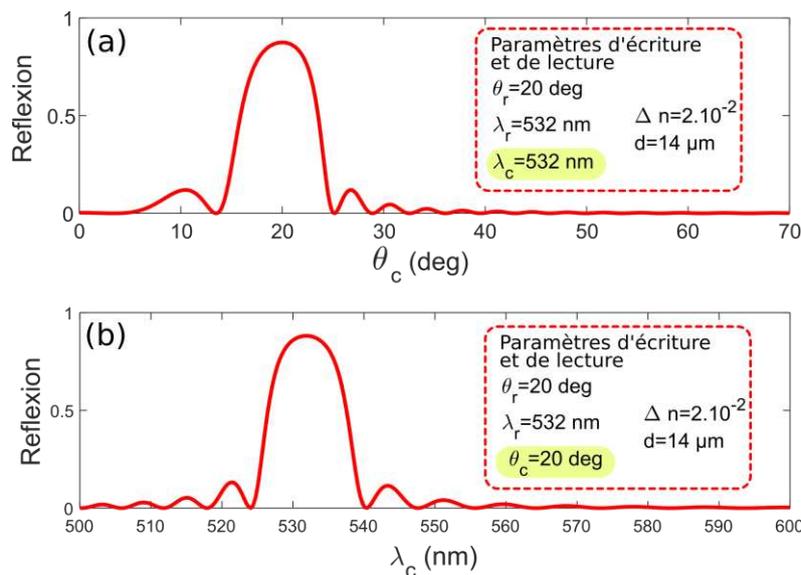


Figure I-16 : Paramètres d'écriture et de lecture d'un hologramme ainsi que le calcul de la réflexion (a) en fonction de l'angle de relecture et (b) en fonction de la longueur d'onde de relecture.

La Figure I-16 permet de mettre en évidence l'utilité des hologrammes dans le domaine de la RA car ils permettent de rediriger des faisceaux tout en restant transparents grâce à leur sélectivité angulaire et spectrale. De plus l'utilisation d'hologrammes peut se généraliser à des faisceaux plus complexes que des ondes planes. Il est possible d'enregistrer d'autres fonctions optiques tel que des lentilles tout en conservant une bonne transparence et en utilisant un faible volume [56].

Un des désavantages de l'holographie est sa nature statique : en effet une fois un hologramme enregistré il n'est pas possible de le modifier dynamiquement sans utiliser une nouvelle étape d'écriture.

Certains acteurs du domaine (notamment l'entreprise Digilens [57], [58]) proposent d'utiliser des technologies hybrides avec des cristaux liquides et des matériaux photopolymères [59], [60] (HPDLC Holographic Polymer Disperse Liquid Crystal). Ce type de matériau une fois écrit à la manière des hologrammes classiques, voit deux types franges se constituer. Des franges composées de polymères densifiés et des franges composées de cristaux liquides. L'utilisation de cristaux liquides permet de modifier électriquement l'indice de réfraction des franges concernées, au sein de l'hologramme ce qui permet de modifier

dynamiquement les propriétés de ces hologrammes. La technologie des cristaux liquides est également étudiée au cours de cette thèse, la partie suivante décrit leur fonctionnement.

II.D Cristaux liquides

Les cristaux liquides (ou CL) sont des composés chimiques, naturels ou synthétiques, ayant des caractéristiques optiques et électroniques permettant des applications dynamiques dans différents domaines de l'optique. Leur utilisation est notamment connue pour des applications d'afficheurs, comme les écrans LCD (Liquid Crystal Display) [61], mais également plus récemment pour des applications photoniques [62]–[64].

II.D.1 *Les groupes de cristaux liquides*

Les CL sont des matériaux possédant une phase ayant des propriétés à mi-chemin entre des solides cristallins et des liquides. Du point de vue macroscopique, ils apparaissent comme des liquides légèrement troubles alors que du point de vue microscopique, ces matériaux sont organisés à la manière d'agencement de cristaux, contrôlés par des énergies élastiques.

L'état de CL dépend souvent des conditions de température et de concentration dans lesquelles vont se trouver les matériaux faisant de la notion de CL une phase intermédiaire entre cristal et liquide [65]. Les matériaux sensibles uniquement à la température sont appelés thermotropes tandis que ceux sensibles à la température et la concentration sont appelés lyotropes. Dans le cadre de cette thèse j'utilise uniquement des matériaux thermotropes. Ces derniers peuvent être composés de molécules de formes différentes. La Figure I-17 représente des molécules de forme discoïdes ainsi que des molécules en forme de bâtonnets appelées molécules calamitiques. Dans ce document j'étudie ce deuxième type de molécule.

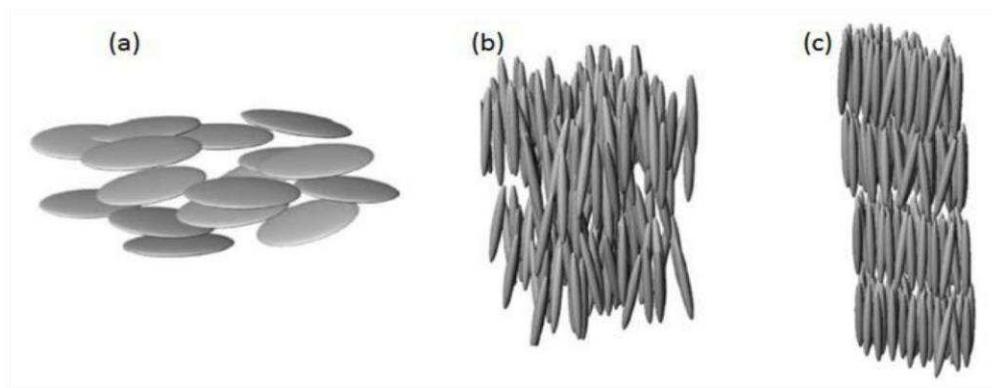


Figure I-17 : Représentation de différentes formes et organisation de molécules composantes des CL thermotropes a) discoïdes, b) calamitiques nématiques, et c) calamitiques smectiques [66]

Les Figure I-17 (b) et (c) mettent en évidence la possibilité de distinguer les CL composés de molécules calamitiques en plusieurs groupes suivant l'organisation de ces molécules. Ces différents groupes se distinguent par des différences de degrés de liberté dans la position des molécules permettant de se rapprocher d'une phase liquide ou d'une phase cristalline. La phase calamitique smectique s'organise en plan de molécules orientées dans une direction commune mais sans organisation particulière au sein des plans. Pour ce qui est des molécules calamitiques nématiques, elles se rapprochent plus d'un liquide, les molécules n'ont pas d'organisation spatiale particulière mais partagent une direction commune. Le groupe de CL nématiques est le groupe le plus utilisé dans le domaine optique, c'est également celui que

nous utiliserons pour ce projet. Le terme de CL se réfère à ce type de matériaux dans la suite de ce document.

Comme expliqué précédemment la phase cristal liquide d'un matériau thermotrope existe sous certaines conditions de température. La Figure I-18 représente l'évolution de l'organisation d'un CL, composé de molécules nématiques. On peut observer une forme cristalline lorsque la température est basse et une phase nématique isotrope où les molécules ont perdu leur orientation commune lorsque la température est trop haute. Ces deux phases extrêmes ne sont pas exploitables pour la plupart des dispositifs optiques. La phase nématique intermédiaire conserve une orientation globale des CL. Cette orientation va permettre l'apparition d'effets optiques et électriques dans le volume de CL comme on pourra le voir par la suite, il est donc nécessaire de comprendre les phénomènes d'orientation des molécules au sein d'une cellule de CL.

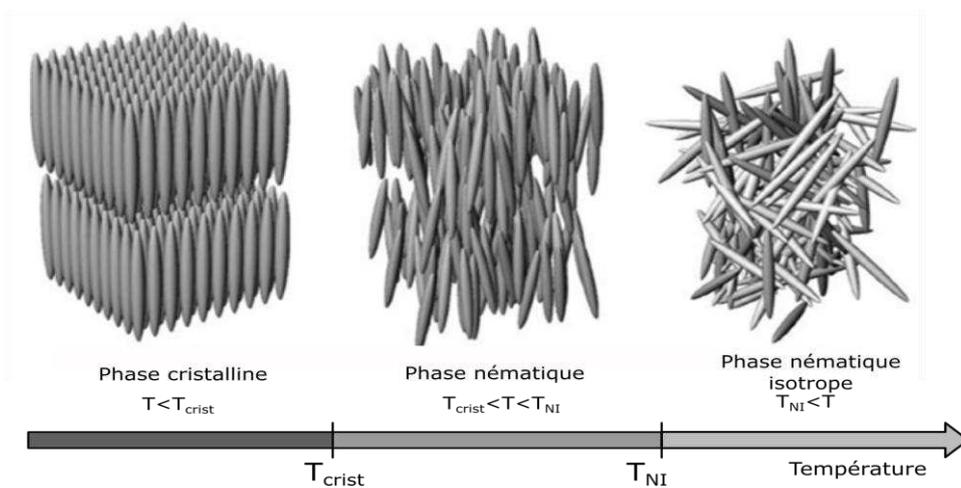


Figure I-18 : Représentation de trois phases d'un CL thermotrope composé de molécules nématiques ainsi que leur gamme de température associée (adapté de [66])

II.D.2 Effets d'orientation des cristaux liquides à l'équilibre

L'état particulier des CL dans leur phase nématique cause des effets volumiques d'orientation des CL les uns par rapport aux autres qui les poussent à adopter une orientation commune. Pour traduire ce phénomène, la variation d'orientation du vecteur directeur des CL (noté \vec{N}) est reliée à une énergie élastique volumique. Cette énergie volumique répond aux équations de Oseen et Frank [67] :

$$f_{Oseen-Frank} = \frac{K_1}{2} (\nabla \cdot \vec{N})^2 + \frac{K_2}{2} (\vec{N} \cdot \nabla \wedge \vec{N})^2 + \frac{K_3}{2} (\vec{N} \wedge \nabla \wedge \vec{N}) \quad (1.22)$$

Où K_1 , K_2 et K_3 sont des constantes élastiques dépendantes du CL étudié.

Les trois termes de l'équation (1.22) traduisent une augmentation de l'énergie volumique d'une couche de CL avec l'apparition de trois types de déformations élémentaires du vecteur directeur \vec{N} . Ces déformations sont les déformations en éventail, les courbures et les torsions respectivement associées aux constantes élastiques K_1 , K_2 et K_3 toutes représentées à la Figure I-19.

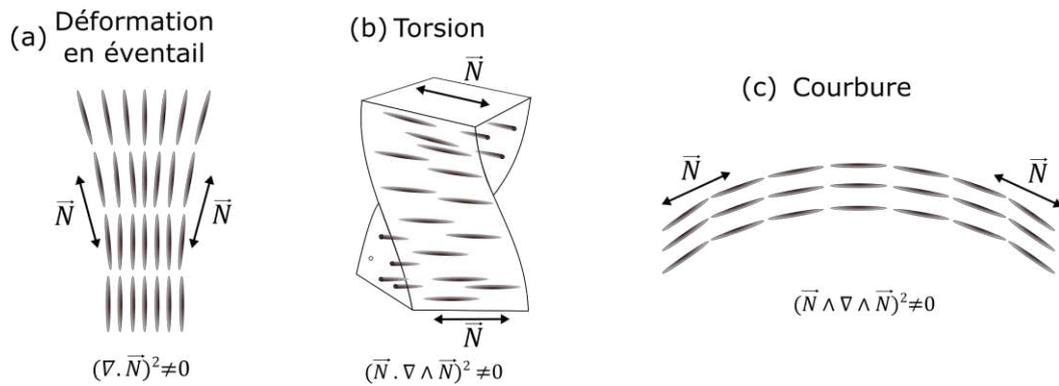


Figure I-19 : Représentation des trois types de déformations élémentaires du vecteur directeur \vec{N} des molécules d'un CL, (a) déformation en éventail, (b) torsion et (c) courbure.

A l'état d'équilibre, et sans contraintes extérieures appliquées, les CL s'orientent de manière à minimiser l'énergie, c'est-à-dire parallèles les uns aux autres. Néanmoins, il est possible d'appliquer des contraintes extérieures aux CL pouvant les pousser à adopter des distributions d'orientation d'énergies non nulles. Il est notamment possible d'appliquer un ancrage sur une surface qui imposera aux CL une orientation préférentielle. Cet ancrage va permettre d'introduire une énergie surfacique à l'interface entre le CL et la surface d'ancrage qui peut être traduite par la formule suivante :

$$f_w = \frac{1}{2} C \cdot (\delta\theta)^2 \quad (1.23)$$

Avec C une constante d'ancrage dépendant de la technique utilisée pour réaliser l'ancrage ainsi que du CL utilisé, et $\delta\theta$ l'angle entre la direction de l'ancrage et l'orientation du vecteur \vec{N} à l'interface.

Il existe actuellement plusieurs méthodes pour réaliser des ancrages plus ou moins forts sur les CL. Un ancrage faible permettra de rendre très réactive une couche de CL à des contraintes extérieures (comme les champs électriques comme on pourra le voir plus tard). Mais en contrepartie le retour à l'équilibre de cette couche de cristaux sera plus lent. Parmi les méthodes d'ancrage envisageables on peut discerner :

- Les méthodes par frottement [68], les plus utilisées et les plus simples à mettre en œuvre. Elles utilisent une surface traitée tel qu'un verre très propre ou un dépôt de polymères en couche mince appelée polyimide. En frottant cette surface avec un tissu, de phénomènes électrostatiques apparaissent sur la surface de la couche. Les CL en contact avec ces forces électrostatiques seront orientés dans la direction de frottement. Suivant le type de matériaux d'ancrage, il est possible d'obtenir des ancrages plus ou moins forts, par exemple un verre sans revêtement permet d'obtenir un ancrage faible alors que les couches de polyimide permettent d'obtenir un ancrage fort.
- Les méthodes d'ancrage par nano-structurations [64], [69], consistent à réaliser des structures, de l'ordre de la centaine de nanomètres de haut, en surface d'un substrat. Les CL auront tendance à s'aligner parallèlement aux surfaces. Il est possible de

réaliser différents types d'ancrages en réalisant des réseaux penchés ou bien des nanostructures.

- Les méthodes de photo-alignement [68], [70], consistent à utiliser un matériau photosensible tel que l'azobenzène ayant la particularité d'être constitué de molécules pouvant s'orienter sous certaines conditions d'illumination. Par exemple en utilisant un faisceau UV linéairement polarisé, les molécules de l'azobenzène s'orienteront parallèles à la polarisation.

Ces effets d'ancrages permettent de contrôler l'état d'équilibre d'une couche de CL entre deux substrats. Il est notamment possible de réaliser des hélices en réalisant des ancres croisés sur les substrats encapsulant. Ce contrôle de l'orientation des CL va permettre de réaliser des fonctions physiques grâce à des effets d'anisotropie liées à la forme calamitique des molécules.

II.D.3 Effets d'anisotropie diélectrique et optique

La forme calamitique des CL utilisés va créer des variations des constantes physiques du CL suivant la direction dans laquelle le matériau est observé. D'un point de vue optique, les CL vont posséder des permittivités diélectriques et magnétiques différentes suivant l'orientation dans laquelle ils sont observés. Ces anisotropies électrique et magnétique permettent de faire apparaître une anisotropie optique du matériau appelée biréfringence. L'indice perçu par une onde se propageant dans un CL nématique dépend de l'orientation entre sa polarisation et la direction favorisée par les molécules. La biréfringence du matériau est notée $\Delta n = n_o - n_e$ où n_e est l'indice extraordinaire et n_o est l'indice ordinaire du milieu biréfringent tel que représenté à la Figure I-20 (a).

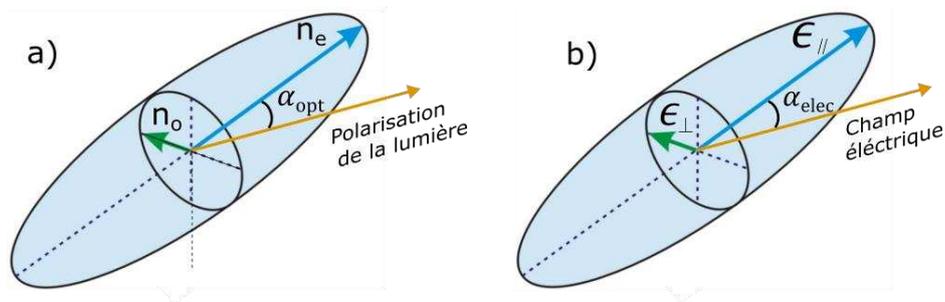


Figure I-20 a) Schématisation d'une molécule de CL calamitique, et mise en évidence des anisotropies optique a) et diélectrique b) adaptées de [71].

Une onde polarisée linéairement avec un angle α_{opt} par rapport à l'orientation des CL percevra un indice dont la valeur est dirigée par l'équation de la biréfringence.

$$n_{percu}(\alpha_{opt}) = \left(\frac{\cos^2 \alpha_{opt}}{n_e^2} + \frac{\sin^2 \alpha_{opt}}{n_o^2} \right)^{-\frac{1}{2}} \quad (1.24)$$

En plus de la propriété de biréfringence, les CL sont impactés par certains champs magnétiques et électriques du fait de leurs anisotropies de permittivité magnétique et diélectrique. Comme représenté à la Figure I-20 (b), on note ϵ_{\perp} la permittivité perçue dans le

cas d'une onde dont le champ électrique est perpendiculaire aux molécules et ϵ_{\parallel} la permittivité d'une onde parallèle aux molécules. Cette anisotropie diélectrique, notée $\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp}$, va causer sous l'application d'un champ électrique assez fort, une rotation des CL favorisant la plus grande valeur de permittivité. Ainsi dans le cas d'une anisotropie diélectrique positive ($\Delta\epsilon > 0$) les molécules suivront les lignes du champ électrique comme représenté à la Figure I-21 (a). Au contraire dans le cas d'une anisotropie diélectrique négative ($\Delta\epsilon < 0$) les CL seront orientés perpendiculairement aux lignes de champs comme représenté à la Figure I-21 (b).

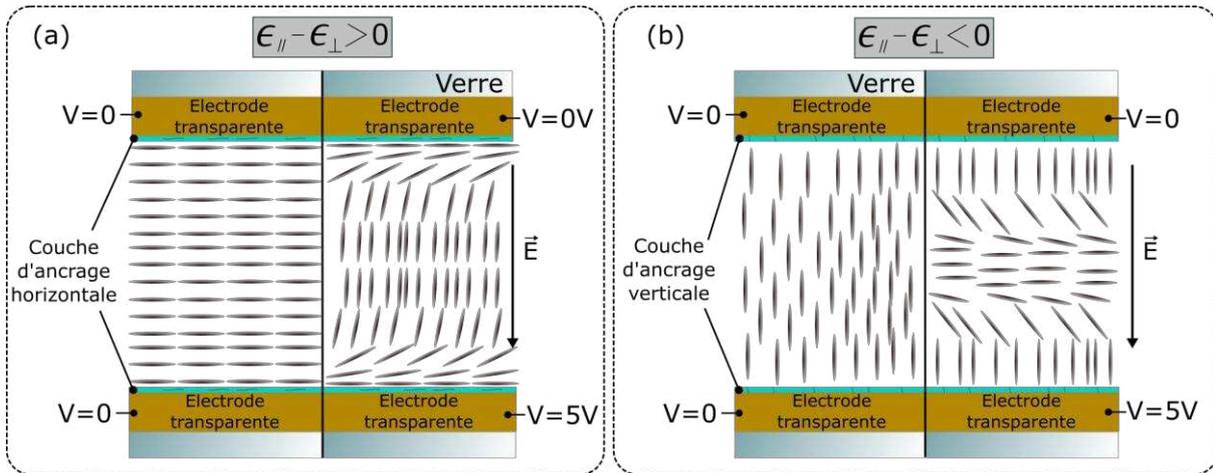


Figure I-21 : Représentation de l'utilisation de l'anisotropie électrique d'un CL pour modifier l'orientation des molécules de deux couches de CL à anisotropie diélectrique positive (a) et négative (b).

Le phénomène de réorientation des CL peut être traduit par une augmentation de l'énergie volumique de la cellule de CL lorsque les CL ne sont pas orientés selon le champ électrique. Cette variation de l'énergie est décrite par l'équation :

$$f_{elec} = -\frac{1}{2} \epsilon_0 \Delta\epsilon (\vec{N} \cdot \vec{E})^2 \quad (1.25)$$

Avec \vec{E} le champ électrique appliqué et ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide.

Les CL sont des matériaux répondant à une physique complexe et la détermination de leurs comportements à l'équilibre et lors de l'application d'un champ électrique peut s'avérer délicate. En utilisant les équations (1.22), (1.23) et (1.25) ainsi que le formalisme d'Euler Lagrange [67], il est possible de développer des moyens de simulations basés sur des résolutions à éléments finis (FEM) permettant de déterminer l'orientation des CL avec des contraintes d'ancrage et des champs électriques appliqués. Ces simulations peuvent être réalisées à l'aide de logiciels industriels (tel que LCD Masters) ou en implémentant une résolution de problèmes à l'aide de logiciels multi-physiques (tel que Comsol)[72].

Les caractéristiques optiques et électriques des CL en font des matériaux de choix pour les applications d'optique active. Parmi ces applications on peut citer les écrans LCD utilisant la rotation de CL entre deux électrodes transparentes pour modifier la polarisation de la lumière traversant la cellule. En utilisant des électrodes transparentes, il est possible de désactiver

électriquement la rotation de la polarisation. Allié à des polariseurs et des filtres de couleurs, il est donc possible de réaliser un afficheur.

On peut également citer les applications plus récentes de CL sur Silicium (ou Liquid Crystal on Silicon LCoS en anglais) [71]. Cette technologie met en œuvre une cellule de CL entre une électrode réfléchissante déposée sur Silicium et une électrode transparente. Suivant la configuration de la cellule utilisée et la configuration du montage optique il est possible de réaliser des fonctions de retards optiques et/ou de modulation d'amplitudes. L'utilisation de ce type de technologie peut être envisagée pour la réalisation de dispositifs de réalité augmentée comme c'est le cas dans le prototype proposé par l'équipe de Maimone et al [47].

Plus récemment certains groupes ont proposé l'utilisation des CL en contact avec des applications d'optique intégrée pour la réalisation de fonctions actives dans le domaine des display et des télécommunications [62]–[64].

III Etat de l'art des dispositifs de Réalité Augmentée

Comme on a pu le voir dans la partie 2 de ce Chapitre la conception d'un dispositif de RA peut nécessiter la maîtrise de nombreux domaines de l'optique rendant leur conception complexe. Plusieurs dispositifs sont d'ores et déjà en cours de commercialisation. Je présente dans cette partie quelques-uns de ces produits permettant de mettre en évidence leurs avantages et leurs défauts.

Les technologies utilisées peuvent être très variées mais ont comme principe commun de séparer le dispositif de formation de l'image (scan laser ou micro-écran) et le combineur optique. L'image doit être transportée entre ces deux éléments, pour arriver jusqu'à l'œil de l'utilisateur. On distingue les combineurs espace libre utilisant des éléments optiques classiques (prisme, lentilles réfléchitives voir hologrammes), des combineurs à base de guides d'ondes.

III.A Combineur espace libre

Une première solution pour la réalisation du combineur est d'utiliser des éléments optiques partiellement réfléchissants pour renvoyer le faisceau vers l'œil de l'utilisateur.

III.A.1 Combineur bird bath et prisme TIR

Les combineurs de type « bird bath » (ou fontaine à oiseaux) sont les premiers à avoir été utilisés dans des dispositifs commerciaux, notamment dans les Google Glass 1 [73]. Le fonctionnement de ces lunettes est décrit à la Figure I-23 (b). Un masque en amplitude à base de CL associé à une source LED est utilisé pour créer une image. Cette image est ensuite propagée dans un cube transparent, recouvert sur une des faces par un miroir convexe permettant de collimater les faisceaux. Un miroir semi réfléchissant dans le cube permet ensuite de renvoyer les faisceaux vers l'œil qui seront ensuite focalisés sur la rétine. Ce système permet d'obtenir des FOV corrects (environ 15°) tout en conservant un design compact. Mais la présence du combineur peut créer des réflexions parasites pouvant gêner l'utilisateur. De plus, le passage par un Beam splitter 50/50 réduit l'efficacité du dispositif.

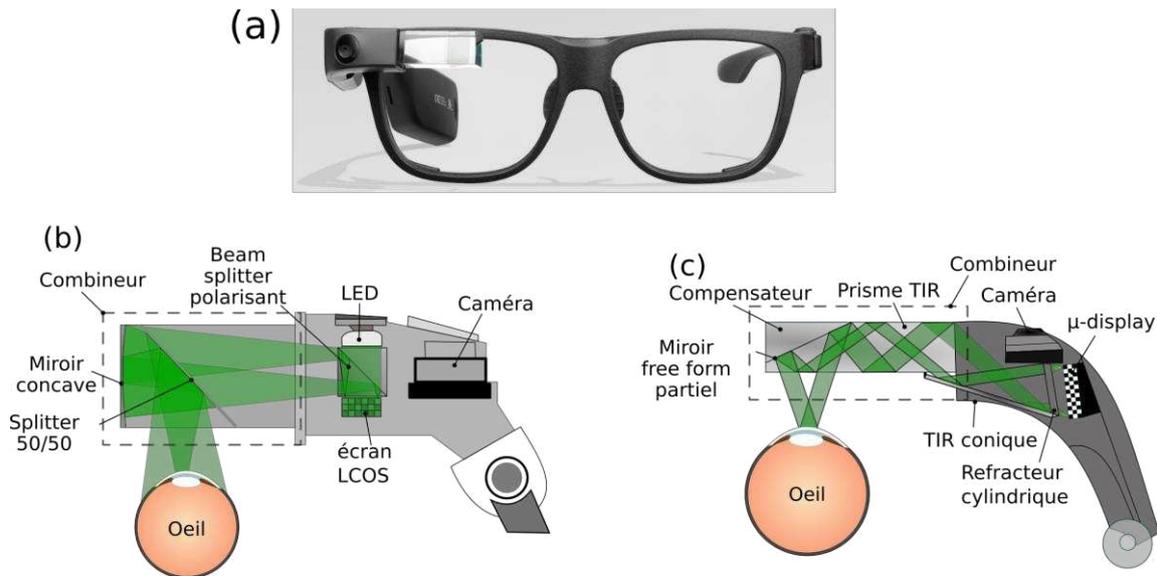


Figure I-22 : (a) photographie des Google Glass V2, (b) Schématisation du fonctionnement des Google Glass V2 utilisant un combineur « bird bath ». (c) Schématisation du fonctionnement d'une autre version de Google Glass utilisant un combineur basé sur un prisme « free form » (l'œil et les lunettes sont représentés à des échelles différentes)

Plus récemment certaines entreprises ont proposé l'utilisation de prismes dits « free-form » à réflexion totale interne (ou prisme TIR) comme combineur (comme c'est le cas pour la version des Google Glass décrite par la Figure I-22 (c)). Le design extérieur reste globalement le même, mais ici les faisceaux sont réfléchis par le prisme à plusieurs reprises ce qui permet de les transporter devant l'œil. Une surface asphérique permet ensuite de rediriger les faisceaux vers l'œil. Pour éviter une gêne due à cette dernière surface, un compensateur permet de corriger les faisceaux provenant de la scène réelle. Ce type de dispositifs permet d'augmenter la luminosité de l'image, néanmoins on peut voir que la eye-box semble être réduite. L'observateur perçoit un combineur transparent mais ne peut pas réellement voir au travers du fait de son épaisseur et de sa taille réduite. Cette solution s'apparente à la famille des dispositifs « look around » pour lesquels l'information est en bord du champ visuel (bien visible en figure I-22(a))

III.A.2 Combineur holographique

De manière à réduire le volume occupé par le combineur, il est possible d'utiliser une couche holographique. Comme expliqué à la partie II de ce Chapitre l'hologramme va permettre de rediriger le faisceau avec une forte sélectivité angulaire et spectrale. L'entreprise North, développant les lunettes North Focals [29], propose d'utiliser un film holographique photopolymère sur le verre de lunettes, associé à un scan laser basé sur des miroirs MEMS (microsystèmes électromécaniques [10]). Le fonctionnement simplifié de ce dispositif est représenté à la Figure I-23 (b).

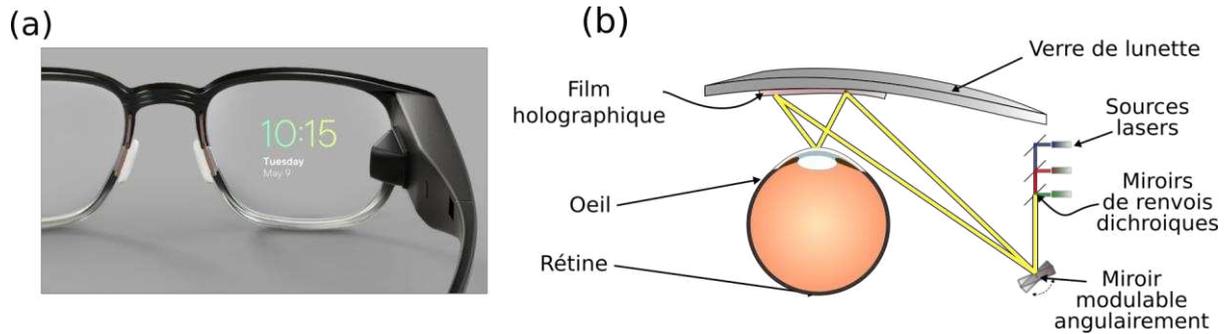


Figure I-23 : a) Photographie des lunettes North Focals, et schématisation d'un dispositif utilisant un scanner laser à base de MEMS associé à une couche de matériau holographique.

L'utilisation du film holographique et du scanner laser permet d'obtenir un dispositif très compact et pouvant atteindre 20° de FOV. Néanmoins la directivité des sources lasers va causer une forte réduction de la eye-box ce qui engendre des besoins d'alignement personnalisés pour chaque utilisateur.

III.B Combineur à base de guide d'onde

Pour éviter les contraintes de risque d'occultation liées à l'utilisation de combineurs espace libre (ombrage par les cils ou les cheveux), il est possible d'utiliser les verres de lunettes comme un guide d'onde plan pour propager l'image vers l'œil. Ce type de combineur nécessite également la formation d'une image par un micro-écran projeté par une lentille ou une source laser, mais il est en plus nécessaire de développer des technologies d'insertion et d'extraction. Le principe de fonctionnement simplifié de tels dispositifs est représenté à la Figure I-24 (b). Certains dispositifs tel que les Vizux Blade (représentés à la Figure I-24 (a)) présentent des facteurs de forme proche de lunettes classiques avec une vision binoculaire (ce qui est peu fréquent pour les dispositifs de lunettes intelligentes) et un FOV de 19°.

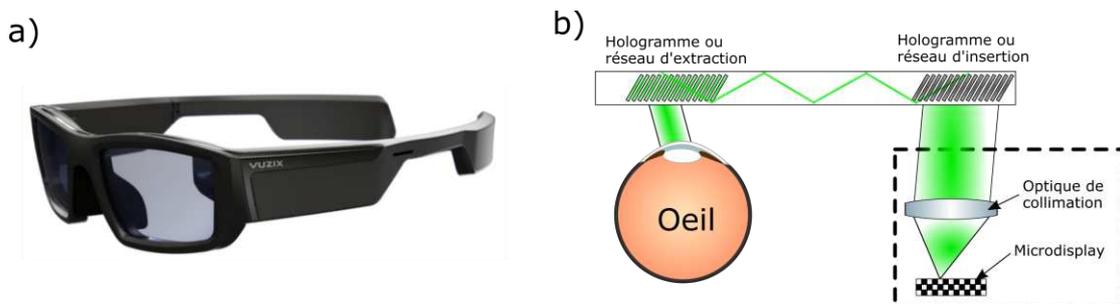


Figure I-24 : a) Photographie des lunettes Vizux Blade, b) Schéma de principe des dispositifs utilisant des combineurs à base de guide d'onde. L'image est émise par un μ -display, collimatée par une lentille et insérée à l'aide d'un réseau dans un guide d'onde plan. Elle est ensuite extraite devant l'œil à l'aide d'un réseau d'extraction.

Il existe plusieurs méthodes pour réaliser l'insertion et l'extraction. On peut citer l'utilisation de prismes, pour rediriger la lumière vers le guide ou vers l'œil. Mais il est également possible de mettre en œuvre des réseaux d'insertion ou des hologrammes qui permettent une réplique de la pupille de sortie du dispositif et donc une plus grande eye-box [1], [74].

III.C Technologies en rupture

Comme on peut le voir les dispositifs de RA actuellement sur le marché ont comme point commun de distinguer le dispositif créant l'image du combineur. Dans cette partie je vais

présenter deux projets en développement utilisant l'optique diffractive et la photonique sur substrat transparent pour associer le combineur et la source d'image dans un même dispositif.

III.C.1 Hologrammes dynamiques en optique intégrée

Le composant proposé par l'équipe de Notaros et al. [75] est représenté à la Figure I-25 (a) : il se base sur l'utilisation de blocs de photoniques intégrés en Nitrure de Silicium Si_3N_4 réalisés sur substrat de verre (SiO_2). Le circuit photonique utilise des blocs de modulation de phase et d'amplitude pour modifier les faisceaux émis par des antennes. Ces modulations permettent la formation d'images comme on l'a montré dans la partie 2 de ce Chapitre. Les Figure I-25 (b) et (c) montrent une comparaison entre la simulation de la projection d'un cube et des résultats obtenus à l'aide d'un premier dispositif statique.

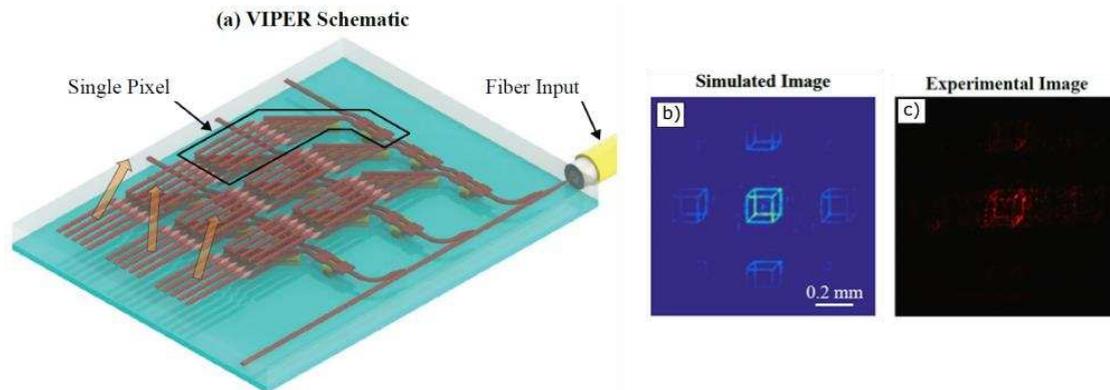


Figure I-25 : a) Représentation globale du système de projection intégré proposé par l'équipe de Notaros et al. [75], résultat de projection simulé d'un cube et e) résultat expérimental passif.

Cette architecture ainsi que la preuve de concept qui y est associée représentent une avancée importante dans la réduction de l'encombrement des systèmes de RA. Toutefois certains soucis de mise en œuvre subsistent telle que la faible résolution angulaire du dispositif, la présence des ordres de diffraction dans l'image obtenue, ou encore l'adressage des pixels qui nécessite la présence de composants électroniques (transistor et capacités) qui causent une réduction de la transparence du composant. Enfin le dispositif présenté ici se compose seulement de 32 pixels holographiques monochromatiques ce qui réduit la qualité des images projetées.

III.C.2 Balayage rétinien en optique intégrée

Pour réduire la complexité du système, tout en projetant des images plus complexes, l'équipe R. Fatemi et al. [76] propose d'utiliser le système représenté à la Figure I-26. Ce système projette uniquement des ondes planes, qui se traduiront par un point de focalisation au fond de l'œil. Grâce à une projection séquentielle de plusieurs ondes planes avec des angles différents, il est possible de recréer une image au fond de l'œil composée de plusieurs pixels. Pour réaliser les ondes planes, on se base sur la même méthode que celle présentée précédemment mais ici seule la phase des pixels est modulée pour recréer des fronts d'ondes plans. Ainsi la résolution de l'image dépend du nombre de points que l'on peut scanner dans une période où l'œil intègre une image, c'est-à-dire la période de persistance rétinienne [77] [78]. Le principe de projection développé ici vise une application pour des composants de détection d'objet utilisant des longueurs d'onde infra-rouge (IR) tels que des LIDAR à base de

réseaux de phase optique (OPA : Optical Phase Array) [79] [80]. Néanmoins, il semble envisageable de l'adapter à un procédé de fabrication sur substrat transparent pour des applications de RA.

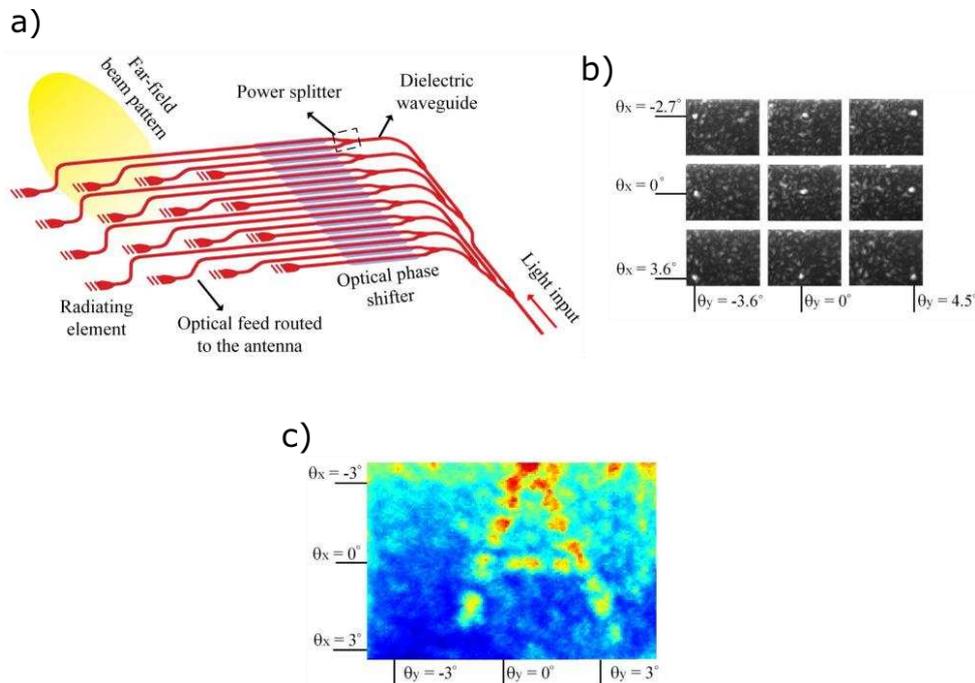


Figure 1-26 : a) Représentation des différentes fonctions photoniques nécessaires à la construction du dispositif de scan rétinien proposé par R.Fatemi et al [76]. b) Exemple de projection de plusieurs pixels et c) projection de la lettre A par scan des différentes positions de cette lettre.

Les résultats présentés par cette équipe sont prometteurs et se basent sur de nombreuses optimisations optique et électronique. Nous pouvons notamment citer l'utilisation de distribution quasi-aléatoire des points d'émission, pour réduire les ordres de diffraction, ou encore l'utilisation d'électronique particulière pour augmenter la fréquence de fonctionnement du dispositif. Toutefois certaines difficultés de concept persistent. Tout d'abord, les angles de projection pouvant être adressés par ce type projecteur restent limités par les propriétés d'émission individuelle de chaque antenne. De plus l'utilisation du dispositif de scan implique que chaque pixel projeté doit avoir un rapport signal à bruit (ou Signal to Noise Ratio SNR) très élevé car le bruit sera commun à la projection de chaque pixel et risque de dégrader le signal des pixels.

Dans cette partie nous avons identifié deux technologies prometteuses qui permettraient de réduire fortement l'encombrement d'un système de RA en utilisant des principes d'optique diffractive pour supprimer les éléments optiques encombrants des dispositifs actuels. Le dispositif du CEA Leti qui concerne mon travail de thèse s'inscrit dans la ligne de ces concepts innovants.

IV La réalité augmentée au CEA Leti

Le Laboratoire d'Architecture et de Système Photonique (LASP) du CEA Leti a proposé au travers d'un brevet en 2015 [81], un concept de projecteur rétinien intégré dans un verre

de lunettes [82]. Ce projecteur se base sur l'association de plusieurs briques technologiques développées au CEA, notamment, la photonique en SiN intégrée sur Si , l'holographie, les cristaux liquides et le packaging.

IV.A Concept de projecteur rétinien au CEA

Une vue d'artiste du fonctionnement du projecteur est représentée à la Figure I-27, ce projecteur utilise l'effet d'auto-focalisation pour créer des points au fond de l'œil à l'aide de fronts d'ondes composites quasi-plans. Pour cela des points d'émission sont répartis sur le verre de lunettes, chaque point émet un faisceau dont l'enveloppe dépend de la taille du point émetteur. De manière à réduire l'encombrement du système, nous utilisons un réseau dense de guides 2D alimenté par des lasers intégrés pour transporter la lumière sur le verre de lunettes vers les points d'émission.

Une fois la lumière distribuée dans le verre de lunettes, elle est extraite en plusieurs points grâce à un adressage électronique le long des guides, créant ainsi une distribution de points d'émission (DPE). La phase et la direction des ondes sphériques émises par les DPEs sont contrôlées à l'aide d'hologrammes pixélisés analogiques. En utilisant une source laser avec une cohérence temporelle suffisante, les hologrammes permettent de générer un front d'onde plan par superposition des différents fronts d'onde d'une DPE. Cette technique de projection pourrait être utilisée aussi bien sur des lunettes dédiées à la projection rétinienne que par-dessus des verres de correction classique par-dessus lequel on aurait ajouté le dispositif de projection.

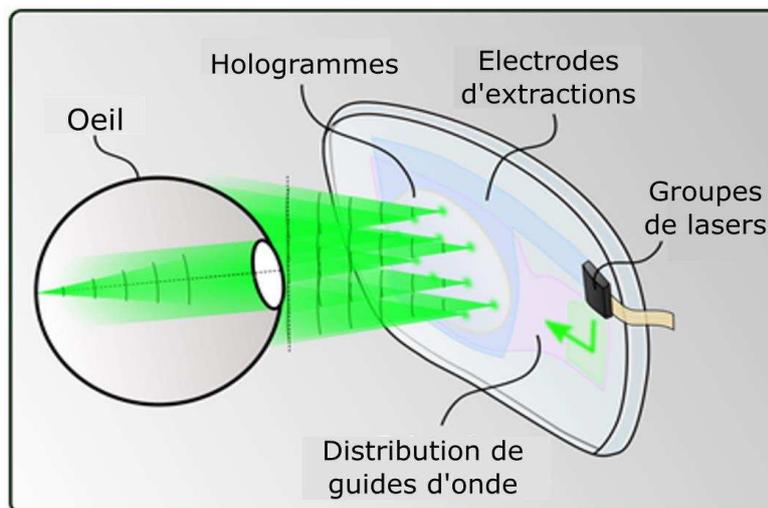


Figure I-27 : Vue d'artiste du concept de projection rétinienne développé au CEA Leti (adapté de [82])

Comme le montre la Figure I-27 la mise en œuvre du dispositif de projection requiert des expertises dans différents domaines, tel que la photonique intégrée [83]–[85], l'holographie [86], [87] et l'optique diffractive [88]. On peut ajouter à ces éléments des compétences nécessaires en électronique pour l'adressage de l'extraction, en optique des lasers pour la fabrication des sources ou encore le packaging pour l'assemblage du dispositif portable.

La Figure I-28 (a) représente une activation d'un ensemble de guides d'ondes et d'électrodes permettant de former une DPE. Les points d'émissions (PEs) sont créés à l'intersection entre un guide d'onde et une électrode activée formant les PEs (en vert)

permettant de composer le faisceau créant le pixel sur la rétine. Dans le cas représenté à la Figure I-28, on peut observer que les guides d'ondes et les électrodes sont non rectilignes. Ces formes de guides et d'électrodes permettent d'obtenir des DPE quasi aléatoires. La nécessité de réaliser de telle distributions aléatoires sera expliquée plus en détail dans le Chapitre II.

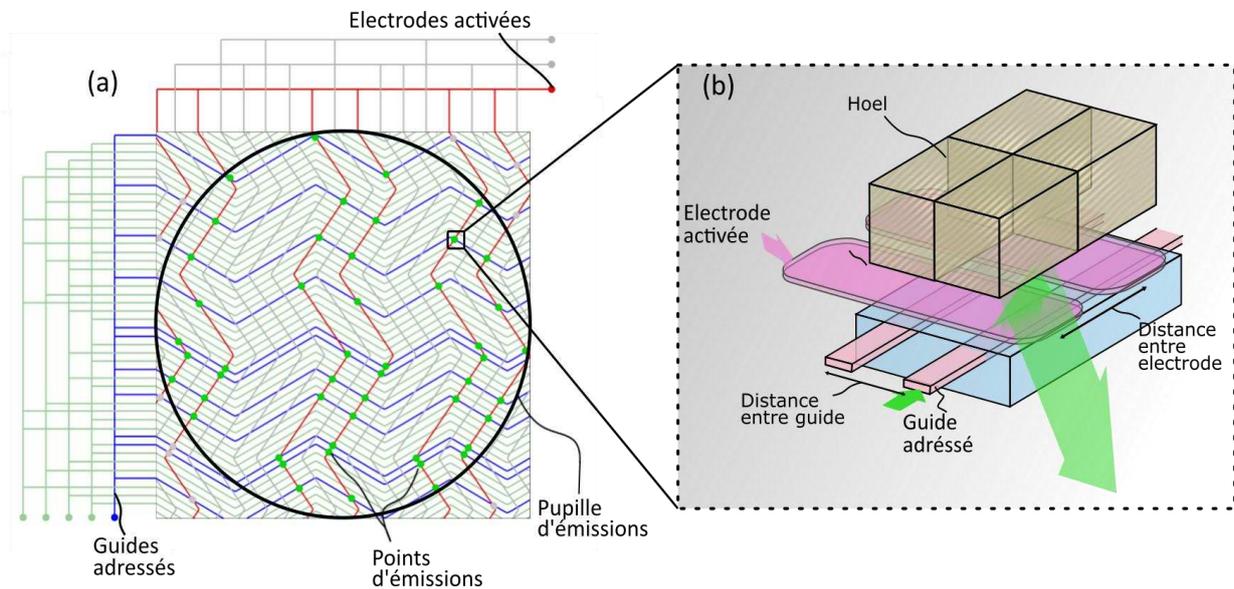


Figure I-28 : (a) Schématisation de l'activation d'une distribution de guides d'ondes et d'une distribution d'électrodes permettant d'adresser une DPE pour projeter un pixel, adapté de [89]. (b) Représentation du fonctionnement d'un point d'émission.

La Figure I-28 (b) décrit le fonctionnement d'un PE créé par une intersection entre un guide d'onde et une électrode. Le guide d'onde adressé croise une électrode activée causant une extraction de la lumière depuis le guide. Le faisceau ainsi créé interagit avec un élément holographique pixélisé (ou hoel). Cet hoel réfléchit le faisceau vers l'œil pour former une portion de l'onde composite qui se focalisera sur la rétine pour former un pixel.

La quantité de DPEs est un paramètre clef du dispositif de projection rétinienne : une plus grande densité de PEs permet de projeter plus de pixels au fond l'œil. De manière à augmenter cette densité, il est nécessaire de densifier les distributions de guides d'onde et les distributions d'électrodes en réduisant au maximum les distances entre ces derniers. En considérant une surface totale d'émission carrée, le nombre de PEs pouvant être projetés par le dispositif (noté N_{PE}) est donné par la formule suivante :

$$N_{PE} = \frac{D_p^2}{\Lambda_g \Lambda_{elec}} \quad (1.26)$$

Avec D_p la taille de la pupille d'émission, Λ_g le pas entre les guides et Λ_{elec} le pas entre les électrodes.

Il est alors possible de calculer le nombre de pixels projetés par le dispositif (noté N_{pix}) en estimant le nombre de PEs nécessaire pour projeter un pixel (noté n_{PE})

$$N_{pix} = \frac{N_{PE}}{n_{PE}} \quad (1.27)$$

Un premier dimensionnement des capacités réelles de projection du dispositif a été réalisé au sein du laboratoire [82]. Dans le cas d'une pupille d'émission carrée de côté $D_p = 6 \text{ mm}$, d'un espace entre guides de $\Lambda_{guide} = 1,5 \mu\text{m}$ et un espace entre électrodes de $\Lambda_{elec} = 4 \mu\text{m}$, il est possible de réaliser un total de 6 000 000 de PEs. En considérant que 100 PEs sont nécessaires pour projeter un pixel on obtient un total de 60 000 pixels projetés, ce qui équivaut à une résolution de 245 x245 pixels. Une si grande quantité de composants sur le verre de la lunette pourrait engendrer des soucis de transparence pour l'utilisateur, il est donc important de développer des briques technologiques transparentes pour permettre une utilisation quotidienne. La réalisation de telles briques technologiques semble réalisable pour le CEA Leti, en effet il est possible de réaliser des guides en SiN sur verre ainsi que des électrodes transparentes (par exemple en ITO). De plus les hologrammes sont transparents sur un large spectre de longueurs d'onde grâce à leur grande sélectivité spectrale, ce qui permet d'obtenir un dispositif final transparent répondant aux attentes des utilisateurs.

IV.B Projection d'une image

Lors de la projection d'une image, il est nécessaire d'activer plusieurs distributions d'électrodes ainsi que plusieurs distributions de guides pour projeter les différents pixels formant une image. Néanmoins, comme expliqué dans l'article de référence du dispositif [82], il n'est pas possible d'activer simultanément plusieurs distributions d'électrodes. Une des conséquences principales de l'activation simultanée de plusieurs distributions d'électrodes et la projection de pixels parasites. En effet comme représenté à la Figure I-29, l'activation des PE étant uniquement gérée par les intersections entre guides et électrodes, l'activation de plusieurs distributions de guide et d'électrodes simultanément causera l'apparition de PE parasites.

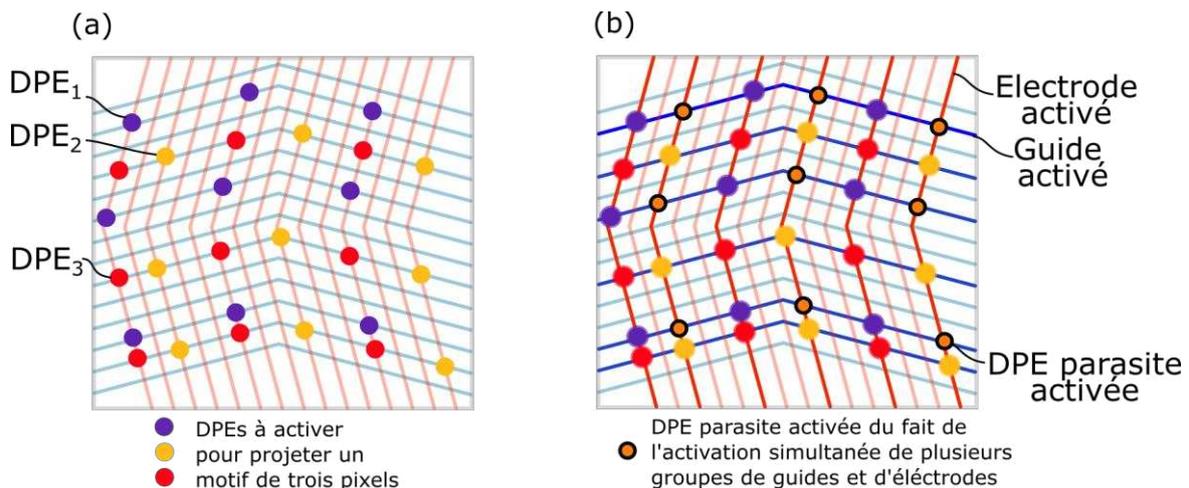


Figure I-29 : (a) Représentation de trois DPEs à activer réparties sur des distributions de guides et d'électrodes différentes. (b) Dans le cas d'une activation simultanée des trois DPEs l'intersection de certains guides et électrodes alimentés pour activer les trois DPEs cause l'activation de pixels parasites qui détérioreront l'image en projetant des pixels non souhaités.

La projection d'une image complète se fera donc en balayant les distributions d'électrodes du dispositif. La Figure I-30 représente le cas simplifié de la projection de la lettre T sur une

matrice de 3x3 pixels. Dans cet exemple on utilise un laser par distribution de guide d'onde (donc trois lasers), cela permettra comme on pourra le voir dans le Chapitre II d'éviter de créer des interférences entre les pixels projetés. Dans le cas d'un dispositif complet le nombre de lasers utilisés (N_{laser}) sera égal au nombre de distribution de guides réalisées, (notée N_{DG}) :

$$N_{laser} = N_{DG} = \left\lceil \frac{D_p}{\Lambda_g} \frac{1}{n_{DG}} \right\rceil \quad (1.28)$$

Avec n_{DG} le nombre de guide nécessaire pour projeter un pixel.

Dans le cas de la Figure I-30, où on projette la lettre « T », une première distribution d'électrodes est activée, correspondant à la première colonne de la matrice. Seule une distribution de guides est activée par un des lasers permettant de projeter le point en haut à gauche. On adresse ensuite la seconde distribution d'électrodes, à ce moment les trois lasers sont activés permettant de projeter la barre centrale de la lettre. Enfin on adresse la dernière distribution et seul un laser est activé pour projeter le dernier point de la lettre.

On obtient trois images : en balayant ces trois images de manière assez rapide il est possible d'utiliser la persistance rétinienne, c'est-à-dire la capacité de l'œil à superposer des images pour reconstruire la lettre. Ainsi le résultat perçu par l'utilisateur devrait être proche de celui représenté en bas de la Figure I-30.

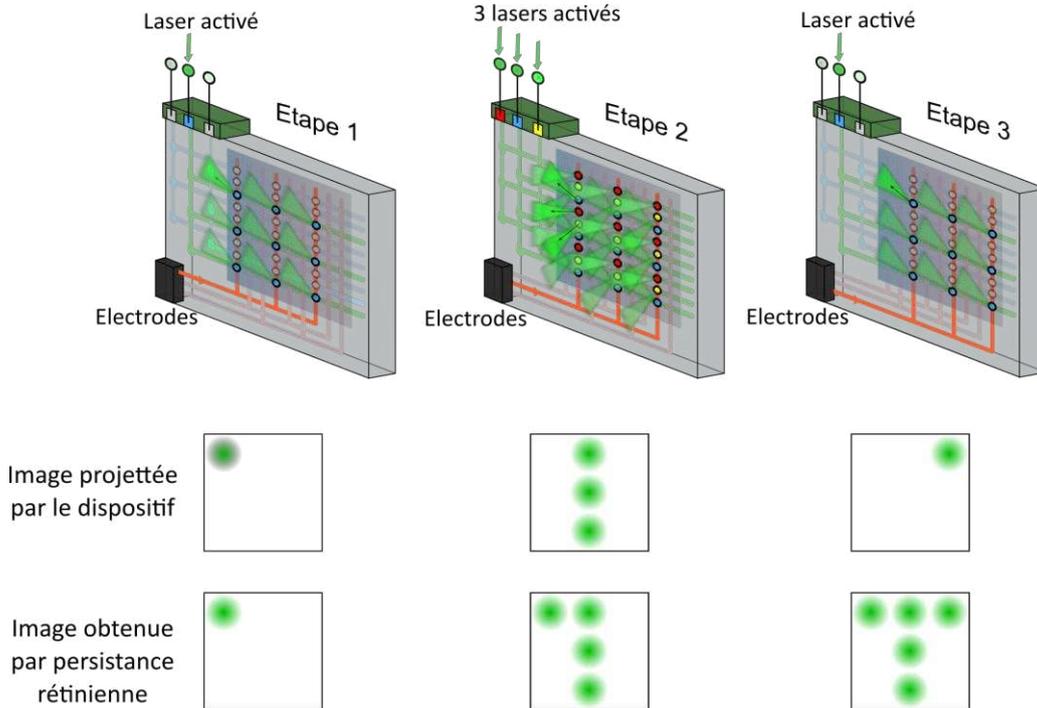


Figure I-30 : Représentation de la projection séquentielle de la lettre « T » à l'aide d'un dispositif simplifié. Ainsi que les résultats de cette projection sans prendre en compte la persistance rétinienne (au centre) et en la prenant en compte (en bas), adapté de [82].

V Objectifs de la thèse

L'adressage des hologrammes pixélisés représente un point clef dans le dispositif de projection rétinienne car il est à la base du caractère dynamique de l'image projetée. Pour fonctionner dans un dispositif tel qu'attendu par les utilisateurs, l'adressage doit être intégré au plus proche du verre de lunette, directement à la surface du verre grâce à des guides d'onde. Cette approche représente un challenge technologique important et aucun des deux éléments clefs qui la constitue n'étaient disponibles au démarrage de la thèse : ni les hologrammes pixélisés, ni les réseaux denses de guides d'onde. Pour sécuriser le travail de thèse deux approches d'adressage distinctes ont été suivies. La première est centrée sur les hologrammes avec un adressage en espace libre. La seconde est centrée sur les guides d'ondes avec le développement d'une cellule d'activation de réseaux d'extraction à base de cristaux liquides.

V.A Adressage des hologrammes pixélisés en optique espace libre

Le premier aspect développé dans la thèse concerne l'activation des hologrammes pixélisés à l'aide d'un banc en optique à espace libre. Ce travail doit nous permettre de démontrer notre capacité à réactiver une fonction d'imagerie stockée au préalable dans une distribution d'hologrammes pixélisés. Pour réaliser cet objectif, il est nécessaire d'adresser plusieurs étapes intermédiaires :

- Dimensionnement et mise en œuvre d'un banc de lecture holographique. Il permettra de confirmer la capacité des hologrammes pixélisés à stocker une information. Ce banc sera testé tout d'abord de manière statique sur des composants holographiques simples codant une seule image.
- Dimensionnement et mise en œuvre d'un banc d'activation des hologrammes. Construit en aval du banc précédent, il permettra de démontrer le caractère local de l'information angulaire stockée par les hologrammes pixélisés. L'objectif sera d'abord de démontrer l'affichage de plusieurs images à partir d'un unique composant holographique. Dans une seconde phase, le banc intégrera l'aspect temporel de l'affichage et permettra un affichage dynamique, cohérent avec le dispositif final envisagé.

L'intérêt de l'activation des hologrammes pixélisés permet également d'observer les interactions des hologrammes entre eux lors d'une activation de plusieurs hologrammes et de proposer des solutions de dimensionnement cohérentes avec le projet de projection rétinienne réalisé au CEA Leti.

Le résultat attendu sur cette première partie est la formation d'une série d'images dans le plan image d'un capteur simulant la rétine.

V.B Adressage des hologrammes en optique intégrée

En parallèle à la capacité à activer les hologrammes en optique à espace libre, il est nécessaire de mettre en œuvre une brique de photonique intégrée qui permette à terme l'extraction de la lumière vers ces hologrammes. Cette brique d'extraction doit répondre à de nombreux critères liés au dimensionnement du système. Elle devra en particulier s'adapter

Thèse : Études des éléments d'interfaçage pour l'activation d'hologrammes pixélisés, application à la projection rétinienne.

aux très petites dimensions envisagées pour les points d'émission (diamètre de l'ordre de quelques microns).

Le travail pourra être séparé en deux parties :

- La première partie concerne l'étude et le dimensionnement de la technologie d'activation des points d'émission. Le modèle d'adressage sera contraint par la disponibilité et le design d'échantillons de démonstration dimensionnés préalablement dans un autre travail de thèse, et encore en phase de fabrication au début de la thèse.
- La seconde partie concerne l'intégration de cette technologie au plus près des guides. Le résultat attendu sur cette seconde partie est la preuve de concept d'une extraction active de lumière, localisée à la surface d'un réseau dense de guides d'onde.

Idéalement au terme de la thèse les deux approches, en optique espaces libre et en optique intégrée, seront réunies pour activer de manière dynamique des hologrammes pixélisés à partir d'un réseau dense de guides d'onde.

Conclusion du Chapitre I

Dans ce premier Chapitre j'ai introduit le cadre d'étude de mon travail de thèse à savoir la Réalité Augmentée et les dispositifs optiques associés à cette application pouvant être portée proche de l'œil. Après avoir distingué les différentes formes et applications de cette catégorie j'ai décrit plusieurs notions physiques utiles à la compréhension de cette thèse et plusieurs dispositifs de RA. Ces notions utiles concernent l'optique guidée, l'optique diffractive, l'holographie et enfin les CL qui seront également des points clefs à la bonne compréhension de cette thèse.

J'ai ensuite réalisé un tour d'horizon des produits existants, qui aura permis de mettre en évidence les technologies déjà utilisées par les industriels et d'observer les défauts de ces technologies justifiant l'étude d'une technologie en rupture. Partant de ces constats, j'ai présenté deux acteurs ([75],[76]) de la recherche développant des dispositifs de lunettes intelligentes permettant de résoudre les problèmes soulevés. Ces deux acteurs proposent des approches de projection non conventionnelles permettant d'éviter l'utilisation d'optique et réduisant les problèmes d'encombrement des systèmes.

Un autre acteur de ce domaine, le CEA Leti, propose la mise en œuvre d'un dispositif utilisant conjointement la photonique intégrée, l'holographie et l'optique diffractive pour créer un projecteur rétinien. Le principe de fonctionnement global du dispositif a été décrit dans un premier temps. Ensuite j'ai détaillé la méthode envisagée à ce jour pour projeter une image à l'aide d'un tel dispositif.

Après cette mise en contexte du travail mené dans cette thèse ainsi que du dispositif étudié j'ai présenté les principaux objectifs de ce travail de thèse consistant à la conception et à la mise en œuvre d'un adressage en optique espace libre et en optique intégrée d'une distribution d'hologrammes pixélisés

CHAPITRE II :

Méthodes d'adressage des hologrammes pixélisés

INTRODUCTION DU CHAPITRE II	41
I PRINCIPE D'AUTO FOCALISATION	41
I.A Auto-focalisation à l'aide d'un masque.....	41
I.A.1 Théorie de l'effet d'auto focalisation de l'œil	41
I.A.2 Vérification expérimentale	46
I.B Auto-focalisation à l'aide de points émissifs	47
I.C Auto-focalisation d'une image à l'aide de DPE aléatoire	49
I.C.1 Cas de faisceaux non cohérents entre eux.....	50
I.C.2 Cas de faisceaux cohérents entre eux.....	51
I.D Optimisation de l'utilisation des hologrammes pixélisés	52
II HOLOGRAMMES PIXELISES	56
II.A Ecriture des hologrammes pixélisés	57
II.B Processus d'écriture des hologrammes pixélisés.....	59
III ADRESSAGE DES HOLOGRAMMES PIXELISES EN OPTIQUE ESPACE LIBRE	61
III.A Principe de fonctionnement du banc.....	62
III.B Choix du masque dynamique	63
III.B.1 Dispositif à base de micromiroirs	63
III.B.2 Dispositifs à base de Cristaux Liquides sur Silicium	67
III.B.3 Comparaison des solutions d'adressage en optique à espace libre	69
III.C Alignement de l'adressage	70
IV METHODE D'ADRESSAGE DES HOLOGRAMMES PIXELISES EN OPTIQUE INTEGREE	75
IV.A Spécification de l'adressage en optique intégrée	75
IV.B Etat de l'art des briques d'activation	79
IV.B.1 Utilisation d'effets thermo-optiques	80
IV.B.2 Utilisation de plasmas de porteurs libres	81
IV.B.3 Utilisation de cristaux liquides	81
IV.C Approches d'activation proposées	82
IV.D Modification de la différence d'indice des dents du réseau	83
IV.E Modification du recouvrement entre le réseau et le mode guidé	84
CONCLUSION DU CHAPITRE II.....	87

Introduction du Chapitre II

Dans ce second Chapitre je vais aborder la question des méthodes d'adressage envisageables pour la réalisation d'un dispositif de projection rétinienne. Le but de ce Chapitre est de lister les caractéristiques nécessaires à la réalisation du dispositif et de proposer plusieurs pistes d'adressage. On évoquera notamment des méthodes d'adressage en optique intégrée et en optique à espace libre qui seront détaillées plus en profondeur dans les prochains Chapitres. Pour cela je commencerai par préciser la manière dont l'auto-focalisation de l'œil est utilisée pour projeter une image à l'aide d'une DPE. En se basant sur la théorie de l'optique de Fourier, je présenterai des résultats de simulations permettant d'anticiper les problématiques liées à la projection d'images à l'aide de DPEs périodiques et aléatoires. Des stratégies d'écritures sont ensuite données pour réduire les problématiques soulevées.

Dans un second temps, je proposerai une méthode d'adressage en optique espace libre basée sur l'utilisation d'un masque réflectif dynamique. Cette méthode permettra de réaliser l'étude de l'activation des hologrammes pixélisés présentée au Chapitre III. Enfin je décrirai les caractéristiques de contraste et d'efficacité d'extraction nécessaires pour réaliser notre dispositif de projection rétinienne. Ces caractéristiques vont permettre d'identifier, parmi plusieurs technologies, celle potentiellement viables pour notre projet. C'est sur la base de cette technologie que des approches d'activation de l'extraction seront développées.

I Principe d'auto focalisation

Le principe d'auto-focalisation consiste en l'utilisation de l'œil comme seul élément optique de formation d'une image projetée. Dans le cas du dispositif développé par le CEA Leti, l'auto-focalisation est réalisée par la génération d'un front d'onde composite quasi plan émis à l'aide d'une distribution de points d'émission dont les phases sont accordées entre elles à l'aide d'hologrammes pixélisés.

Ce concept se base sur un principe de synthèse d'ouverture déjà décrit dans le cadre d'autres applications, notamment au travers des Optical Phased Array utilisés dans le domaine des Lidar [80] ou des assemblages de télescopes pour l'astronomie [90]. Jusqu'à récemment il n'avait pas été étudié à notre connaissance sur des applications visuelles de projection d'image. Pour faciliter la compréhension du processus physique impliqué, ma description commence par un cas simple de mise en œuvre : l'imagerie au travers d'une série d'ouvertures.

I.A Auto-focalisation à l'aide d'un masque

L'étude de l'auto-focalisation peut se faire dans un premier temps par l'étude de la propagation d'une onde à travers un masque opaque percé de trous et placé devant l'œil. Cette approche simplifiée a notamment été traitée au laboratoire dans la première thèse dédiée au sujet [91]. La partie qui suit propose l'étude théorique de ce type de système.

I.A.1 Théorie de l'effet d'auto focalisation de l'œil

L'œil humain permet, à son état de repos, de focaliser des images provenant de l'infini, c'est-à-dire qu'un front d'onde plan incident sur l'œil se focalisera sur la rétine. Dans une représentation simplifiée, l'œil peut être assimilé à un système composé d'un écran

photorécepteur (la rétine), placé au plan focal d'une lentille convergente (le cristallin). La Figure II-1 (a) représente schématiquement la focalisation par l'œil du front d'onde plan avec un angle d'incidence θ . En plaçant un masque entre l'œil et le faisceau plan, il est possible de conserver partiellement l'information du faisceau incident et d'obtenir la focalisation d'un point unique sur la rétine.

Ce principe est représenté à la Figure II-1 (b) : un masque de diamètre D_p percé de trous de diamètre a est utilisé pour transmettre un front d'onde plan à l'œil. Chaque trou peut être vu comme un point d'émission diffractant, le retard de l'émission des points les uns par rapport aux autres est déterminé par l'angle θ du faisceau incident. Deux effets entrent alors en jeu dans la propagation du faisceau. Un effet géométrique concerne l'orientation des faisceaux issus des trous, cette orientation prolonge la direction d'incidence du faisceau. Un effet de cohérence temporelle garantit que les faisceaux sont en phase dans la direction angulaire ciblée et permet la génération d'un front d'onde plan composite incliné de l'angle θ . Ces deux approches que l'on peut associer à des phénomènes réfractif et diffractif constitue un axe de travail de l'équipe de recherche « projection rétinienne » du CEA

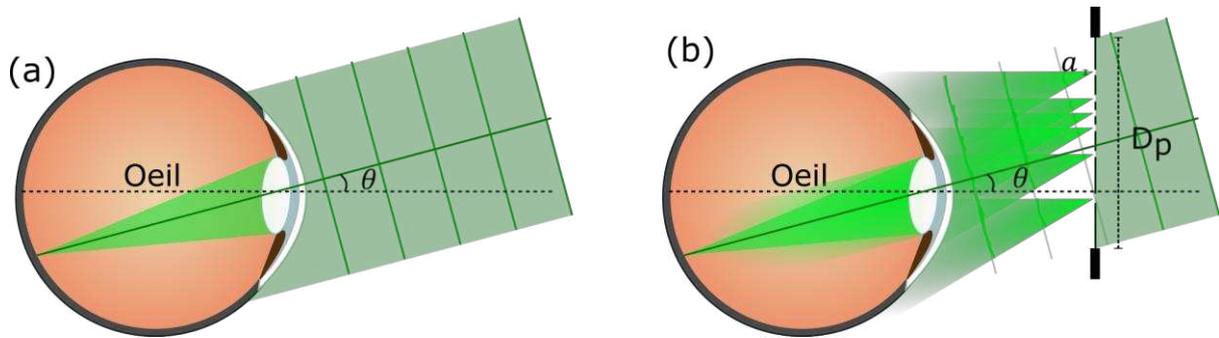


Figure II-1 : Représentation de l'effet d'auto-focalisation dans le cas (a) d'une onde plane parallèle incidente avec un angle θ sur l'œil et, (b) d'une onde plane, identique, passant à travers un masque troué.

Il est possible de réaliser une étude analytique du système présenté à la Figure II-1 (b). Afin d'alléger les équations, je vais mener cette étude dans le cas d'un masque à une dimension. Il est alors possible d'écrire la fonction de transmission du masque comme une somme de fonctions portes placées en différentes positions :

$$t(x) = \sum_{n=1}^N \Pi_a(x - x_n) \text{ avec } x_n \in \left[-\frac{D_p}{2}, \frac{D_p}{2}\right] \quad (2.1)$$

A l'aide de l'équation (1.16) d'optique diffractive développée au Chapitre I et en négligeant la taille de la pupille de l'œil, il est possible de montrer qu'au fond de ce dernier, le champ électrique, en une position x , sera de la forme de l'équation (2.2) et que l'intensité associée à ce champ sera donnée par l'équation (2.3) :

$$g(x) = a \cdot \text{sinc}\left(\pi \frac{x}{\lambda f} a\right) \sum_{n=1}^N e^{-j 2\pi \frac{x_n}{\lambda f} x} \quad (2.2)$$

$$I(x) = a^2 \cdot \text{sinc}^2 \left(\pi \frac{x}{\lambda f} a \right) \left| \sum_{n=1}^N e^{-j 2\pi \frac{x_n}{\lambda f} x} \right|^2 \quad (2.3)$$

Le second terme de l'équation (2.3) représente le module au carré d'un champ d'interférence et traduit un signal composé d'une somme de signaux sinusoïdaux à des fréquences spatiales différentes. Le premier terme décrit une enveloppe en sinus cardinal du signal.

Cas d'un masque périodique

Dans le cas d'un masque périodique de période Λ il est possible de simplifier l'équation (2.3) en identifiant le terme $x_n = \Lambda \cdot (n - 1)$. On obtient alors le signal de diffraction par un réseau périodique de pas Λ :

$$I(x) = a^2 \cdot \text{sinc}^2 \left(\pi \frac{x}{\lambda f} a \right) \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi \Lambda N}{\lambda f} x \right)}{\sin^2 \left(\frac{\pi \Lambda}{\lambda f} x \right)} \quad (2.4)$$

Ainsi le signal perçu sur la rétine sera composé d'un pic principal, entouré de pics secondaires, appelés les ordres de diffraction. Les positions de ces ordres vont dépendre de la focale de l'œil f et de la période du masque, selon l'équation suivante

$$x_m = m \cdot f \frac{\lambda}{\Lambda} \quad \text{où } m \in \mathbb{Z} \quad (2.5)$$

Cas d'un masque aléatoire

Dans le cas où l'on considère un masque avec une distribution finie, aléatoire de trous dont les positions sont $x_n = \text{rand}_n$, il n'est pas possible de simplifier analytiquement l'équation (2.3). Néanmoins il est possible d'observer que la seconde partie de l'équation (2.3) est constituée d'une somme de fonctions périodiques de périodes aléatoires. Cette équation peut notamment être écrite comme suit :

$$I(x) = a^2 \cdot \text{sinc}^2 \left(\pi \frac{x}{\lambda f} a \right) \left| \sum_{n=1}^N \cos \left(2\pi \frac{\text{rand}_n}{\lambda f} x \right) + j \sin \left(2\pi \frac{\text{rand}_n}{\lambda f} x \right) \right|^2 \quad (2.6)$$

Les périodes de ces fonctions étant aléatoires, il est seulement possible de connaître la valeur de la fonction au point $x = 0$ où la fonction sinus s'annule et la fonction cosinus est égale à 1. Ainsi on obtient l'intensité suivante :

$$I(0) = a^2 \cdot N^2 \quad (2.7)$$

Si les trous du masque sont bel et bien placés de manière aléatoire, cette valeur est le maximum de l'intensité de la fonction et le reste de la fonction sera constitué d'un bruit plus ou moins important dépendamment de la distribution de points utilisée. Dans la suite de ce document le point crée au fond de l'œil par le champ projeté sera qualifié de « spel ».

Densification du nombre de points

Le fait de densifier le nombre de points, aussi bien dans le cas périodique que dans le cas aléatoire va permettre d'améliorer le signal projeté. En effet si on considère un masque de taille D_p que l'on remplit de trous jusqu'à ce que les trous couvrent toute la surface de la pupille, alors la somme de l'équation (2.3) peut être traduite par une intégrale sur toute la surface de la pupille d'émission : ainsi le champ électrique tendra vers l'équation suivante :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} g(x) = a \cdot \text{sinc} \left(\pi \frac{x}{\lambda f} a \right) \cdot \frac{1}{D_p} \int_{-\frac{D_p}{2}}^{\frac{D_p}{2}} e^{-j 2\pi \frac{x}{\lambda f} X} dX \quad (2.8)$$

En reconnaissant l'intégrale comme la transformée de Fourier d'une fonction porte, et en passant au calcul de l'intensité du champ électrique on obtient :

$$\lim_{N \rightarrow \infty} I(x) = a^2 \cdot \text{sinc}^2 \left(\pi \frac{xa}{\lambda f} \right) \cdot \text{sinc}^2 \left(\frac{D_p \pi x}{\lambda f} \right) \quad (2.9)$$

Les deux sinus cardinaux de l'équation (2.9) ont des fréquences de variations différentes. Comme $a \ll D_p$, la deuxième fonction varie plus rapidement que la première. Cette différence de décroissance permet de négliger le premier sinus cardinal devant le second. Ainsi dans le cas d'un grand nombre de points, l'intensité du champ est proche du champ obtenu avec une unique ouverture de la taille de la pupille d'émission.

Il est possible de calculer numériquement l'intensité du champ électrique d'une distribution quelconque de points d'émissions, à l'aide de l'équation (2.3). Je représente à la Figure II-2 ce calcul numérique à 1D dans le cas de différents nombres de points (N=5, N=10, N=50), répartis de manière aléatoire sur une pupille 4 mm Je représente également le cas d'une émission par une pupille totalement ouverte. De manière à s'affranchir de la valeur de la focale utilisée, les courbes sont tracées en fonction de la position angulaire sur la rétine notée ϕ , définie par l'équation suivante :

$$\phi = \text{atan} \left(\frac{x}{f} \right) \quad (2.10)$$

On peut voir que l'augmentation du nombre de trous dans le masque permet bien de s'approcher du résultat que l'on obtiendrait dans le cas d'un trou avec une ouverture de diamètre D_p .

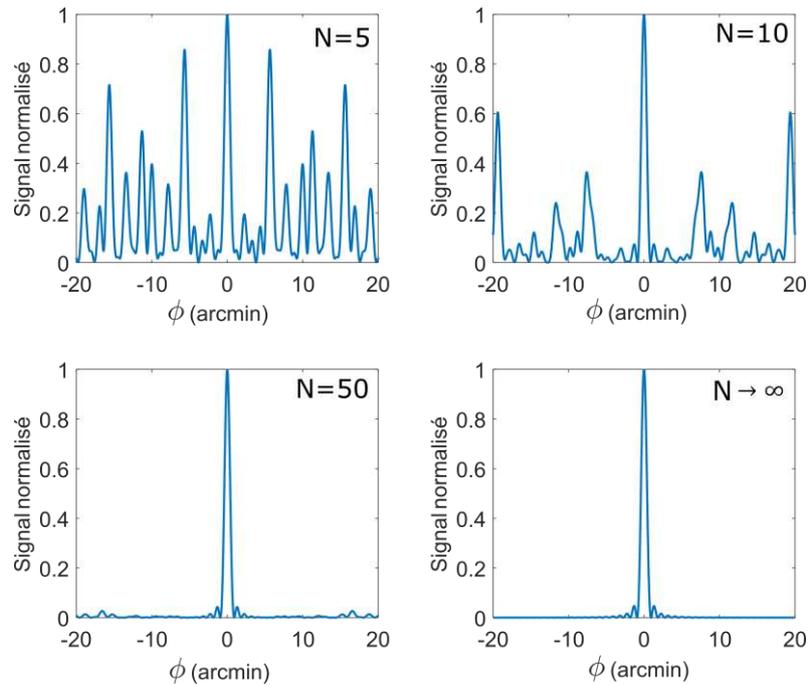


Figure II-2 : Simulation à 1D de l'auto focalisation d'un spel au fond de l'œil, pour différents nombres de trous dans un masque (répartis aléatoirement dans une pupille de 4 mm de diamètre).

De manière à quantifier la qualité du spel ainsi émis, il est nécessaire d'introduire des grandeurs numériques. On introduit le ratio du signal utile par rapport au bruit (ou Signal to Noise Ratio SNR en anglais) d'un spel, permettant de quantifier l'intensité du signal utile par rapport au maximum du signal bruité. Le SNR est défini par l'équation suivante :

$$\text{SNR} = 10 \left(\frac{I(0)}{\max(I(x))_{|x| < 1.22 \frac{\lambda f}{D_p}}} \right) \quad (2.11)$$

Le SNR permet de mettre en évidence de possibles pics de bruits qui pourrait être interprétés à tort comme des projections de pixels au fond de l'œil. Pour obtenir un pixel correctement projeté au fond de l'œil, il sera nécessaire de maximiser le SNR. Au vu des simulations présentées à la Figure II-2 il apparait clairement que le SNR va augmenter lorsque l'on augmente le nombre de trous dans un masque jusqu'à tendre vers le SNR d'une tâche d'Airy (soit 17.57dB).

Dans le cas où le faisceau illuminant le masque forme un angle θ avec l'axe optique, il est possible de montrer que le champ électro-magnétique au fond de l'œil aura une intensité de la forme de l'équation suivante :

$$I_{\theta}(x) = a^2 \cdot \text{sinc}^2 \left(\frac{\pi a}{\lambda f} (x + f \tan \theta) \right) \cdot \left| \sum_{n=1}^N e^{-j 2\pi \frac{x_n}{\lambda f} (x + f \tan \theta)} \right|^2 \quad (2.12)$$

On obtient un signal de la même forme que l'équation (2.3) dont les composantes du bruit et du signal sont décalées d'une valeur $-f \cdot \tan(\theta)$. Ainsi on observera la projection d'un spel entourée de bruit en cette position.

La forme décrite ici peut être étendue au cas 2D en ajoutant la variable y et la variable angulaire associée (ψ) et en remplaçant l'enveloppe d'équation sinus cardinal par la fonction éclairément, définissant la diffraction par une ouverture circulaire de diamètre a :

$$A(x, y) = A_0 \frac{2 \cdot J_1 \left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \left(\text{atan} \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{f} \right) \right)}{\frac{\pi a}{\lambda} \sin \left(\text{atan} \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{f} \right)} \quad (2.13)$$

Avec J_1 la fonction de Bessel du premier ordre et A_0 l'intensité du champ au centre de la fonction.

La Figure II-3 montre deux simulations de projection d'un spel au fond de l'œil à l'aide d'un masque troué. Comme on peut le voir, les simulations à 2D confirment les résultats préliminaires à 1D : pour obtenir la projection d'un unique spel peu bruité au fond de l'œil, il est nécessaire d'augmenter le nombre de trous.

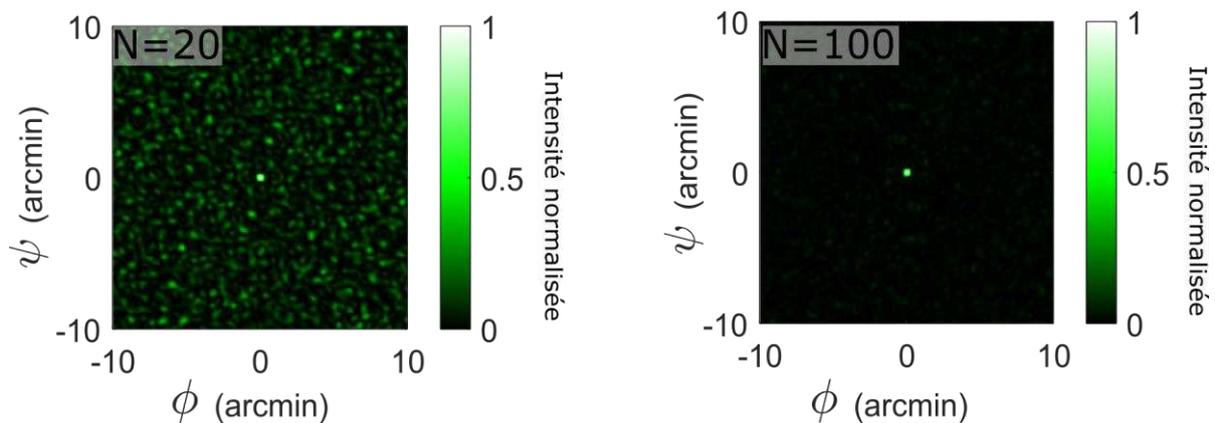


Figure II-3 : Simulation de la projection d'un spel par effet d'auto focalisation à 2D, dans le cas de 20 PE répartis aléatoirement sur une pupille de 4 mm de diamètre (à gauche) et dans le cas de 100 PE répartis sur une pupille de 4 mm (à droite).

Le principe de simulation se basant sur un masque permet de poser la base de l'étude de l'auto-focalisation par des hologrammes pixélisés.

I.A.2 Vérification expérimentale

Des mesures expérimentales ont été réalisées dans un travail de thèse antérieur, dont les résultats ont été publiés dans l'article de la référence [88] à celui de ce document et ont permis de démontrer expérimentalement le fonctionnement des effets d'auto-focalisation à l'aide de plusieurs masques. La Figure II-4 (a) présente une vue de concept du banc utilisé : un faisceau laser illumine un masque placé devant un système optique imitant le fonctionnement de l'œil. Plusieurs types de masques sont utilisés et permettent d'évaluer les différentes architectures pouvant être utilisées dans le prototype de projection rétinienne développé.

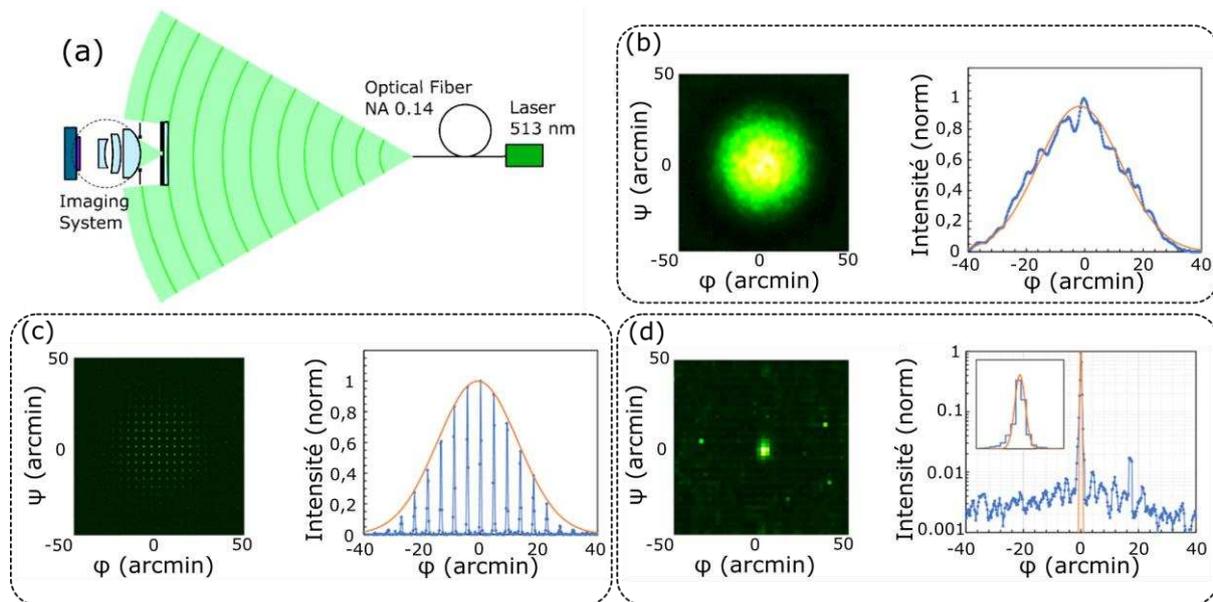


Figure II-4 : a) Représentation du banc de test de l'effet d'auto-focalisation [88], utilisant un masque percé, b) résultat de la projection en utilisant un unique trou, c) en utilisant une distribution périodique de trous d) et en utilisant une distribution aléatoire de trous ainsi que les coupes associées à chaque mesure.

Comme on peut le voir à la Figure II-4 (b), en utilisant un masque composé d'une unique ouverture on obtient un point unique, très large au fond de la rétine. En utilisant une distribution périodique d'ouverture comme présenté à la Figure II-4 (c), on peut voir apparaître un spel principal entouré d'ordres de diffraction. Enfin en utilisant une distribution aléatoire de trous, on obtient la projection d'un point unique appelé spel, projeté sur le fond de l'œil. Ce signal est bruité par des interférences, comme prévu par les simulations.

I.B Auto-focalisation à l'aide de points émissifs

Dans le cas du dispositif de projection rétinienne développé, les points d'émissions (PEs) sont disposés à l'intersection entre des guides d'ondes 2D et des lignes d'électrodes (comme représenté à la Figure II-5). Ces intersections sont positionnées dans une surface utile appelée la pupille d'émission. De manière à maximiser le nombre de PEs dans cette surface, il est préférable d'utiliser des lignes de guides et d'électrodes droites. Néanmoins, comme présenté précédemment, l'utilisation de lignes droites pour l'adressage créera des motifs quasi-périodiques, faisant apparaître des ordres de diffraction gênants pour la projection d'image. De manière à optimiser le nombre de PEs tout en conservant un motif d'émission quasi-aléatoire, le laboratoire a dimensionné des courbes en B-splines [89], [92]. Ces courbes ont permis d'optimiser la densité de PEs tout en conservant des spels projetés avec des SNR acceptables.

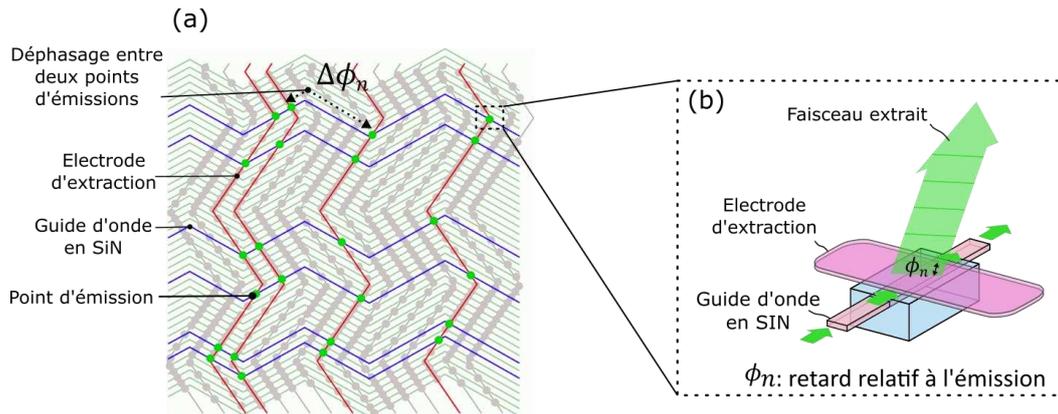


Figure II-5 : (a) Exemple possible d'adressage de PEs appartenant à un même spel. Un ensemble de guides d'ondes est activé (en bleu), de même qu'un ensemble d'électrodes (en rouge). A l'intersection entre ces guides et électrodes, une extraction est activée, comme représenté en (b).

Contrairement au cas de l'utilisation d'un masque, les PEs obtenus avec l'architecture intégrée ne permettent pas de recréer un front d'onde plan. En effet comme représenté à la Figure II-5, le déphasage entre deux PEs successifs est donné par la distance que doit parcourir l'onde dans le guide entre les deux PEs. Ainsi le front d'onde composite émis par le dispositif ne sera pas plan et ne permettra pas d'utiliser l'auto-focalisation de l'œil pour projeter un spel sur la rétine. Également la différence de chemin optique doit être prise en compte car elle cause une perte de cohérence entre les PEs dans le cas où la cohérence temporelle du laser serait trop faible. Pour conserver la cohérence entre les différents points d'émission la largeur de raie du laser doit être de l'ordre de $\Delta\lambda \approx 10 \text{ pm}$ dans le cas de PEs espacés d'une distance maximale de 1 cm.

Pour corriger les déphasages des PEs, il est prévu d'utiliser une couche holographique. En effet comme expliqué au Chapitre I, un hologramme volumique permet de rediriger un faisceau et d'introduire un déphasage. Ainsi cette technologie semble être idéale pour modifier le front d'onde du système d'émission en chaque PE afin d'émettre un front d'onde composite quasi plan dirigé suivant un angle donné, comme celui qui est observé dans le cas du masque troué dans la partie précédente.

La Figure II-6 représente le principe d'écriture et de lecture des hologrammes pixélisés permettant d'utiliser de manière avantageuse les propriétés des hologrammes. Les PEs du système photonique avec des phases désordonnées sont utilisés comme faisceaux de référence pour l'écriture holographique. Des faisceaux, provenant de la projection de points en phase, sont utilisés comme faisceaux objets, et interfèrent avec les faisceaux des PEs permettant de créer des hologrammes localisés, comme représenté à la Figure II-6 (a). Les hologrammes ainsi formés sont dits pixélisés car ils occupent un volume très réduit. En plus de corriger le déphasage entre les PEs, l'utilisation d'hologrammes pixélisés permet de rediriger les faisceaux émis dans la direction où ils se focalisent, ce qui permet de maximiser la puissance dans la direction du spel projeté.

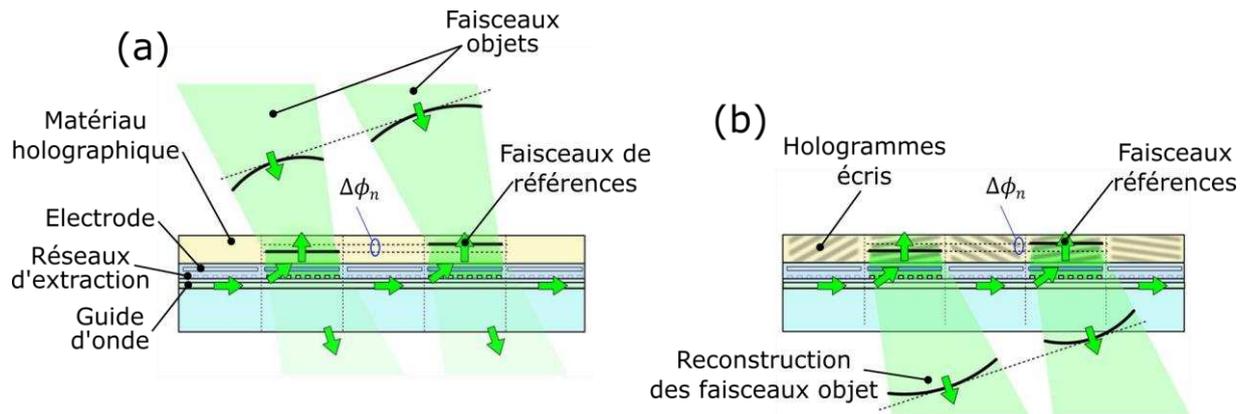


Figure II-6 : Schématisation de l'utilisation des hologrammes pixélisés pour corriger le déphasage et la directivité des points d'émission du dispositif d'émission. (a) Principe de l'enregistrement des hologrammes pixélisés en utilisant les faisceaux extraits des guides d'ondes comme faisceaux de références, b) relecture de ces hologrammes pixélisés.

L'avantage de l'utilisation des hologrammes pixélisés est leur efficacité sélective en longueur d'onde et en angle comme on a pu le voir à la Figure I-16. Cette sélectivité va permettre de garder un échantillon globalement transparent tout en appliquant les fonctions optiques nécessaires au phénomène d'auto-focalisation.

I.C Auto-focalisation d'une image à l'aide de DPE aléatoire

Comme expliqué précédemment un des avantages de l'utilisation des hologrammes pixélisés est le fait que la position des hologrammes n'est en théorie pas corrélée avec l'angle de projection des spels. Il est donc possible d'optimiser ces angles pour afficher des images avec la meilleure résolution possible. Dans cette partie je décris des stratégies de projection des spels pour améliorer la qualité de l'image dans le cas d'une DPE aléatoire. La première partie de ce chapitre a montré que le signal projeté par une DPE aléatoire était composé du spel projeté et d'un signal bruité enveloppé dans une fonction d'éclaircissement.

Dans le cadre de la projection d'une image, je distinguerai la notion de pixel de l'image projeté de la notion de spel ; le spel étant le signal utile physiquement projeté tel qu'on l'a défini précédemment et le pixel étant la zone occupée par le plus petit élément adressable. La taille de ce pixel peut notamment être donnée par la distance entre deux spels voisins. Dans le concept développé, il est possible que le pixel projeté et le spel n'aient pas la même taille comme représenté à la Figure II-7.

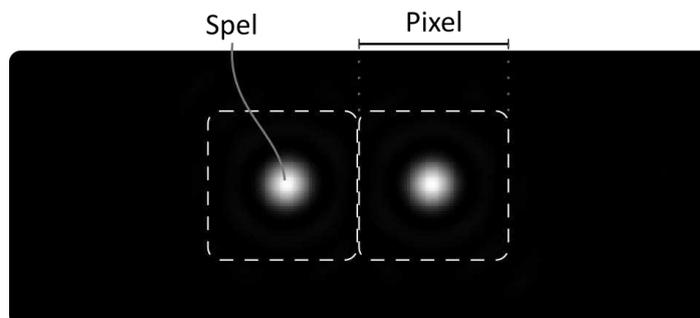


Figure II-7 : Schématisation de la différence entre spel et le pixel dans le cas de la projection rétinienne.

Dans le cas de la projection simultanée de plusieurs spels on peut distinguer deux cas de figure différents quant à la cohérence des faisceaux de projection utilisés :

- Les spels peuvent être projetés par des lasers différents les uns des autres ce qui permet de négliger les interférences des spels les uns sur les autres. Cela revient donc à sommer les intensités projetées par chaque signal comme traduit par :

$$I_{tot} = \sum_{spel} |E_{spel}|^2 \quad (2.14)$$

Avec E_{spel} le champ électrique d'un spel.

- On peut également considérer que les spels sont émis par un même laser, ce qui causera des interactions entre les champs électriques des spels. Les interférences ainsi créées par des spels projetés simultanément par un même laser seront qualifiées « d'interférences croisées ». D'un point de vue mathématique la considération de ces interférences revient à sommer les champs de chaque spel avant de calculer l'intensité totale :

$$I_{tot} = \left| \sum_{spel} E_{spel} \right|^2 \quad (2.15)$$

On étudiera de manière théorique la projection d'image dans le cas de faisceaux cohérents et non cohérents.

I.C.1 Cas de faisceaux non cohérents entre eux

Comme expliqué précédemment, la taille du spel projeté dépend de la taille de la pupille d'émission totale du système. Ainsi lors de la projection d'une image, il est nécessaire de prendre en compte la taille de cette pupille dans le choix de l'angle entre les pixels projetés pour éviter un recouvrement des spels projetés ou un éloignement trop grand créant une perte de remplissage des pixels (i.e. une perte de la surface entre les pixels par rapport à la surface occupée par un spel).

Pour obtenir une bonne résolution des pixels on peut se baser sur le critère de Rayleigh. Ce critère indique l'angle limite (appelé angle de Rayleigh et noté θ_R) à partir duquel il n'est plus possible de distinguer deux spels l'un de l'autre à l'aide d'une pupille de taille D_p

$$\sin(\theta_R) = 1.22 \frac{\lambda}{D_p} \quad (2.16)$$

En utilisant une pupille de $D_p = 4 \text{ mm}$, on obtient un angle limite de 0.56 arcmin, soit une taille inférieure à la résolution de l'œil humain (qui est d'environ 1 arcmin dans la zone fovéale).

La Figure II-8 représente des simulations de projection de spels de taille tous égaux, à l'aide de faisceaux non cohérents entre eux, permettant de former la lettre « R », pour plusieurs tailles de pixels. Dans le cas (a), l'angle entre les pixels est inférieur à l'angle de Rayleigh ce qui cause un fort recouvrement des spels, dans le cas (b), l'angle entre les pixels

est égal à l'angle de Rayleigh permettant tout juste de différencier les spels. Enfin dans le cas (c) les pixels sont éloignés de 1 arcmin, la résolution de l'œil humain.

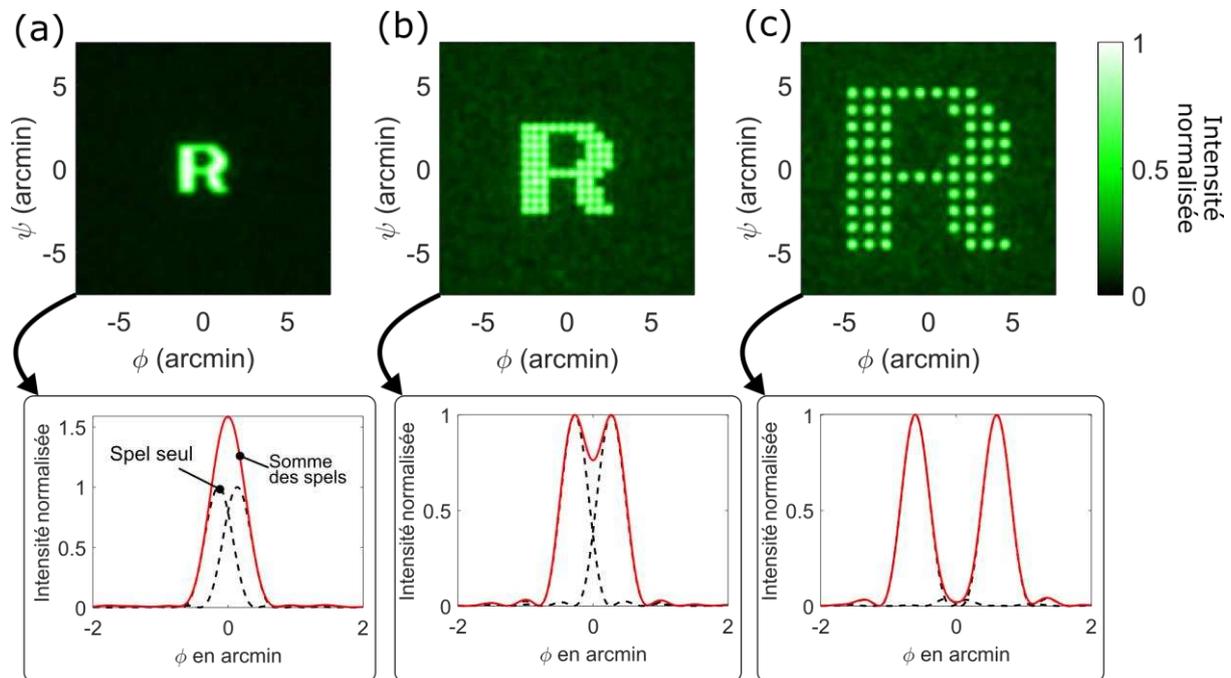


Figure II-8 : Simulations de projection de la lettre « R », sur une grille de 10x10 pixels, à l'aide de DPE aléatoires répartis sur une pupille de 4 mm, pour plusieurs valeurs d'angle entre pixels, ainsi que la coupe de la somme de deux spels dans les mêmes conditions. Pour des angles entre pixels de 0.25 arcmin (a), 0.53 arcmin (b) et 1 arcmin (c).

La Figure II-8 (a) semble permettre d'obtenir un meilleur contraste que les deux autres résultats, cela s'explique car les spels de deux pixels adjacents se superposent causant une augmentation du signal par rapport au bruit comme représenté dans la partie basse de la Figure II-8. Cet effet pourrait être utilisé de manière avantageuse pour augmenter le SNR perçu sur une image ; toutefois on peut voir qu'il entraîne également une perte de résolution, l'image apparaissant légèrement floutée.

La meilleure résolution semble être celle avec un angle entre pixels égal à celui de Rayleigh (cas (b)). Néanmoins, les résultats de la Figure II-8, sont simulés à l'aide d'une résolution supérieure à celle de l'œil. Dans le cas de l'observation avec un œil il est donc inutile de descendre à des angles entre pixels inférieur à 1 arcmin.

I.C.2 Cas de faisceaux cohérents entre eux

La Figure II-9 montre des simulations de la projection de la lettre « R », avec des pixels espacés de 1 arcmin, à l'aide de DPE aléatoires, avec et sans interférences croisées. Dans le cas où l'on considère les interférences croisées, on peut voir que pour le nombre de PEs utilisé, il y a une réduction importante de la qualité des spels projetés.

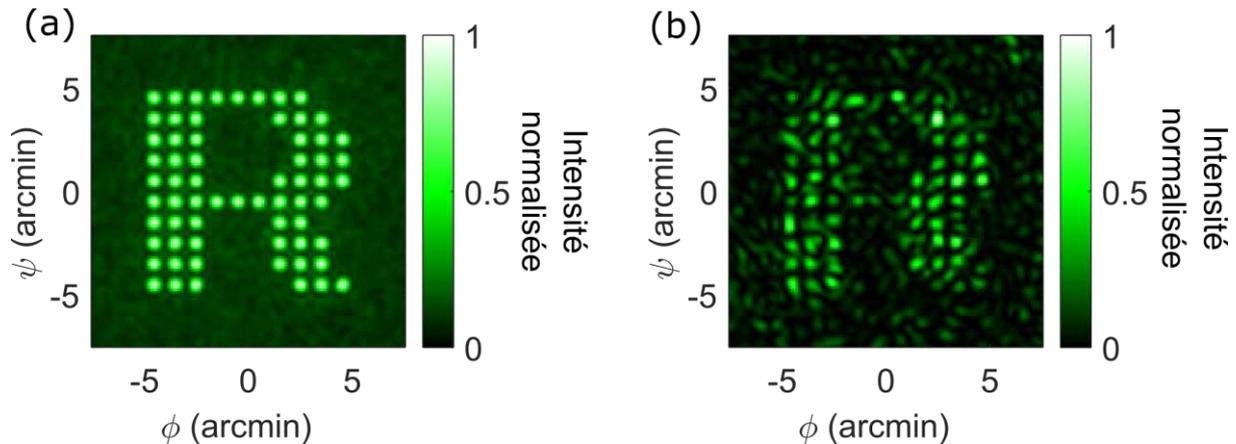


Figure II-9 Simulations de la projection de la lettre « R » à l'aide d'une DPE aléatoire de 500 points répartis sur une pupille de 4 mm. (a) Les spels sont émis par des faisceaux non cohérents. (b) Les spels sont émis par des faisceaux cohérents.

Pour éviter la disparition des signaux du fait des interférences croisées, il est nécessaire de réduire la capacité des spels à interférer entre eux. Pour cela il est possible d'utiliser des lasers différents pour les différents spels, comme vu dans le Chapitre précédent. Mais cela implique l'intégration d'un grand nombre de lasers sur le dispositif de projection rétinienne. Il est également possible de projeter les spels à des instants différents, pour décorrélérer temporellement les faisceaux projetés par les différents spels. C'est l'assemblage de ces deux options qui a été envisagé dans la mise en place du concept : mutualiser plusieurs spels pour un seul laser mais les afficher de manière séquentielle. A chaque instant d'affichage on projette plusieurs spels qui n'interfèrent pas entre eux car ils sont issus de lasers différents. Grâce au séquençage de l'affichage, le nombre de lasers reste limité.

Pour aller au-delà cette approche, une autre solution a été proposée dans cette thèse et a fait l'objet d'un dépôt de brevet. L'idée est d'optimiser l'angle de projection des pixels pour tirer parti de la directivité de l'émission afin de réduire les interférences croisées. Je nomme, dans la suite de ce document, « spels jumeaux », deux spels formés de manière simultanée par une même source laser.

I.D Optimisation de l'utilisation des hologrammes pixélisés

Comme montré dans la partie I de ce Chapitre, le signal émis par la projection d'un spel est limité par une enveloppe définie par la taille du point d'émission. En dehors de cette enveloppe centrée, autour de la position du spel, le champ projeté est quasiment nul. Cette absence de champ permet de limiter les interférences croisées entre deux spels jumeaux suffisamment espacés l'un de l'autre.

Ainsi, en organisant l'écriture des hologrammes de manière à éloigner angulairement les spels jumeaux les uns des autres, il est possible de limiter les effets des interférences croisées. La Figure II-10 (a) schématise l'utilisation de ce principe dans un dispositif de projection rétinienne. On donne à la Figure II-10 (b) et (c) deux simulations illustrant l'intérêt d'éloigner deux spels jumeaux pour réduire le bruit causé par les interférences croisées.

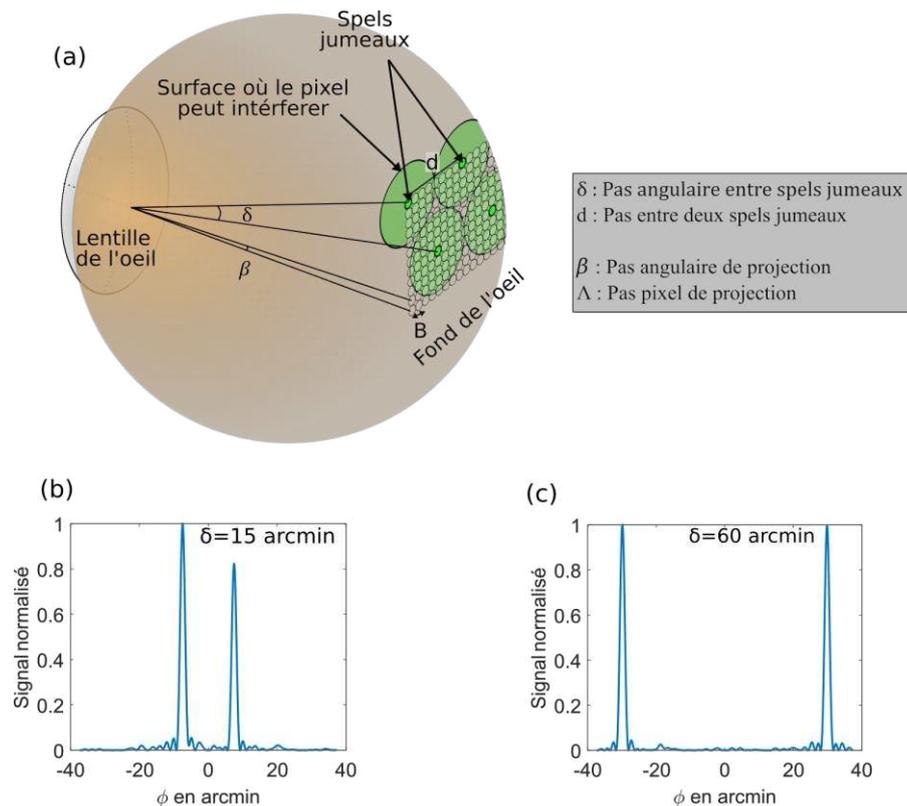


Figure II-10 : (a) Représentation de l'utilisation de la directivité des points d'émission dans le dispositif développé par le CEA Leti pour réduire les interférences croisées. (b) et (c) simulations à 1D de la projection de deux spels jumeaux, dans le cas (b) la proximité des spels cause l'apparition d'interférences croisées réduisant l'intensité du second spel, dans le cas c) ces interférences sont réduites grâce à l'éloignement des spels jumeaux.

Il est donc possible de réduire l'impact des interférences croisées sans nécessairement utiliser un grand nombre de lasers et sans imposer une fréquence d'affichage élevée. Pour estimer le nombre de lasers nécessaire pour la réalisation d'un dispositif, je simule la projection de 5 spels jumeaux projetés à différentes distances les uns des autres, à l'aide de DPE aléatoires composées de points de $10\mu\text{m}$. De manière à s'affranchir des effets ponctuels dus à une DPE particulière, la simulation est réalisée plusieurs fois avec des DPE différentes, puis la moyenne des SNR obtenus est évaluée.

La Figure II-11 (a) représente les simulations de la projection de ces 5 spels avec et sans interférences croisées. On peut voir que la projection de 5 spels reste lisible même en considérant les interférences croisées, toutefois, on voit apparaître des pics dans le bruit créé par ces interférences. Lorsque la distance entre les pixels est augmentée on peut voir une nette diminution du bruit de fond dans les deux projections, et une réduction de l'amplitude des pics parasites dans le cas où l'on considère les interférences croisées.

La Figure II-11 (b) donne la variation du SNR moyen (représenté sous forme de barres d'erreurs) en fonction de la distance entre les spels jumeaux projetés. Comme on peut le voir l'impact des interférences croisées sur le SNR est très fort pour de petits angles entre les spels jumeaux. Lorsque l'angle entre les pixels jumeaux augmente, l'impact du bruit causé par les interférences croisées est réduit jusqu'à devenir négligeable par rapport au bruit causé par la projection de plusieurs spels dans le champ de vision.

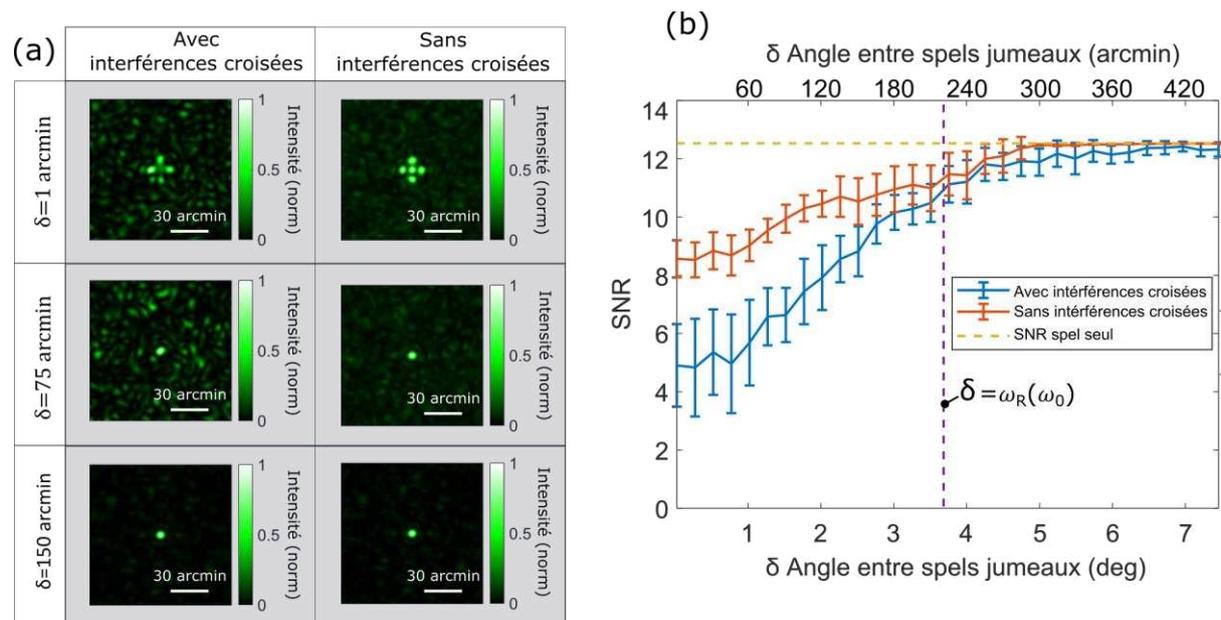


Figure II-11 : (a) Projection de 5 spels jumeaux pour différentes distances entre les pixels correspondant à ces spels, on observe le spel central pour des points d'émissions de $10 \mu\text{m}$ de diamètre. (b) Evolution du SNR pour différentes distances entre les 5 spels jumeaux projetés dans le cas où les interférences croisées sont prises en compte ou non et dans le cas de la projection du spel central seul.

On repère sur la Figure II-11 (b), la valeur des SNR dans le cas d'un angle entre les spels jumeaux de ω_R , avec ω_R la position de la première annulation de la tâche d'Airy, créée par une ouverture de largeur a (le diamètre du point d'émission), définie à l'équation (2.13).

$$\omega_R = 1.22 \frac{\lambda}{a} \quad (2.17)$$

Avec λ la longueur d'onde du faisceau.

On peut voir que pour un angle de ω_R entre les spels jumeaux, le SNR obtenu est quasiment le même que l'on considère ou non les interférences croisées. Cela s'explique par le fait qu'à une telle distance le champ projeté par une DPE est quasiment nul et il y a peu de recouvrement entre les champs projetés par les différentes DPE.

Sur la base des simulations présentés à la Figure II-11, il est possible d'estimer la perte de signal dû aux interférences croisées. Pour cela je soustrais le SNR obtenu sans les interférences croisées au SNR obtenu en considérant ces interférences.

La Figure II-12 représente l'évolution de la dégradation du SNR due aux interférences croisées pour différentes distances entre spels jumeaux, ainsi que pour différentes tailles de points d'émissions. On peut voir que, comme anticipé, l'utilisation de points d'émission plus petits cause une augmentation de l'interaction entre les champs des spels projetés causant une augmentation de l'effet des interférences croisées.

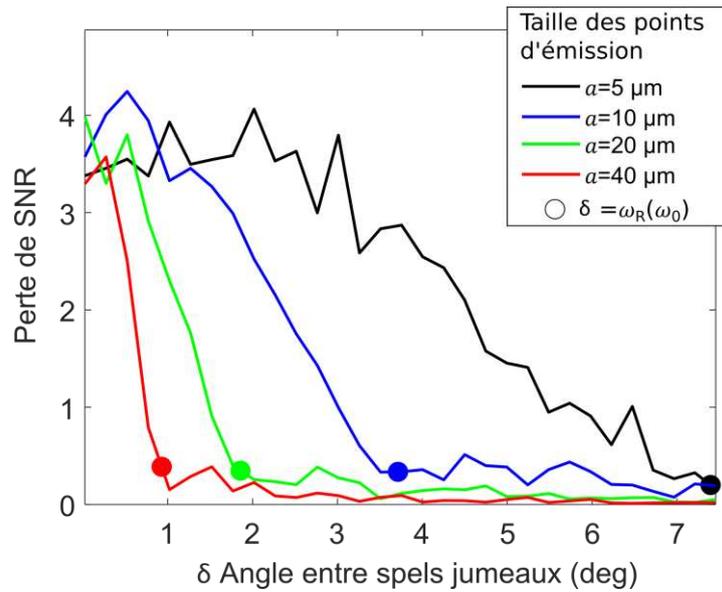


Figure II-12 : Evolution de la dégradation du SNR lors de la projection de 5 spels jumeaux en fonction de la distance entre ces spels jumeaux, pour différentes tailles de points d'émission.

La Figure II-12 met en évidence que pour les différentes tailles de points d'émissions considérées une distance entre les spels jumeaux d'une valeur de ω_R permet toujours de négliger l'impact des interférences croisées sur le signal. Ainsi il est possible d'utiliser un laser commun pour projeter simultanément des spels placés à un angle ω_R les uns des autres.

La Figure II-13, représente sur un même graphe,

- L'évolution de la perte de signal en fonction de l'angle entre deux spels jumeaux voisins pour une taille de PE de 10 μm .
- L'évolution du nombre de lasers nécessaire à la mise en œuvre d'un dispositif avec un FOV diagonale de 15°, 245x245 pixels projetés et une pupille d'émission carrée de taille $D_p = 6 \text{ mm}$.

Ce nombre de laser peut se déterminer en estimant le nombre de spels pouvant être projetés par un unique laser (noté m_{laser}) en fonction de l'angle entre les pixels voisins :

$$m_{laser} = \left\lceil \frac{\delta^2}{2 \cdot FOV^2} \right\rceil \quad (2.18)$$

Il est ensuite possible de modifier la formule (1.28) qui permettait de calculer le nombre de lasers en considérant que chaque distribution de guide était alimentée par un unique laser. On obtient ainsi un nouveau nombre de lasers :

$$N_{laser}' = \frac{N_{laser}}{m_{laser}} \quad (2.19)$$

Dans le cas où un laser différent serait utilisé pour chaque spel jumeau, on obtiendrait un total de 400 lasers. La Figure II-13 met en évidence qu'il est possible d'utiliser seulement 13 lasers, correspondant à une distance entre spels jumeaux de ω_R , tout en conservant une faible

dégradation du signal dû aux interférences croisées. Ce faible nombre de lasers permettrait de réduire considérablement l'encombrement du système.

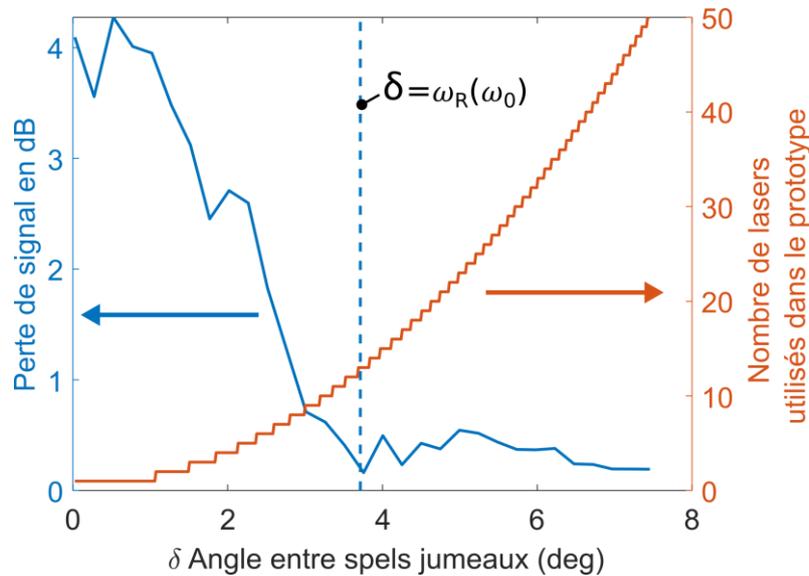


Figure II-13 : (a) Evolution de la dégradation du SNR obtenu lors de la projection de 5 spels jumeaux en fonction de la distance entre ces spels, dans le cas où les interférences croisées sont prises en compte ou non. Ainsi que l'évolution du nombre de lasers nécessaire pour réaliser un dispositif projetant 200x200 pixels sur un FOV de 15° à partir d'une pupille d'émission de 6 mm x 6 mm.

Dans le cadre du projet du CEA Leti, la fabrication des sources laser visibles n'a pas encore été étudiée, il est donc compliqué de savoir si la réalisation de 13 lasers visibles avec de faibles largeurs de raies est réalisable dans un encombrement acceptable pour un utilisateur. Toutefois la capacité d'utiliser la directivité des hologrammes pour réduire le nombre de lasers est une information clef dans le développement du dispositif. Dans la prochaine partie je décrirai les mécanismes permettant l'écriture de ces hologrammes pixélisés.

II Hologrammes pixélisés

Pour faciliter la compréhension de cette partie de la thèse je vais introduire plusieurs termes concernant la notion d'hologramme :

- L'hologramme : c'est le composant générique de l'holographie, tel qu'il a été défini au Chapitre I ;
- L'hologramme pixélisé : c'est un hologramme dont la structure est composée de petits hologrammes élémentaires d'une taille typique de quelques μm ;
- Le pixel holographie (ou hoel) : l'hologramme élémentaire constitutif des hologrammes pixélisés ;
- La distribution de pixels holographie (ou DPH) : C'est un ensemble d'hoels permettant de projeter un spel dans une direction.

II.A Écriture des hologrammes pixélisés

La réalisation des DPH à la surface du dispositif intégré final constitue un des défis de l'activité de recherche. Le principe du banc envisagé pour cette écriture finale est décrit précisément dans l'article de référence du projet de RA lié à cette thèse [82]. La réalisation de ce banc est menée par d'autres membres du laboratoire. Son développement nécessite d'avoir fait aboutir les recherches sur plusieurs composants clefs, encore à l'étude, dont les composants actifs qui font l'objet de cette thèse.

De manière à développer les DPH pour étudier leur comportement et les limitations théoriques et pratiques des membres du laboratoire ont réalisé un banc d'écriture holographique simplifié sur des matériaux holographiques à base de photopolymères (fournis par l'entreprise Covestro). Le CEA Leti dispose également d'une formulation à base de photopolymères, sous forme liquide, développée au sein du laboratoire. Néanmoins dans le cadre de cette thèse seul la formulation de Covestro a été utilisée dans un souci de facilité de mise en œuvre. Le banc d'écriture simplifié est conçu en optique espace libre, avec des distributions d'hologrammes générés par des masques statiques. Il fonctionne sur le même principe que le banc d'écriture final envisagé sur substrat photonique.

Un schéma de principe de ce banc est représenté à la Figure II-14. Il fonctionne à l'image d'un banc de lithographie qui projette un masque sur un substrat à la différence que ce sont deux masques identiques qui sont projetés de part et d'autre d'un substrat transparent. Le faisceau objet et le faisceau de référence se différencient par le fait que la fibre optique du bras objet peut être déplacée pour modifier l'angle de projection du masque sur l'échantillon. On modifie par la même occasion la position angulaire du spel écrit dans la distribution de points. Pour adresser des positions angulaires différentes en différents points de l'hologramme c'est l'échantillon qui est déplacé devant les faisceaux après chaque enregistrement. Ce déplacement de l'hologramme doit se faire sans perturber l'alignement.

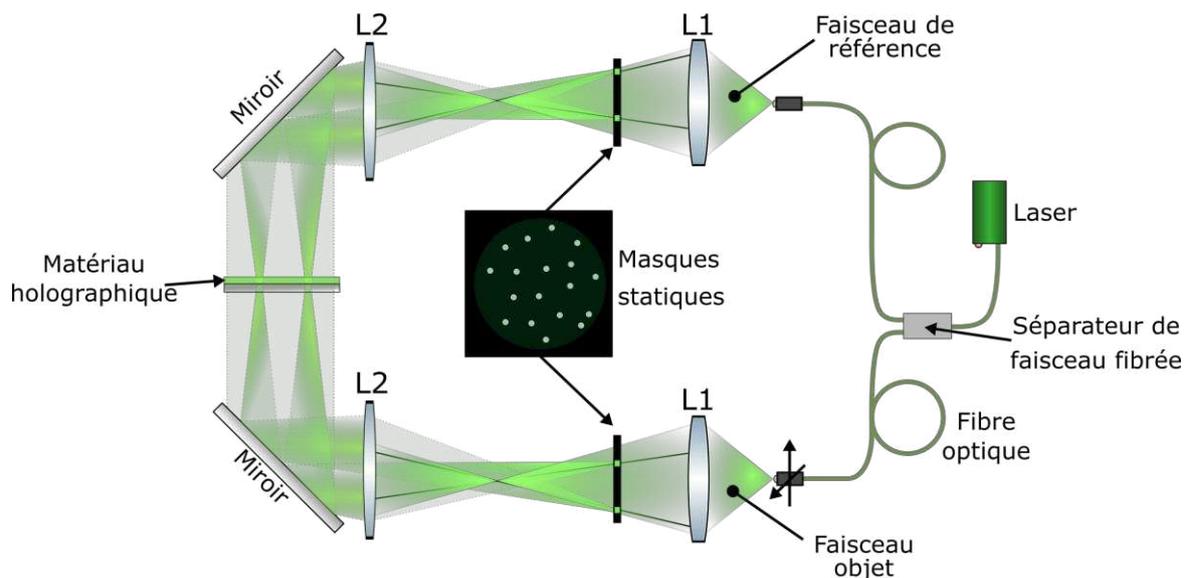


Figure II-14 : Schéma de principe du banc d'écriture holographique en optique à espace libre.

Les écritures actuellement réalisées dans le laboratoire utilisent des masques périodiques réalisés à l'aide de masques de Chromes gravés fabriqués par la société Arnano. Un exemple de masque utilisé est donné à la Figure II-15 (a) : il consiste en une distribution de trous circulaires de 10 μm de diamètre et espacés de 100 μm .

La configuration du banc actuellement utilisé dans le laboratoire utilise des optiques permettant de réaliser un grossissement voisin de $\times 2.7$ entre le masque utilisé et l'image projetée sur la plaque holographique. Ainsi les DPH obtenus seront périodiques, d'une période voisine de 270 μm et composés d'hologrammes circulaires dont la taille dépend du temps d'exposition. La Figure II-15 (b) montre une photographie d'un résultat d'écriture holographique, à l'aide d'un laser vert (532 nm) utilisant un masque périodique. Les hoels écrits apparaissent de couleur verte, car ils sont observés en réflexion et réfléchissent la lumière dans la gamme spectrale utilisée pour l'écriture. L'écriture des différentes DPH a permis de recouvrir complètement la surface du matériau holographique. La juxtaposition des hologrammes fait apparaître une maille de hoels carrés.

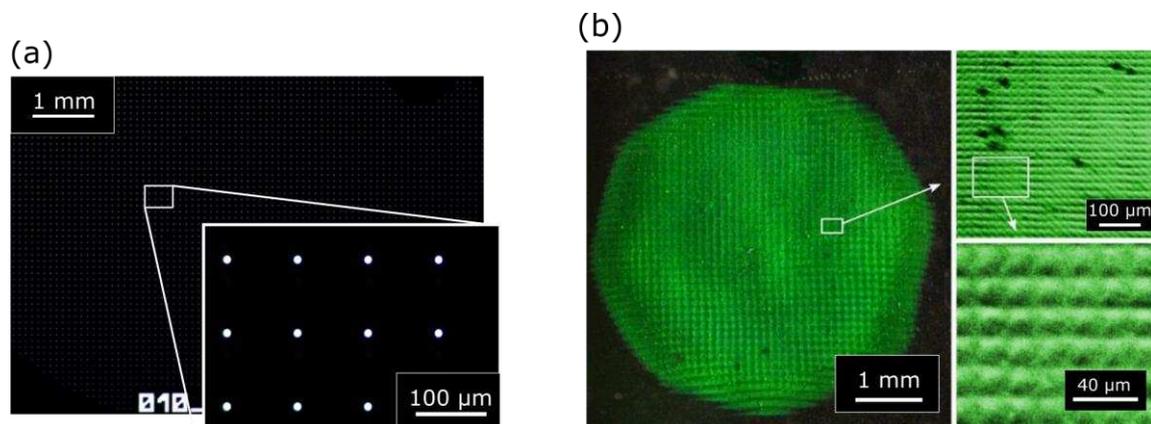


Figure II-15 : (a) Photographie d'un masque avec des ouvertures périodiques réalisées dans une couche opaque de Chrome déposée sur verre. (b) Photographie d'un résultat d'écriture holographique à l'aide d'un masque périodique.

L'utilisation de masques périodiques a comme principal avantage de permettre de facilement recouvrir toute la surface de l'échantillon en réalisant des déplacements périodiques. Néanmoins leur utilisation rendra périodique les DPH, qui, à la relecture, feront apparaître des ordres de diffractions, comme prédit par l'équation (2.4). Dans le cas de l'utilisation d'un masque statique aléatoire, il est plus complexe de recouvrir la surface de l'échantillon sans causer des recouvrements des hologrammes. La Figure II-16 schématise cette difficulté en comparant l'utilisation de deux masques, un périodique et un aléatoire pour recouvrir un échantillon holographique.

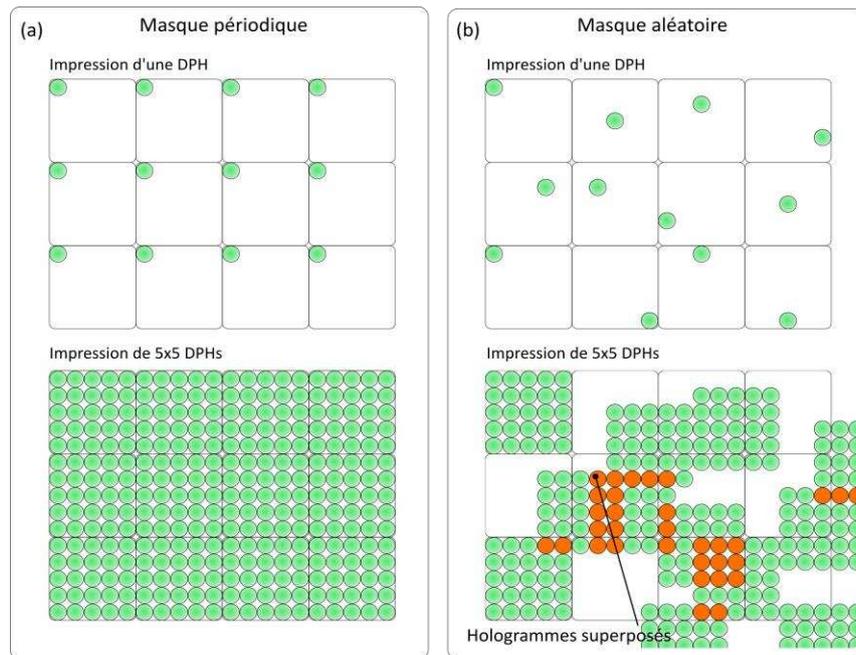


Figure II-16 : Schématisation de l'effet de recouvrement des hoels lors de l'utilisation d'un masque périodique (a) et de l'utilisation d'un masque aléatoire (b) pour réaliser un ensemble de 5x5 DPH.

Dans le cas de l'utilisation de masques aléatoires et pour éviter les phénomènes de recouvrement il est nécessaire d'utiliser des masques dynamiques dont la disposition des trous peut être modifiée à chaque écriture. L'intégration de masques aléatoires dynamiques est primordiale dans la future évolution du banc d'écriture des hoels. Il permettra de recouvrir toute la surface de l'échantillon tout en évitant l'apparition d'ordres de diffraction des masques périodiques.

II.B Processus d'écriture des hologrammes pixélisés

De manière à confirmer l'alignement des faisceaux d'écriture et de lecture, de premières écritures ont été réalisées en écrivant de manière sélective les DPH et en laissant des surfaces vierges d'écriture. La Figure II-17 représente deux photographies d'une écriture sélective où seuls les hoels formant le motif « R » sur une grille de 10x10 pixels ont été écrits. Dans le cas (a) on remarque un dédoublement de la plupart des hoels, ce qui témoigne du mauvais alignement entre les deux faisceaux. Au contraire dans le cas (b), les hoels ne présentent pas de dédoublement, ce qui témoigne d'un bon alignement des faisceaux. Ainsi les faisceaux objets et les faisceaux de références sont bien superposés sur le matériau holographique. Toutefois cela n'assure pas la présence des interférences entre ces deux groupes de faisceaux qui pourra seulement être vérifiée lors de la relecture des angles codés dans les hoels. La Figure II-17 met également en évidence une non-homogénéité de la taille des hoels qui peut être expliquée par la dynamique d'écriture dans le photopolymère [87].

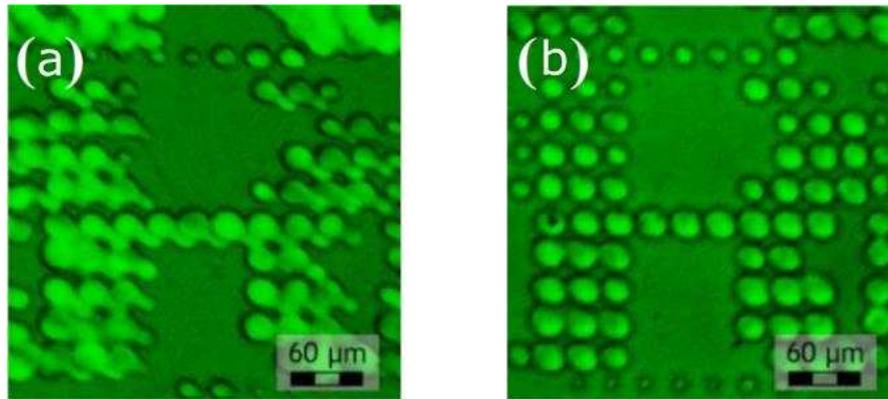


Figure II-17 : (a) Photographie d'un hologramme pixélisé, dans le cas d'un mauvais alignement entre les deux faisceaux d'écritures. (b) Photographie dans le cas d'un bon alignement entre les deux faisceaux d'écritures.

Dans le cas présent, les hoels forment des lettres « R », car cela permet d'identifier le sens dans lequel l'écriture est réalisée (la lettre R n'ayant pas d'axe de symétrie). Les angles de projection des spels émis par cet échantillon ont été choisis pour former la lettre « R » au fond de l'œil. Le processus d'écriture des angles dans le matériau holographique est schématisé à la Figure II-18. On met en parallèle dans cette figure la répartition des hoels sur l'échantillon durant l'enregistrement et la répartition des spels images projetés dans le plan de la rétine si l'échantillon était lu après chacune des étapes.

Dans la suite de ce document j'appellerai cellule de hoel, l'ensemble des hoels voisins appartenant à des DPH formant un carré comme représenté en pointillé noir sur la Figure II-18.

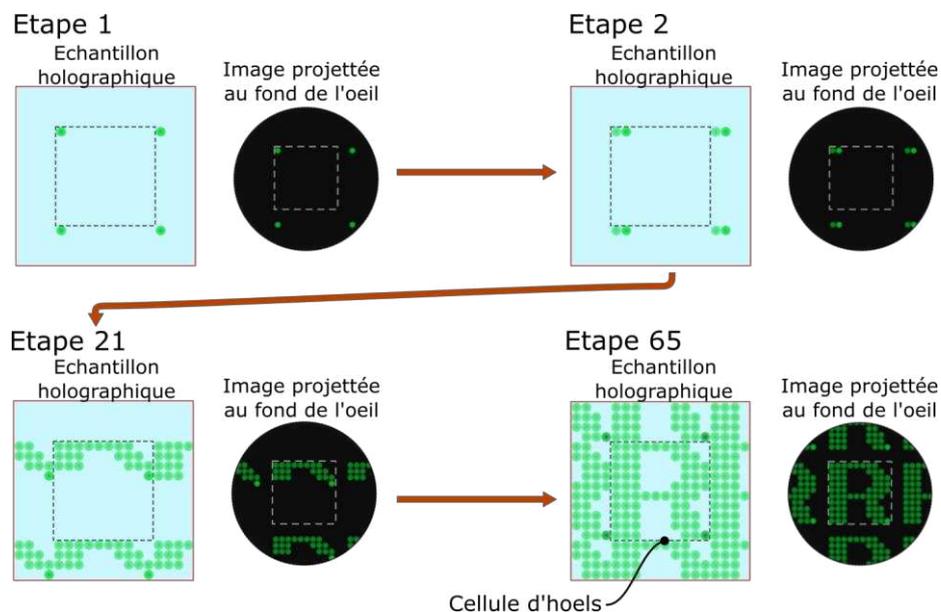


Figure II-18 : Représentation de quelques-unes des étapes d'écritures d'un échantillon où seules les DPE permettant de relire la lettre « R » sont écrites, la partie gauche représentant la position spatiale des hologrammes pixélisés et la partie droite l'angle codé ainsi que les ordres de diffraction dus à l'utilisation d'une DPH périodique.

Du fait de l'utilisation de DPHs périodiques, l'image projetée au fond de l'œil est répétée par les ordres de diffraction comme représenté à la Figure II-18. La position des ordres de diffraction dû à l'utilisation de DPHs périodiques est liée à la période de la DPH par l'équation (2.5). Dans le cas de l'utilisation de DPH avec une période de 270 µm, les ordres de diffraction

seront éloignés les uns des autres d'un angle $\Delta\theta_m = 6.8$ arcmin. Ainsi pour éviter les recouvrements entre le motif projeté et les ordres de diffraction, il est nécessaire que la gamme angulaire de codage de ce motif projeté soit inférieure à cet angle.

La Figure II-19 représente des simulations de projections de la lettre « R » sur 10x10 pixels à l'aide de distributions périodiques de points émissifs de $27\mu\text{m}$ espacés de $270\mu\text{m}$ réparties sur une pupille de 4 mm. Dans un premier cas, les spels sont proches les uns des autres avec un espacement inter-pixel de 0,25 arcmin. L'image perçue se distingue des répliques causées par les autres ordres mais sa taille est très petite et potentiellement difficile à résoudre avec un système d'imagerie. L'utilisation de cet espacement rendrait donc plus complexe le travail de caractérisation de cette thèse. Dans un second cas, l'angle de vision de l'image est augmenté en choisissant un espacement inter-pixel de 0.78 arcmin. Cependant la taille angulaire excède la période de répétition des ordres et l'image n'est plus perceptible. Le dernier cas présente un rendu optimum où le choix de l'angle de codage de l'image est légèrement inférieur à l'angle de répétition des ordres. Pour ce cas un espacement inter-pixel de 0,54 arcmin est choisi.

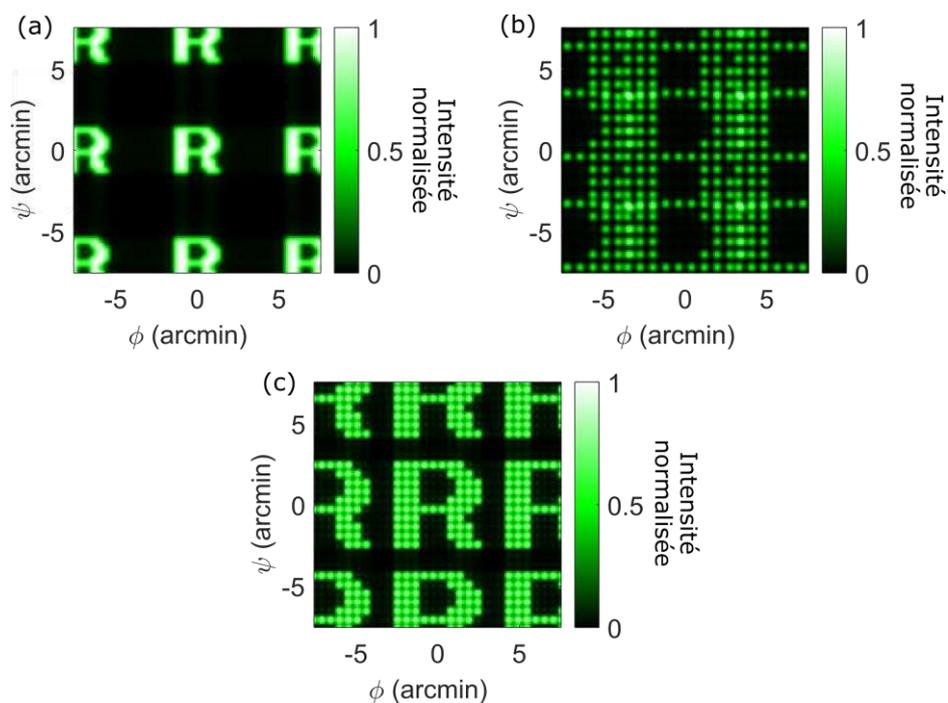


Figure II-19 : Simulations de projection de la lettre « R » à l'aide d'une distribution DPE périodique de $270\mu\text{m}$ de pas répartis sur une pupille de 4 mm, pour plusieurs valeurs d'angles entre les pixels. Pour des angles entre pixels de 0.25 arcmin (a), 0.78 arcmin (b) et 0.54 arcmin (c).

III Adressage des hologrammes pixélisés en optique espace libre

L'adressage des hologrammes pixélisés en optique espace libre doit permettre de vérifier la capacité d'écrire des informations angulaires précisément localisées dans les hoels. Cet

adressage va permettre l'étude de la projection de série d'images à partir d'un seul échantillon holographique, ainsi que les interactions entre les spels de cet hologramme lors de la projection. On cherche notamment à observer les effets d'interférences croisées décrits plus tôt dans ce Chapitre.

III.A Principe de fonctionnement du banc

La réalisation d'un banc d'adressage en optique espace libre doit répondre à plusieurs critères fondamentaux pour permettre de relire les hologrammes pixélisés :

- Tout d'abord, la relecture d'hologrammes nécessite l'utilisation de faisceaux avec des caractéristiques proches de celles du faisceau de référence. Ainsi il est nécessaire d'utiliser un faisceau incident sur l'ensemble des hologrammes avec un front d'onde plan parallèle au substrat. Pour cela, j'utilise une fibre dont le faisceau est collimaté à l'aide d'une lentille convexe.
- Ensuite de manière à adresser différentes DPH il est nécessaire de réaliser une fonction de projection d'un masque. Pour cela j'utilise un système de projection 4f, qui consiste à utiliser 2 lentilles pour réaliser une fonction de projection tout en conservant le front d'onde plan du faisceau incident. Pour cela le masque est placé dans le plan focal image de la première lentille : ainsi l'image du masque se formera dans le plan focal objet de la seconde lentille. En faisant concorder le plan focal image de la première lentille avec le plan focal objet de la seconde, on s'assure de conserver un front d'onde plan.
- Enfin le masque utilisé doit être dynamique pour permettre l'adressage localisé de différentes DPH de manière individuelle ou simultanée. Il est nécessaire que ce masque dynamique impacte peu le front d'onde pour remplir la première condition de la liste.

La Figure II-20 représente un schéma de principe d'un banc d'activation en optique espace libre utilisant un masque dynamique (ou Spatial Light Modulator SLM en anglais) de type réflectif. Je décris l'adressage des hologrammes pixélisés composant la lettre « R ». La caractérisation de l'adressage est réalisée par deux moyens :

- L'observation de l'alignement entre les faisceaux projetés et les hologrammes à l'aide d'une caméra d'alignement.
- La relecture des angles codés dans les hoels en utilisant un système optique imitant le fonctionnement d'un œil composé d'une lentille et d'une caméra placée dans le plan focal image de la lentille. Ce montage d'optique diffractive permet d'observer les angles écrits dans les hologrammes pixélisés sous forme de spels projetés sur la caméra.

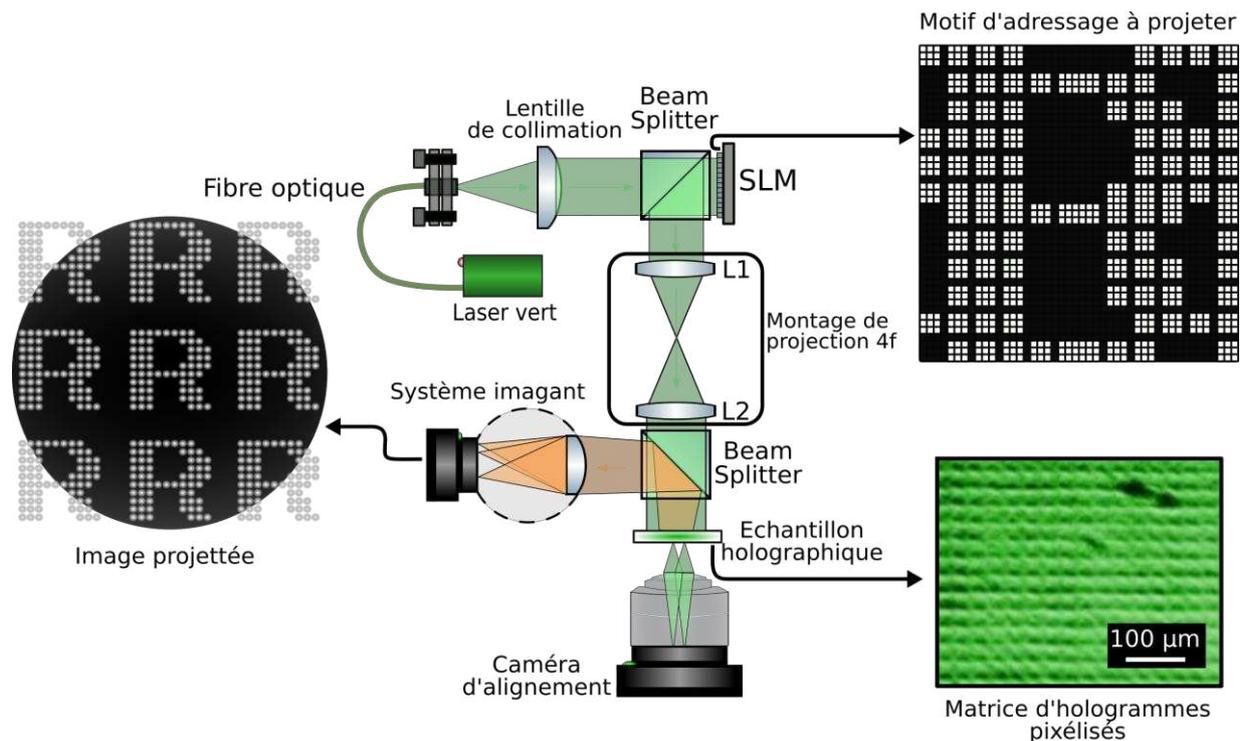


Figure II-20 : Schéma de principe du banc de lecture des hologrammes pixélisés en optique espace libre, une lentille convexe est utilisée pour collimater un faisceau provenant d'une fibre optique, le faisceau est ensuite modifié à l'aide d'un SLM. Le motif du SLM est projeté sur un échantillon holographique à l'aide d'un montage 4 f. Le signal réfléchi par l'échantillon est ensuite relu à l'aide d'un système imagant reproduisant le fonctionnement de l'œil.

Le choix du SLM dans le banc de lecture holographique doit permettre d'identifier une technologie qui pourrait être utilisée en tant que masque dynamique pour l'évolution du banc d'écriture présenté à la figure II-14. La partie suivante explore deux pistes de SLM pour répondre aux applications de lecture et d'écriture holographique.

III.B Choix du masque dynamique

Dans le cadre de cette thèse je m'intéresse particulièrement aux masques réfléchissants, car ils permettent d'obtenir de meilleurs rendements lumineux que les masques en transmission. Deux types de technologies ont été envisagées pour remplir le rôle de masque dynamique : une technologie basée sur des μ -miroirs activables (Digital Micro-Mirror Display, DMD, en anglais) et une technologie basée sur des Cristaux Liquides sur Silicium (LCoS).

III.B.1 Dispositif à base de micromiroirs

Les DMD sont des composants réfléchissants fréquemment utilisés dans les dispositifs d'affichage par projection [93]. Ils sont majoritairement développés par l'entreprise « Texas Instrument » [94]. Ces composants consistent en des matrices de miroirs de taille micrométrique (typiquement une dizaine de μm) dont les orientations sont adressables de manière individuelle. L'adressage de ces miroirs est contrôlé à l'aide d'un circuit CMOS (Complementary Metal-Oxide-Semiconductor) permettant d'activer des éléments MEMS (MicroSystèmes ElectroMécaniques). L'activation des miroirs produit leur rotation autour d'un point pivot.

Dans la majorité des cas, chaque miroir peut être placé dans trois positions différentes, comme représenté à la Figure II-21 (b) : une position de repos, ou flat state avec une inclinaison quasiment parallèle à la surface du dispositif lorsqu'aucune tension n'est appliquée ; une position dite « off state » lorsqu'une tension négative est appliquée, causant une rotation d'un angle donné aux micromiroirs, typiquement -12° par rapport à la normale et enfin, une position « on-state » lorsqu'une tension positive est appliquée, causant une rotation symétrique par rapport à l'off state.

L'état de repos n'est pas utilisé car l'absence de contrôle précis sur la position cause une non-uniformité des orientations des miroirs. Au contraire l'orientation des miroirs dans les cas on et off state est contrôlée de manière très précise et répétable sur l'ensemble du dispositif. Ainsi en appliquant une tension positive ou négative à l'aide du circuit CMOS, il est possible de réfléchir localement le faisceau incident dans une direction ou dans une autre. En filtrant l'état off comme représenté à la Figure II-21 (c) et en utilisant un système de projection aligné avec l'état on, il est possible de réaliser la projection d'une image. La réalisation de différents niveaux de gris se fait en modifiant la durée pendant laquelle les micromiroirs sont activés ou non.

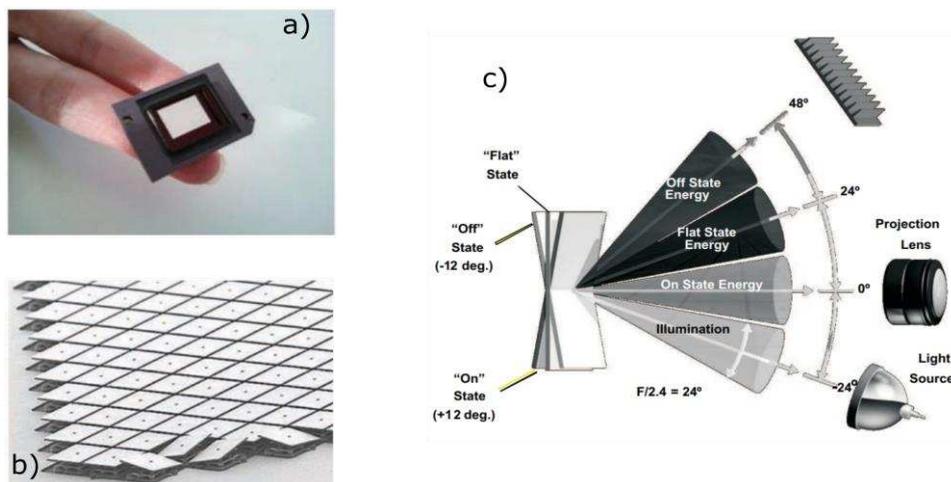


Figure II-21 a) Photographie d'un dispositif DMD de la marque Texas Instrument, b) photographie par microscope électronique à balayage d'un DMD [95]. Schéma de principe de l'utilisation d'un DMD pour projeter une image, le faisceau d'illumination a une incidence de -24° ce qui permet de renvoyer le faisceau de l'état ON normal à la surface du DMD, dans le cas OFF le faisceau est dévié à un angle de 48° vers un absorbeur.

L'avantage majeur de ce type de dispositif, dans le cas d'une utilisation pour une modulation binaire, est sa rapidité de fonctionnement, qui peut atteindre jusqu'à 32kHz [96]. Dans le cas de la lecture des DPH, cette caractéristique permettrait de réaliser une activation individuelle rapide des DPE pour réduire les interférences croisées décrites plus tôt. Dans le cas de l'adaptation au banc d'écriture, un fonctionnement aussi rapide n'a que peu d'intérêt car ce sont les mouvements de fibres ainsi que l'écriture des hologrammes qui limitent la vitesse d'écriture.

Un second avantage est le contraste théorique permis par la technologie : du fait que l'état off soit séparé de l'état ON, il est possible en théorie d'obtenir de très bons contrastes. En pratique la nécessité d'utiliser des prismes (prisme à Réflexion Totale Interne ou TIR [97], [98])

pour éviter d'avoir des montages trop grands cause une diminution de ce contraste à des valeurs typiques de l'ordre de 1 :1000.

Comme on peut le voir à la Figure II-21 (c), l'angle de projection de l'image va dépendre de l'angle du faisceau incident (noté θ_{in}) ainsi que de l'angle de rotation du micro-miroir dans son état ON (noté θ_{on}). Ainsi l'angle de projection sera donné par l'équation suivante :

$$\theta_{out} = \theta_{in} - 2\theta_{on} \quad (2.20)$$

Dans le cas de l'utilisation d'un masque dynamique dans le banc de lecture des hologrammes pixélisés, il est nécessaire de conserver un front d'onde plan pour relire les hologrammes avec un faisceau identique au faisceau de référence. Plus particulièrement, le front d'onde de relecture doit être normal à la direction de propagation du faisceau.

Comme représenté à la Figure II-22, dans le cas de l'utilisation d'un DMD, le front d'onde sera perturbé par l'angle des micromiroirs à la manière d'un réseau blazé (ou réseaux échelettes) [99]. Si on considère un état ON à 12° , et un angle d'incidence à -24° permettant d'obtenir une réflexion de Fresnel perpendiculaire au DMD : son front d'onde aura un angle de $+24^\circ$ du fait de l'orientation globale du DMD.

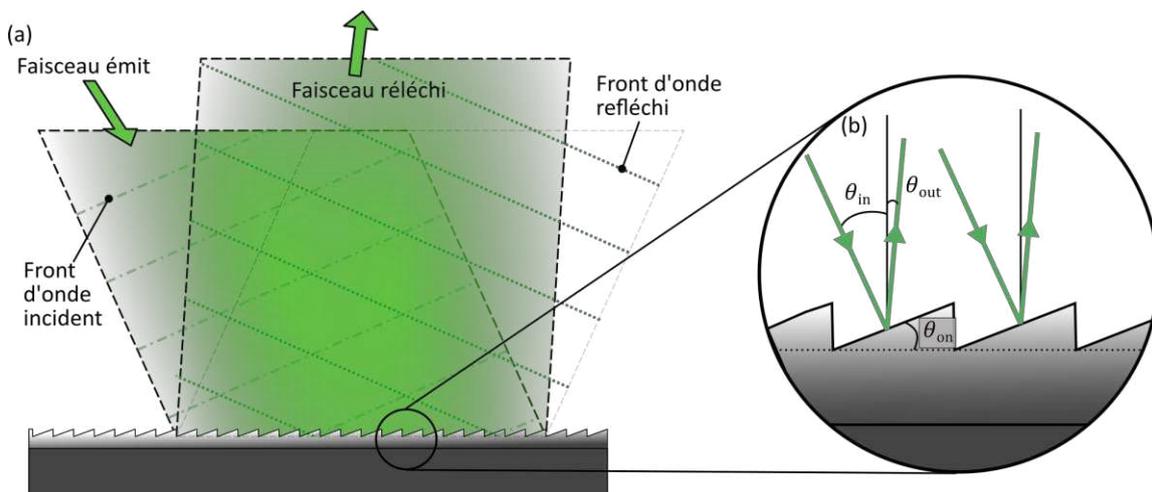


Figure II-22 : (a) Représentation de l'effet de déphasage introduit par l'utilisation d'un DMD. (b) représentation des angles d'incidence et de sortie des faisceaux dans le cas ON.

Au moment du choix du SLM, j'ai évalué un moyen de contourner ce défaut de perturbation du front d'onde en exploitant un effet de diffraction. Les pixels du DMD se comportent comme des miroirs diffractant répartis périodiquement sur le composant. Ainsi le caractère périodique des miroirs va faire apparaître des ordres de diffractions. Ces ordres de diffractions sont autant de directions dans lesquelles le front d'onde est plan.

Dans le cas à 1D, si on considère des pixels périodiques de période Λ , alors le retard entre deux pixels du DMD peut être calculé en considérant la Figure II-23.

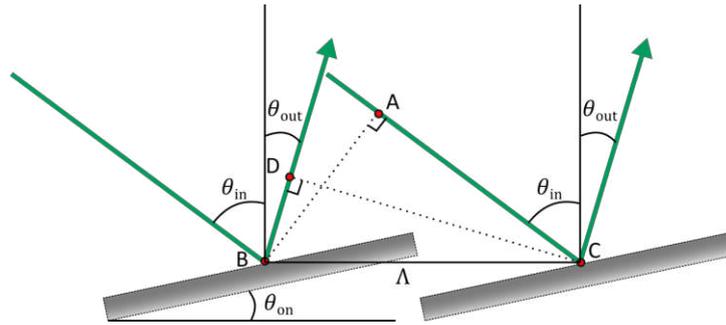


Figure II-23 : Représentation de la différence de marche entre deux faisceaux réfléchis sur deux miroirs différents d'un DM

La différence de marche entre les deux faisceaux incidents sur les miroirs est telle que :

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} (AC - BD) \quad (2.21)$$

Avec λ la longueur d'onde du faisceau utilisé.

En évaluant les valeurs de AC et BD , la différence de marche est telle que :

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda (\sin(\theta_{in}) - \sin(\theta_{out})) \quad (2.22)$$

Les ordres de diffraction correspondent alors aux angles (noté θ_m) tels que la différence de marche est un multiple de 2π .

$$\theta_m = \text{asin} \left(m \frac{\lambda}{\Lambda} - \sin(\theta_{in}) \right) \quad \text{où } m \in \mathbb{Z} \quad (2.23)$$

En accordant la direction de la réflexion spéculaire (θ_{out}) sur les μ -miroirs avec un ordre de diffraction (θ_m), il est possible d'obtenir un front d'onde plan normal à la propagation du faisceau. La Figure II-24 (a) représente le calcul de θ_{out} et θ_m dans le cas d'un DMD tel que $\theta_{on} = 12^\circ$ et $\Lambda = 10,8 \mu m$ et d'un faisceau de longueur d'onde 532 nm. On peut voir que l'angle du faisceau réfléchi par les micromiroirs à l'état ON est très proche de l'ordre de diffraction $m = -8$, l'onde réfléchi par le système a donc un front d'onde quasiment normal au faisceau de propagation. De manière à évaluer la différence d'angle entre θ_{out} et θ_{-8} , la Figure II-24 (b) représente le tracé de $\Delta\theta$ tel que :

$$\Delta\theta = \theta_{out} - \theta_{-8} \quad (2.24)$$

On peut voir que la différence entre les deux angles oscille entre 0° et $1,2^\circ$ pour des angles de sortie allant de $+10^\circ$ à -10° . Cette différence est nulle pour un angle de sortie de 6° .

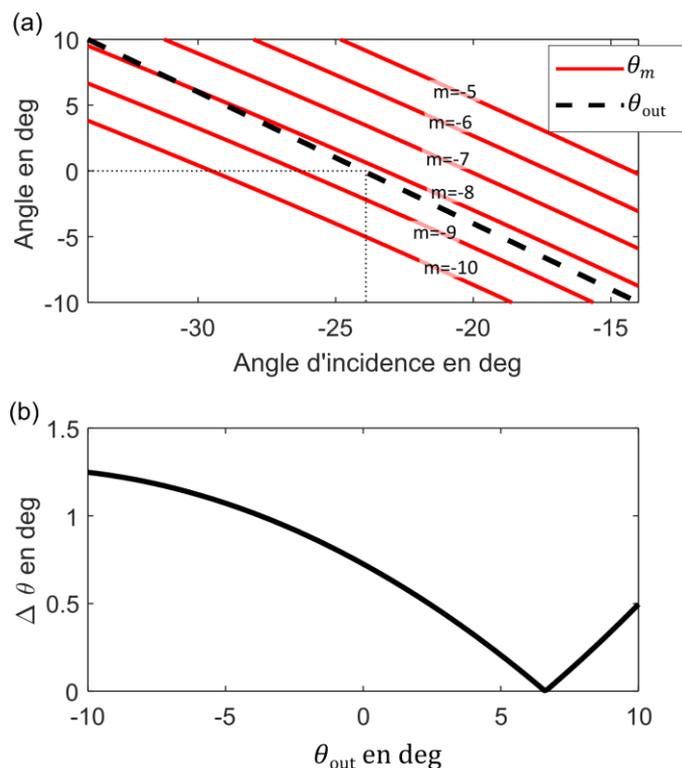


Figure II-24 : (a) calcul de l'angle de sortie et des angles des ordres de diffraction lors de l'utilisation de différents angles d'incidence sur le DMD utilisant des micromiroirs de $10,8 \mu\text{m}$ et un angle d'activation ($\theta_{on} = 12^\circ$). (b) Calcul de la différence entre l'angle de sortie et le plus proche ordre de diffraction (ici l'ordre -8).

J'ai ici décrit le cas 1D, car plus simple à visualiser que le cas 2D. En réalité le DMD est un dispositif 2D dont les miroirs sont placés de manière diagonale comme représenté à la Figure II-21 (b). Dans ce cas on peut utiliser un raisonnement par transformée de Fourier pour identifier la position des angles de diffraction qui seront présents à deux dimensions. On obtiendra alors une conclusion semblable au cas 1D où seul certains angles d'incidence permettent de faire concorder l'angle du faisceau de sortie avec un ordre de diffraction.

Dans le cas du banc de lecture holographique, l'angle d'incidence peut être fixé : il est possible d'utiliser un DMD pour projeter une image. Dans le cas d'une future adaptation du masque dynamique au banc d'écriture des hologrammes pixélisés, l'angle d'incidence sur le masque dynamique doit être modifié pour inscrire les différents angles dans les DPH. Ainsi dans le cas de l'utilisation d'un DMD avec un banc d'écriture des hologrammes pixélisés les variations d'angles vont créer un décalage entre le front d'onde reconstruit par les hoels et la direction de propagation, comme représenté à la Figure II-24 (b). Cela peut causer une dégradation des caractéristiques du dispositif. Dans la perspective de pouvoir transférer l'utilisation du masque dynamique depuis le banc de lecture vers le banc d'écriture, un second type de masque a été étudié pendant la thèse.

III.B.2 Dispositifs à base de Cristaux Liquides sur Silicium

La fonction de masque dynamique peut également être remplie par un modulateur d'amplitude basé sur la technologie des Cristaux Liquides sur Silicium (LCoS). Ce type de technologie utilise les effets de biréfringence des CL pour créer des modifications locales de la polarisation du faisceau incident. Pour cela une couche de CL est déposée sur un substrat de Si contrôlé par un circuit CMOS, comme représenté à la Figure II-25. Suivant l'architecture

utilisée, les CL peuvent être ancrés verticalement ou horizontalement en fonction de leurs anisotropies électriques (comme expliqué au Chapitre I). Lors de l'application d'une tension électrique l'orientation des CL varie permettant de modifier ou non la polarisation du faisceau incident.

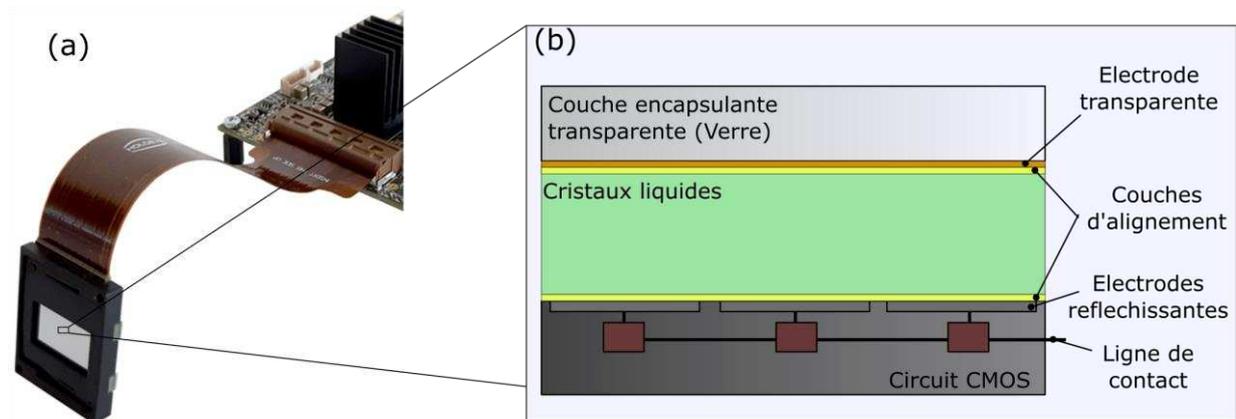


Figure II-25 (a) Photographie d'un composant LCoS du constructeur Holoeye permettant de réaliser des modulations de phase et/ou d'amplitude sur un faisceau. (b) Exemple d'un empilement de couches possible pour un dispositif LCoS, la couche de CL est contrôlée électriquement à l'aide d'une contre électrode transparente et d'un circuit CMOS.

Le passage par la couche de CL aura pour effet de retarder une des composantes de la polarisation par rapport à l'autre sur le même principe qu'une lame retardatrice. Ce changement de la polarisation va dépendre de la nature et de l'orientation des CL, de la polarisation entrante ainsi que de l'épaisseur de la couche de cristaux.

Il est notamment possible d'écrire la matrice de Jones traduisant le passage par la couche de CL, la réflexion sur le substrat et le second passage par la couche de cristaux liquide. Dans le cas particulier où les CL sont orientés dans un plan horizontal, la matrice de Jones du composant prendra la forme de la matrice suivante :

$$\begin{pmatrix} e^{\frac{4\pi}{\lambda}(n_o-n_p(\theta))e} & 0 \\ 0 & e^{-\frac{4\pi}{\lambda}(n_o-n_p(\theta))e} \end{pmatrix} \quad (2.25)$$

Avec e l'épaisseur de la cellule de CL, λ la longueur d'onde de la lumière, n_o l'indice ordinaire du CL et $n_p(\theta)$ l'indice perçu par une onde avec une polarisation horizontale. Cet indice dépend de l'orientation des CL dans le plan horizontal suivant l'équation (1.24), évaluée par l'angle θ formé entre le vecteur d'orientation des CL et la tangente à la cellule.

L'équation (2.25) montre que l'orientation des CL par une tension électrique permet de modifier le déphasage induit par le composant LCoS. Il est notamment possible d'orienter le CL pour obtenir un déphasage nul, ou un déphasage de $\pi/2$. La Figure II-26 représente le cas où une polarisation linéaire orientée à 45° par rapport à l'axe du CL est utilisée. Le déphasage de $\pi/2$ va se traduire par une rotation de la polarisation à 90° comme représenté à la Figure II-26 (b), tandis qu'un déphasage nul ne va pas impacter la polarisation comme représenté à la Figure II-26 (c).

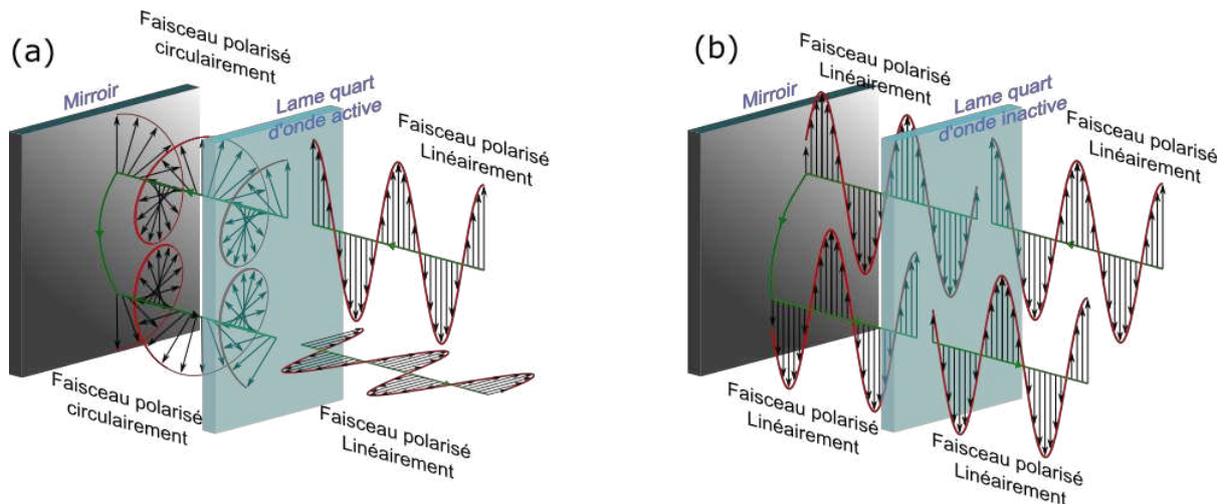


Figure II-26 : (a) et (b) principe de fonctionnement d'un LCoS pour la modulation d'amplitude. Une polarisation linéaire orientée à 45° par rapport au plan de rotation des CL passe à travers la couche de CL agissant (a) comme une lame quart d'onde permettant une rotation de la polarisation de 90° au second passage. (b) La fonction de lame quart d'onde est électriquement désactivée permettant de conserver la polarisation incidente.

En associant la rotation contrôlée de la polarisation décrite à la Figure II-26 à un système de polariseurs croisés, il est possible de réaliser un masque en amplitude dynamique. Les contrastes obtenus avec ce type de technologie peuvent atteindre des valeurs du même ordre de grandeur que pour les DMD (typiquement 1 :1000 voire 1 :3000).

Contrairement au cas DMD, les LCoS sont robustes à l'utilisation d'angles d'incidence de l'ordre de $\pm 15^\circ$. Il a toutefois été observé qu'un défaut de planéité de l'épaisseur de cristaux liquides pouvait créer une modification du front d'onde. Cet effet est très faible dans les composants actuels et souvent compensé par une distribution de tensions de référence.

Différents constructeurs proposent à la vente des composants LCoS tel que Hamamatsu ou Holoeye, qui proposent majoritairement des composants dédiés à une modulation dynamique de la phase du faisceau (application majoritaire des LCoS). Holoeye propose toutefois une gamme de composants (HES 6001) spécialement conçue pour la modulation d'amplitude dans le domaine visible et proche IR.

Un défaut des LCoS en comparaison des DMD est leurs faibles fréquences de fonctionnement (typiquement 60Hz). Certaines entreprises (telle que Forth Dimension Display) proposent d'utiliser des CL ferroélectriques (FLCoS) [100] permettant d'atteindre des fréquences de fonctionnement plus élevées dans un mode de fonctionnement binaire. Le mode de fonctionnement binaire est bien adapté à notre application, néanmoins l'utilisation de ce type de technologie ne permet pas d'atteindre des contrastes aussi bons que les technologies classiques à base de CL nématiques.

III.B.3 Comparaison des solutions d'adressage en optique à espace libre

L'étude des solutions permettant de réaliser des masques en amplitude permet de mettre en évidence les avantages et les inconvénients des technologies LCoS et DMD. Comme on a pu le voir les deux solutions peuvent être adaptées pour l'utilisation dans un banc de lecture des hologrammes pixélisés. La fréquence de fonctionnement du DMD en fait une solution intéressante pour une activation dynamique. Toutefois l'incapacité à générer un front d'onde

plan ne permet pas de transférer cette technologie à un futur banc d'écriture dynamique des hologrammes. Cette contrainte favorise le choix d'un composant basé sur la technologie LCoS qui permettra de mieux connaître ce type de composant pour l'adapter ensuite à un banc d'écriture des hologrammes.

Finalement, le banc de lecture des hologrammes pixélisés est réalisé à l'aide d'un masque dynamique de la marque Holoeye, le HES 6001 VIS développé pour des applications dans le visible en amplitude (1920x1080 pixels avec un pas de 8 μm).

III.C Alignement de l'adressage

En parallèle au choix du masque dynamique, il est important d'identifier par quel moyen sera fait l'adressage entre ce masque et l'échantillon holographique. Comme représenté dans le principe de fonctionnement du banc de lecture des hologrammes, à la Figure II-20, il est nécessaire d'aligner avec précision le motif de l'adressage sur l'échantillon holographique. Deux paramètres d'alignement sont particulièrement délicats à prendre en compte :

- La différence de périodes entre la période de la DPH et la période des pixels du SLM projetée au niveau de l'échantillon.
- La rotation entre le SLM et l'échantillon

La mauvaise gestion de ces deux paramètres peut engendrer sur des distances plus ou moins grandes des défauts d'adressage, comme représenté à la Figure II-27, où un motif mal aligné est utilisé pour adresser une DPH. Ces mauvais adressages des hoels entraineront des pertes de signal réduisant la qualité des pixels projetés.

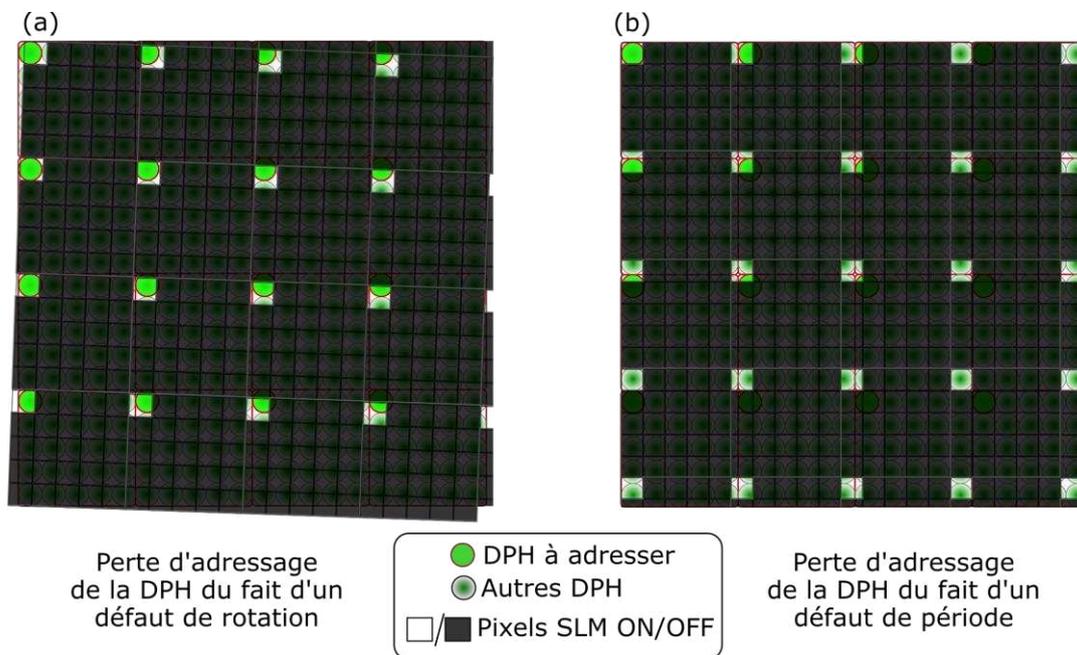


Figure II-27 : Représentation, de deux défauts d'alignement pouvant causer des défauts d'adressage des DPE. Dans le cas (a), une rotation du SLM de 2° cause une perte rapide de l'alignement de la DPH. Dans le cas (b), la rotation est bien réglée mais c'est la différence de périodes entre les deux éléments qui fait défaut.

Le défaut de rotation entre le SLM et l'échantillon est corrigé à l'aide d'une pièce mécanique permettant de tourner l'hologramme par rapport au SLM. Pour ce qui est du défaut

de période, il est plus complexe à régler car les tailles des pixels du SLM sont fixées par le constructeur (8 μm dans notre cas) et la période des hologrammes dépend du masque utilisé à l'impression. Une première solution consiste à adapter les lentilles du montage 4f pour permettre d'obtenir un grossissement compensant la différence de périodes, tel que défini à l'équation suivante

$$\delta p_h = \delta p_{SLM} G \quad (2.26)$$

Avec δp_h la période des hologrammes, δp_{SLM} la période du SLM et G le grossissement du système de projection 4f. Dans le cas d'un montage 4f le grossissement de l'image projetée est directement lié aux focales des deux lentilles :

$$G = -\frac{f_1}{f_2} \quad (2.27)$$

Comme la période des hoels peut légèrement varier du fait du réglage du banc d'écriture, il est nécessaire de pouvoir adapter la valeur de G . Une solution consiste à utiliser une lentille à focale variable. Mais la modification de la focale de la lentille entraîne nécessairement un réaménagement des distances entre les éléments. Cela m'a fait craindre une complexité de mesure qui m'a amené à considérer une autre solution.

Une seconde solution pour corriger la différence de périodes entre les hoels et le SLM est de projeter des motifs avec une résolution plus grande sur l'échantillon et de corriger la période en activant uniquement les pixels se recouvrant avec les hologrammes à activer. En supposant un pixel du SLM positionné au point (0,0) où se trouve un hoel d'une DPH. Les autres hoels de la DPH seront à des positions (x_i, y_j) telles que :

$$\begin{aligned} x_i &= N_h \delta p_h \cdot i \quad \text{avec } i \in \mathbb{Z} \\ y_j &= N_h \delta p_h \cdot j \quad \text{avec } j \in \mathbb{Z} \end{aligned} \quad (2.28)$$

Avec N_h la période d'hoels entre deux hoels d'une même DPH, $N_h \delta p_h$ étant donc la période de la DPH.

Les autres pixels du SLM sont eux positionnés aux coordonnées (u_p, v_q) telles que

$$\begin{aligned} u_p &= \delta_{SLM} G \cdot p \quad \text{avec } p \in \mathbb{Z} \\ v_q &= \delta_{SLM} G \cdot q \quad \text{avec } q \in \mathbb{Z} \end{aligned} \quad (2.29)$$

Ainsi les pixels du SLM à allumer sont ceux dont la position (u_p, v_q) est la plus proche de la position des hoels de la DPH positionnée en (x_i, y_j) . Du fait de la différence possible de périodes entre le SLM et l'hologramme pixélisé, il est possible que les deux positions ne soient pas exactement alignées. Dans le pire des cas le centre du pixel du SLM le plus proche d'un hoel sera décalé du centre de cet hoel avec une erreur (σ_x, σ_y) correspondant à la moitié de la taille du pixel projeté.

$$\sigma_y = \sigma_x = \frac{G \cdot \delta p_{SLM}}{2} \quad (2.30)$$

Dans le cas où l'un des deux termes de l'erreur serait plus important, alors cela signifie que le pixel choisi n'est pas le plus proche du centre de la hoel. Pour le bon fonctionnement de cette méthode d'adressage, il est important que la taille des pixels de l'image du SLM soit inférieure à la taille des hologrammes pour éviter des activations partielles des hologrammes.

Cette erreur d'alignement est à comparer avec la taille de la hoel, dans le cas où $\delta p_h = 27 \mu m$ et $\delta p_{SLM} = 8 \mu m$, un grossissement de $G = 1$ permet de limiter l'erreur d'alignement à $4 \mu m$, soit 15% de la taille de l'hologramme ce qui est tolérable pour notre système en cours de développement. Dans le cas où la taille des hoels serait réduite il pourrait être envisagé de réduire le grossissement du système.

Ainsi les pixels du SLM à activer sont ceux dont la position respecte simultanément les deux conditions suivantes :

$$\begin{aligned} x_i - \sigma_x < u_p = \delta_{SLM} G \cdot p \leq x_i + \sigma_x \quad \text{avec } (p, i) \in \mathbb{Z}^2 \\ y_j - \sigma_y < v_q = \delta_{SLM} G \cdot q \leq y_j + \sigma_y \quad \text{avec } (q, j) \in \mathbb{Z}^2 \end{aligned} \quad (2.31)$$

Ces conditions peuvent être traduites par d'autres conditions sur le reste par la division euclidienne de la position d'un pixel par la période de la DPH :

$$\begin{aligned} -\frac{G \cdot \delta p_{SLM}}{2} \leq u_p \bmod [N_h \cdot \delta p_h] < \frac{G \cdot \delta p_{SLM}}{2} \quad \text{avec } p \in \mathbb{Z} \\ -\frac{G \cdot \delta p_{SLM}}{2} \leq v_q \bmod [N_h \cdot \delta p_h] < \frac{G \cdot \delta p_{SLM}}{2} \quad \text{avec } q \in \mathbb{Z} \end{aligned} \quad (2.32)$$

La Figure II-28 représente la projection d'un masque avec une période de $8 \mu m$ sur un échantillon holographique de $27 \mu m$ de période avec un système 4f de grossissement 1. Comme on peut le voir la méthode décrite permet bien d'adresser les hologrammes composant une DPE aléatoire. Toutefois, la différence de taille de pixels cause un recouvrement faible des hologrammes pixélisés lorsqu'un unique pixel est allumé. Je représente donc à La Figure II-28 le cas où 3 pixels sont utilisés pour adresser l'hologramme.

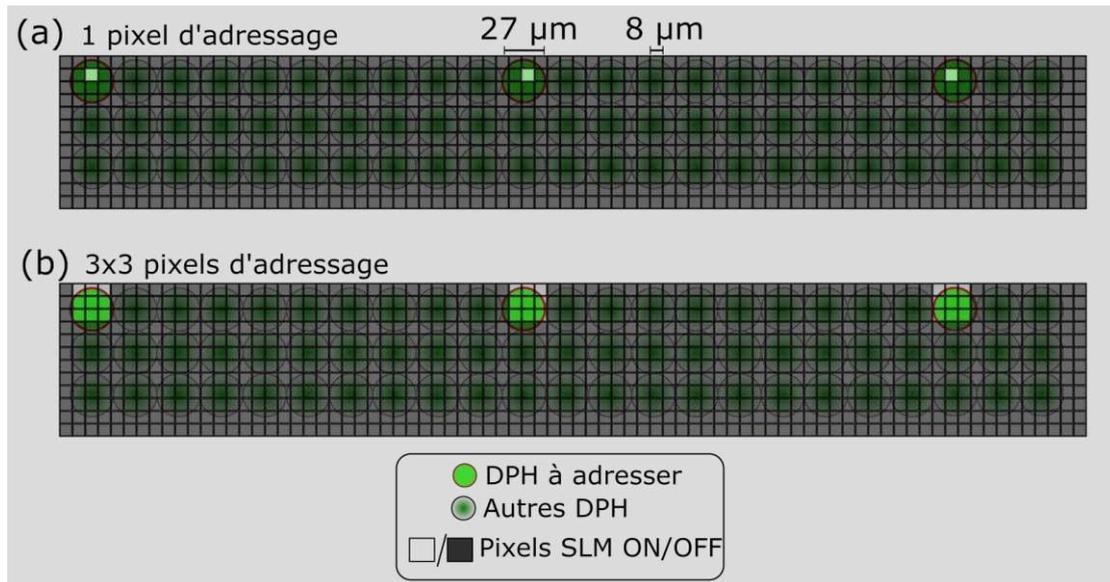


Figure II-28 : Représentation, à l'échelle, de l'adressage d'un échantillon avec une période de $27 \mu\text{m}$, à l'aide d'un SLM de $8 \mu\text{m}$ de pas de pixel, en utilisant un grossissement de $G = 1$. Dans le cas (a) un unique pixel est utilisé pour adresser chaque hologramme de la DPE ce qui cause une réduction du signal, dans le cas (b) des points composés de 3×3 pixels du SLM sont utilisés permettant d'adresser la quasi-totalité des hologrammes de la DPE.

Grâce à aux équations (2.32) il est donc possible d'adresser une unique DPH malgré une différence de période entre la taille de l'image du SLM par système de projection et les hoels.

Pour adresser un motif périodique entier à l'aide d'une unique projection, on utilise la même méthode de correction de périodicité pour adresser les premiers points de la cellule d'hologramme. On utilise ensuite une méthode identique pour repérer la position des premiers pixels du SLM adressant chaque point au sein de la cellule. La Figure II-29 montre le résultat de l'adressage du motif « R » à l'aide de points d'adressage composés de 3×3 pixels du SLM (soit $24 \mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$) et dans le cas de point d'adressage composés de 4×4 pixels.

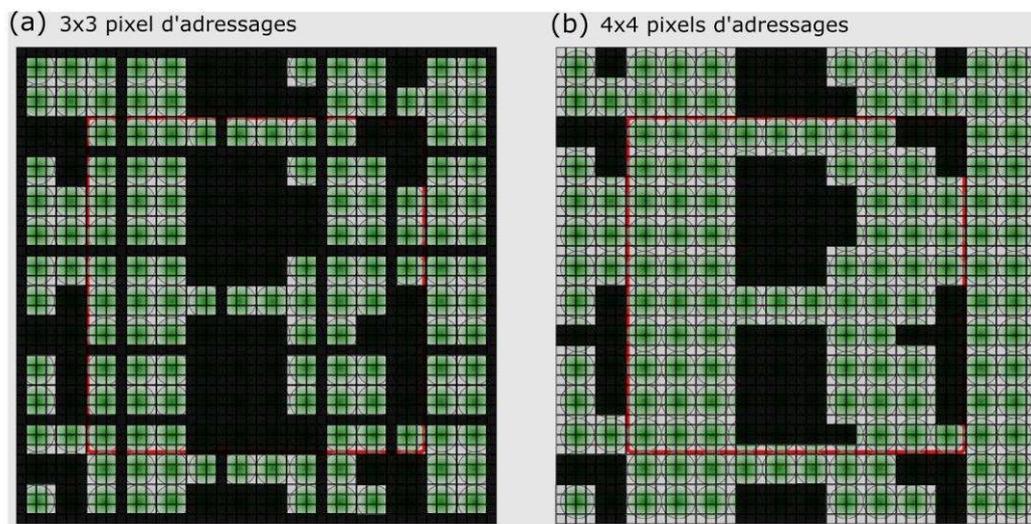


Figure II-29 : Représentation, à l'échelle, du motif d'adressage permettant d'activer les hoels composant la lettre « R », sur un échantillon de période $27 \mu\text{m}$ à l'aide d'un SLM de période $8 \mu\text{m}$ et un grossissement de 1. (a) Dans le cas de l'utilisation de points d'adressage composés de 3×3 pixels du SLM. (b), L'utilisation de points d'adressage composés de 4×4 pixels du SLM.

La schématisation de la Figure II-29 montre que la méthode développée permet bien d'adresser le motif « R » même dans le cas de différence de période entre le SLM et les hologrammes. Je note toutefois que le motif d'adressage dans le cas de l'utilisation de 3x3 pixels du SLM laisse apparaître des bandes non adressées du fait de l'utilisation de points d'adressage légèrement plus petits que les hologrammes. Une solution pour éviter l'apparition de ces bandes est de rendre jointifs les points d'adressages adjacents, comme représenté à la Figure II-30. Dans le cas de l'utilisation de points d'adressage composés de 4x4 pixels du SLM, on observe l'adressage partiel de certains pixels qui ne sont pas nécessaires pour adresser le motif « R ». Ces adressages partiels risquent de créer des effets d'activation parasite que je qualifierai de cross-talk dans la suite de ce document par analogie au phénomène pouvant être observé dans des imageurs classiques.

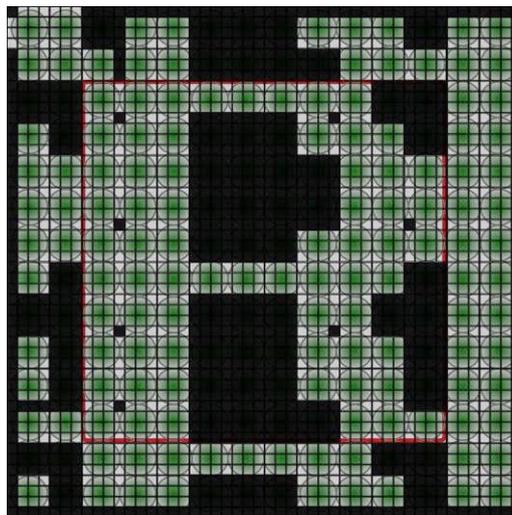


Figure II-30 : Représentation, à l'échelle, du motif d'adressage permettant d'activer les hoels composant la lettre « R », sur un échantillon de période 27 µm à l'aide d'un SLM de période 8 µm et un grossissement de 1. Dans le cas de l'utilisation de points d'adressage de 3x3 pixels du SLM rendus jointifs.

Les bandes non adressées sont donc effacées et seuls subsistent des points éteints lorsque deux hologrammes en diagonale l'un de l'autre sont adressés simultanément et concernés par une correction de la périodicité. Concernant le choix du grossissement, on a pu voir qu'un grossissement $G = 1$ permettait d'obtenir des résultats satisfaisants. Il est possible de réduire ce grossissement pour réduire l'erreur d'adressage. Toutefois cela implique d'illuminer une plus grande zone des optiques ainsi que du SLM, ce qui pourrait créer des aberrations (notamment du fait de la non planéité du SLM dans les bords de ce dernier).

Le choix est donc fait de choisir deux lentilles, de focale de 60 mm pour le montage de projection $4f$ ce qui permet de ne pas contraindre trop le montage optique mécaniquement (la longueur du montage augmentant rapidement avec l'augmentation des focales) tout en conservant un F-Number inférieur à $f/10$ dans le cas d'un faisceau de 5 mm de diamètre ce qui assure une bonne qualité de projection. Je choisis pour cette application des lentilles biconvexes pour permettre de répondre aux problématiques de collimation et de projection simultanées des deux lentilles. On note qu'il aurait été intéressant d'utiliser des lentilles chromatiques pour notre application monochromatique toutefois l'utilisation de lentilles

achromatiques permettra d'utiliser le banc dimensionné pour des hologrammes rouge vert et bleu (RVB) pour adaptation futur du banc développé.

J'ai développé dans cette partie une méthode d'adressage robuste et adaptable à différentes périodes d'hologrammes pixélisés dans le cas d'une activation à l'aide d'un banc d'activation optique espace libre. La prochaine partie se concentre sur les caractéristiques nécessaires à la fabrication d'une brique d'activation en optique intégrée.

IV Méthode d'adressage des hologrammes pixélisés en optique intégrée

L'approche en photonique intégrée se distingue de la précédente en espace libre, elle est nécessaire au bon fonctionnement d'un dispositif intégré tel que celui envisagé par le CEA Leti. Je fais ensuite un état de l'art des différentes technologies d'activation en photonique intégrée, pour identifier une technologie viable pour notre projet.

IV.A Spécification de l'adressage en optique intégrée

Plusieurs points sont d'importance majeur dans la mise en œuvre d'une technologie d'adressage des hologrammes pixélisés. Parmi ces points, on peut citer la transparence aussi bien des électrodes d'activation que des matériaux optoélectroniques. Il est également nécessaire de dimensionner les technologies pour avoir une grande densité de points d'émission et de forts contrastes. Ces différents aspects seront détaillés dans cette partie pour justifier le choix technologique fait pour ce travail de thèse.

Densification des points d'émission

Comme on a pu le voir dans le Chapitre I, la formation des points d'émission dans le dispositif étudié est permise par l'intersection entre des guides d'ondes et des électrodes permettant d'activer l'extraction sur un ensemble de guides. La période entre les guides d'ondes est contrainte à $1,5 \mu\text{m}$, pour éviter des effets de couplages parasites de la lumière entre les guides d'ondes. La longueur des électrodes est, elle, estimée entre 2 et $10 \mu\text{m}$. Dans l'idéal la période entre les électrodes doit être minimale pour permettre de densifier au maximum les PE.

Dans cette partie je considérerai des électrodes d'une taille de $4 \mu\text{m}$, permettant, dans le cas de l'utilisation d'un réseau d'extraction, de mettre en œuvre 10 périodes de réseau pour extraire une partie de la puissance d'un guide d'onde. Cette taille d'électrodes alliée à la distance entre les guides d'onde permet de réaliser un ensemble de 6 000 000 PEs. Je considérerai également que 100 PEs sont nécessaire à la projection d'un pixel au fond de l'œil. Ces 100 PEs seront adressés à l'aide de groupe de 10 électrodes et de 10 guides.

Efficacité de l'extraction

La proportion de lumière extraite depuis le guide doit être maîtrisée pour ne pas extraire l'entièreté de la puissance, et conserver de la puissance pour les points d'extraction suivants sur le guide d'onde. A l'opposé, la puissance extraite ne doit pas être trop faible pour éviter une puissance résiduelle en bout des guides d'onde ou un signal trop faible au niveau de la rétine.

Dans un dispositif final, l'efficacité d'extraction ne devra pas être la même sur toute la longueur des guides d'ondes car cela causerait une non-uniformité de la puissance extraite dans les différents points d'une DPE. Par exemple, la Figure II-31 (a) montre l'évolution de la puissance extraite par chaque point d'émission dans le cas d'un dispositif dont l'extraction est constante. On peut estimer la puissance extraite par le n-ième point d'émission activé (noté η_n) à l'aide de l'équation suivante :

$$\eta_n = P_0 \cdot \eta (1 - \eta)^n \quad (2.33)$$

Avec η l'extraction constante du dispositif et P_0 la puissance injectée dans le dispositif.

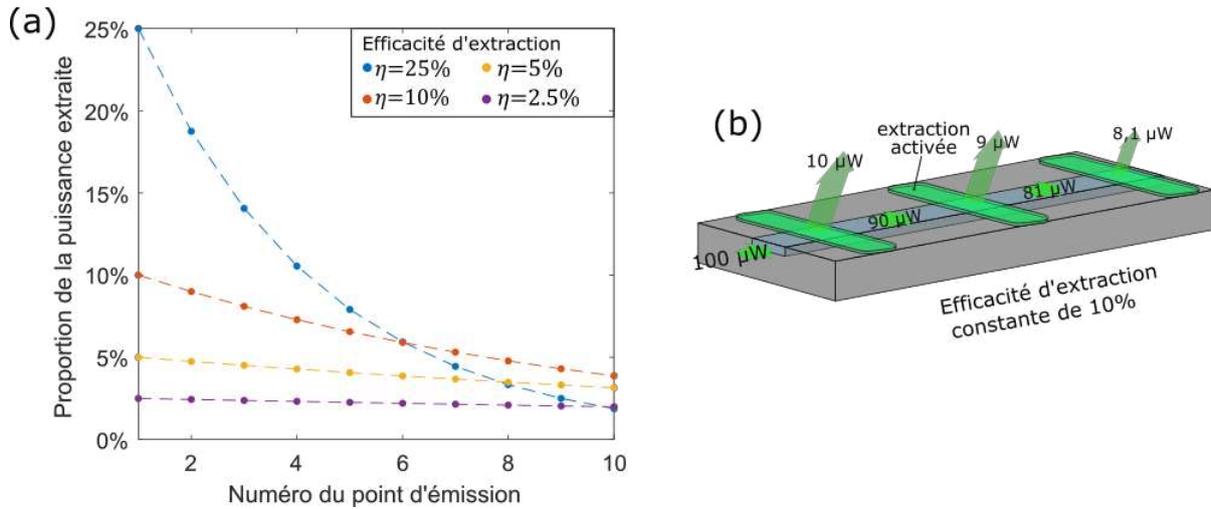


Figure II-31 : (a) Evolution de la proportion de puissance extraite en fonction de la position du PE sur le guide, dans le cas d'extractions uniformes sur tous les PEs. (b) Représentation de la non uniformité de l'émission dans le cas de 3 PEs avec une efficacité d'extraction uniforme de 10%.

Comme montré par la Figure II-31 (b), on peut voir que les derniers points d'émission sont alimentés par moins de puissance que les premiers, ce qui cause une diminution de la puissance extraite. Pour pallier à cet effet, il est nécessaire d'utiliser une technologie dont la puissance extraite puisse être modulée électriquement.

De manière à définir les efficacités nominales nécessaires pour obtenir une extraction uniforme, j'introduis l'efficacité maximale d'extraction permise par une technologie (notée η_{max}). Cette efficacité permet de fixer l'efficacité du dernier PE d'un dispositif car pour obtenir une extraction uniforme il est préférable d'utiliser l'extraction maximale à la fin du guide. Cela permet de compenser la perte cumulée de puissance (due à l'extraction) sur les autres PEs.

A partir de la puissance maximale d'efficacité et du nombre de PEs le long d'un guide (noté N), il est possible d'estimer la puissance nominale de chaque PE pour permettre une extraction uniforme :

$$\eta_n = \frac{\eta_{max}}{1 + \eta_{max}(N - n)} \quad (2.34)$$

La Figure II-32 (a), représente l'évolution de la puissance nominale d'extraction le long d'un guide comportant 10 points d'extraction actifs pour plusieurs efficacités maximales.

La Figure II-32 (b) donne l'exemple des trois premiers PE d'une architecture dont l'efficacité de chaque point est définie pour obtenir une extraction uniforme à l'aide d'une technologie permettant d'extraire au maximum une valeur $\eta_{max} = 10\%$. Ce type d'architecture permet d'extraire environ la moitié de la puissance totale d'un guide d'onde ($10 \times 5.2\% = 52\%$), en utilisant des efficacités d'extraction nominales variant de 5% à 10%.

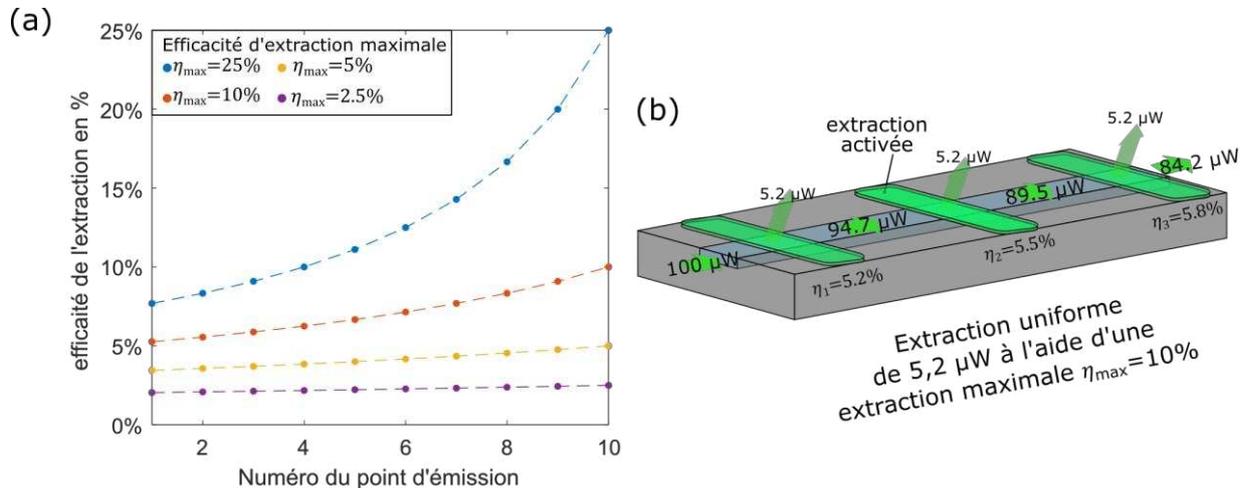


Figure II-32 : Efficacité d'extraction nécessaire pour obtenir une extraction uniforme sur un composant pour différentes extractions maximales pouvant être atteintes. (b) Représentation de l'utilisation de différentes valeurs d'efficacité d'extraction pour obtenir une extraction uniforme de 5.2%.

Dans le cas idéal, la variation de l'efficacité devrait pouvoir varier de 10% à 100% ce qui permettrait d'exploiter toute la puissance insérée dans le guide ; toutefois une extraction aussi forte semble difficile à atteindre. Meynard.B [84], a réalisé des simulations d'un guide d'onde, avec les mêmes dimensions que celles utilisées, gravées totalement pour réaliser un réseau d'extraction avec une période de 400 nm. Dans ces simulations il est montré que pour extraire toute la puissance d'un guide (i.e. 50% de la puissance extraite vers le haut et vers le bas dans le cas d'un réseau classique) il est nécessaire d'utiliser 35 périodes. Ce nombre de périodes correspond à une longueur d'extraction de 14 µm. Dans le cas de l'utilisation de 10 périodes (c'est-à-dire d'une longueur d'extraction de 4 µm), l'auteur rapporte une extraction d'environ 78%. Toutefois le réseau réalisé ici n'est pas activable car la gravure réalisée ne peut être modifiée. Dans le cas d'une structure activable les efficacités d'extraction seront beaucoup plus faibles.

Dans le cas de l'utilisation de réseaux d'extraction, la modulation de l'efficacité de l'extraction peut être faite de différentes manières. L'étude de l'équation (1.13) montre qu'il est possible de modifier la hauteur des dents pour réduire le recouvrement entre le réseau et le mode guidé. Il est également possible de modifier la longueur du réseau (ce qui impacte la taille des points d'émission). Enfin il est possible d'utiliser la superposition de deux réseaux créant un effet Moiré pour modifier l'intensité de l'onde émise [101].

Dans cette thèse, l'objectif d'extraction est une extraction constante d'environ 10% de la lumière entrante sur une distance inférieure à 10 µm (idéalement 4 µm). Cette efficacité d'extraction permettra de réaliser un dispositif avec une uniformité correcte tout en évitant une perte trop importante de puissance en fin de dispositif (48% de perte en fin de dispositif).

Extinction de l'extraction

Dans le cas du dispositif développé, les PEs d'une même DPE sont séparés par plusieurs autres PEs appartenant à des DPE différentes. Lors de l'activation d'une DPE, les points intermédiaires doivent être désactivés pour éviter une émission parasite. Dans le cas d'un dispositif composé de 150 groupes d'électrodes, les PEs d'une même DPE seront séparés par 149 points en moyenne. Dans le cas où la technologie utilisée aurait un défaut d'extinction de l'extraction causant une perte de 0.5% de la puissance à chaque point d'émission désactivé, alors la puissance entre deux PEs diminuera de 50%.

La Figure II-33 (b) montre l'évolution de la puissance perdue entre deux points d'une même DPE pour différents niveaux d'extraction parasite et pour différents nombres de points d'extraction parasite.

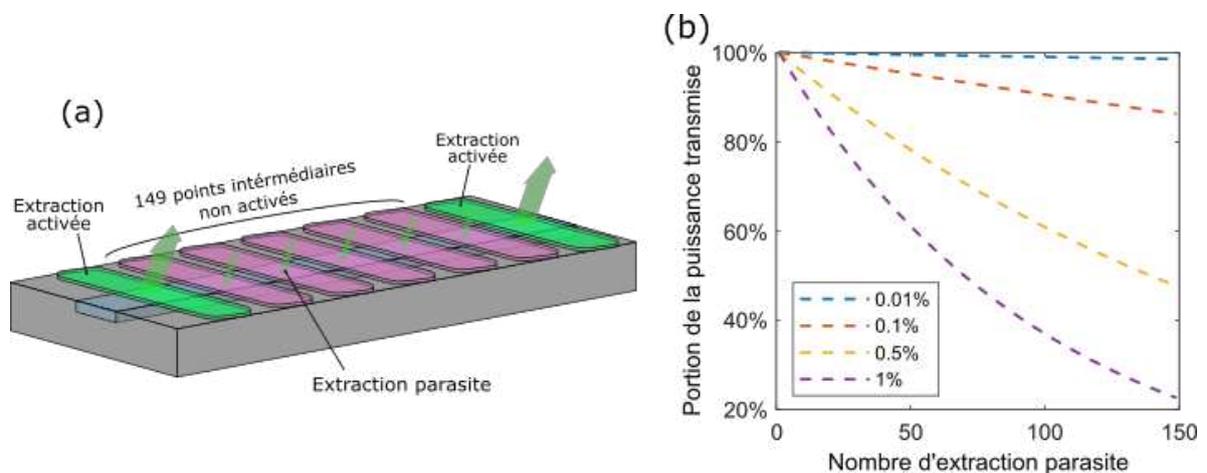


Figure II-33 : (a) Représentation de la perte de puissance entre deux PEs d'une même DPE du fait d'extractions parasites par des points d'émission normalement désactivés. (b) Evolution dans la puissance transmise entre deux points d'extraction d'une même DPE en fonction de la proportion de perte parasite dans le cas de 149 PEs entre ces deux points.

Ainsi l'extraction des pixels parasites doit être limitée au maximum pour éviter de potentielles pertes de puissance entre les PEs activés. Une perte de 0,01% de la puissance guidée sur chacun des PEs désactivés permet de conserver 98,5% de la puissance dans le guide entre deux points d'extraction dans le cas de la présence de 150 PEs désactivés entre deux points d'une même DPE. Il est en théorie possible de réduire ce nombre de PEs en reprochant les points d'une même DPE, toutefois cela impactera la taille globale de la pupille d'émission et donc la taille du spel projeté. La perte de de puissance envisagée est à comparer avec les pertes typiques de guidage dans les guides d'onde utilisés. Dans le cas des guides d'ondes réalisés au CEA, les pertes des guides sont $13 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$ ce qui équivaut à une perte de 0.3% sur une distance de $10 \mu\text{m}$ (taille maximal des structures d'extraction envisagées). Toutefois des travaux [126] ont montrés qu'il était possible de réaliser des guides avec des matériaux semblables à ceux utilisés au CEA, mais avec des pertes de $7 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$ (soit 0.16% de perte sur $10 \mu\text{m}$). Dans le cas de guides plus large cette perte peut même être réduite à des valeur inférieur à $3 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$ permettant d'atteindre une perte de 0.07% de la puissance sur $10 \mu\text{m}$. Au vue des pertes de propagation pouvant être obtenus dans les technologies

utilisant des guides d'onde en SiN, il n'est pas nécessaire d'atteindre des pertes par extraction inférieures à 0.01% par PE désactivé.

Après les différentes considérations de cette partie, je décide dans la suite de ce travail de thèse de cibler une efficacité d'extraction maximale de 10% qui permet l'obtention de caractéristiques d'efficacité globale convenable. L'efficacité reste assez peu élevée ce qui permet de pouvoir envisager des briques d'extraction de petite taille. Concernant les pertes, cette partie à démontrer que des pertes de 0,05% à l'état OFF équivalent à un contraste de 1 :200 permettaient d'éviter des effets de perte parasite, c'est donc ce taux de perte qui est cibler dans ce travail de thèse.

La Figure II-34 montre l'évolution de la puissance dans un tel système entre les PEs dans le cas de 10 PEs. L'efficacité d'extraction de chaque point a été déterminée à l'aide de l'équation (2.34) sans prendre en compte l'effet de pertes de puissance entre les PEs activés. Cela cause une légère non-uniformité de la puissance extraite sur les PEs, cette puissance varie de 5,43 μW à 5,08 μW . Ainsi dans le cas considéré ici, l'extraction varie de moins de 7% de sa valeur nominale, elle est donc considérée comme uniforme. On peut voir que pour ces paramètres 50 % de la puissance est extraite du dispositif.

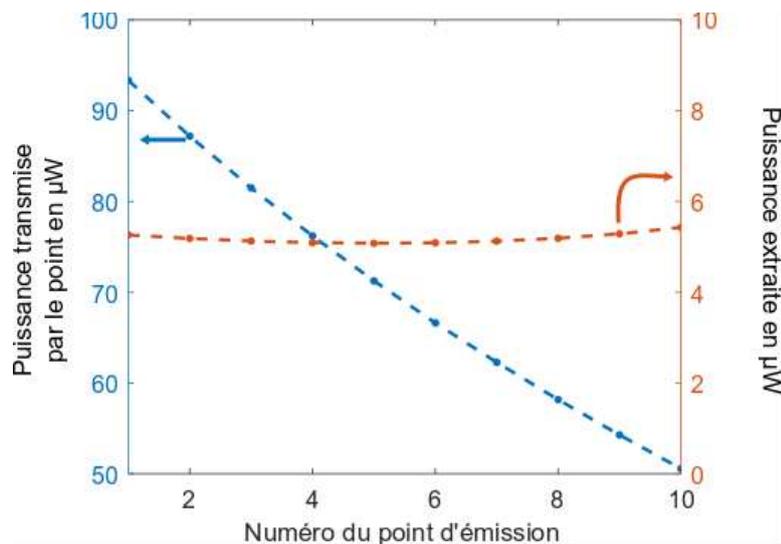


Figure II-34 : Pour une puissance initiale de 100 μW , calcul de la puissance extraite, ainsi que de la puissance transmise par les points d'un dispositif cible en fonction des numéros PEs de ce dispositif.

Dans la prochaine partie, j'explore plusieurs technologies de photonique active permettant de contrôler de manière électrique des caractéristiques d'extraction.

IV.B Etat de l'art des briques d'activation

Il existe d'ores et déjà dans l'état de l'art plusieurs technologies permettant de réaliser un contrôle dynamique des caractéristiques de fonctions optiques dans des circuits de photonique intégrée. Dans cette partie, je vais développer trois de ces technologies et évaluer si leurs caractéristiques permettent de répondre aux problématiques de notre projet.

IV.B.1 Utilisation d'effets thermo-optiques

Une première solution souvent exploitée pour la réalisation de composants photoniques actifs est d'utiliser des matériaux thermo-optiques [102], [103]. Ces matériaux ont un indice de réfraction pouvant changer lors d'une modification de la température. La plupart des matériaux possèdent des effets thermo-optiques avec des variations de l'indice différentes selon leur nature. On peut donner l'exemple du SiO_2 dont l'indice de réfraction varie de 1.10^{-5} par degré [104]. En utilisant des composants conducteurs, tel que le Chrome-Nickel (CrNi) ayant la particularité de chauffer lors de l'application d'une tension, il est possible de causer un échauffement des composants photoniques entraînant une variation de l'indice de réfraction et donc des caractéristiques du composant.

L'équipe de Klitis et al. [105] propose d'utiliser un système photonique en Si encapsulé dans du verre associé à des chaufferettes en CrNi, pour des applications dans des longueurs d'onde infra-rouges (IR). Ce dispositif consiste en un réseau de Bragg permettant une réflexion de la puissance guidée pouvant être utilisée pour des fonctions de filtrages actifs. Le système proposé est représenté schématiquement à la Figure II-35 (a) : on peut y voir le réseau de Bragg, les chaufferettes et les PADs de contacts permettant l'application de tension.

Lors de l'activation des chaufferettes, l'indice de réfraction des modes guidés est modifié ce qui permet de modifier la longueur d'onde réfléchi par le système. La Figure II-35 (b) montre les résultats de cette modification de la longueur d'onde : comme on peut le voir, l'auteur démontre un changement de longueur d'onde de l'ordre de quelques nm.

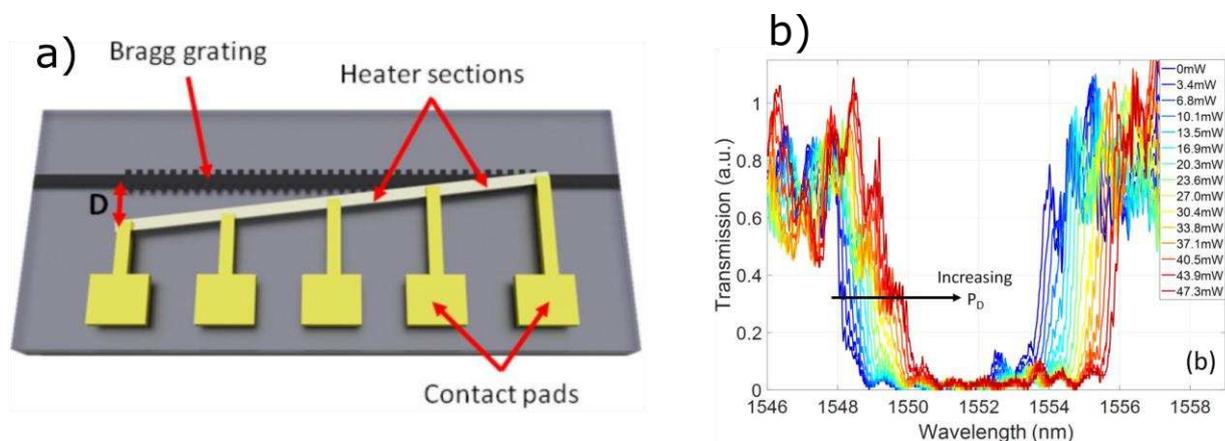


Figure II-35: (a) Représentation du dispositif de filtrage actif développé par Klitis et al [105], basé sur l'utilisation de l'effet thermo-optique pour modifier les caractéristiques de filtrage d'un réseau de Bragg de manière active. (b) résultats expérimentaux de la variation de la longueur d'onde transmise pour différentes tensions appliquées

L'application de cette technologie au dispositif étudié est limitée par plusieurs effets. Tout d'abord, comme on peut le voir à la Figure II-35 (b) le filtre n'est pas désactivé ; seules ses caractéristiques sont modifiées mais pas sa fonction. Ensuite la faible variation d'indice de réfraction cause de faibles contrastes entre les états activé et désactivé obligeant à réaliser des structures d'extraction longues pour observer des contrastes acceptables pour notre application. Enfin l'utilisation de chaufferettes en CrNi rendrait le dispositif opaque et impossible à utiliser pour une application de RA.

IV.B.2 Utilisation de plasmas de porteurs libres

Une méthode plus récemment développée pour des applications de photonique active est l'utilisation de la variation d'indice dû à un plasma de porteur libres. Certaines équipes proposent d'utiliser des jonctions PIN pour créer électriquement des accumulations de porteurs libres (électrons et trous) causant une variation locale de l'indice de réfraction (de l'ordre de 10^{-5}) [106]. Le fonctionnement de tels dispositifs à base de jonctions PIN est décrit plus précisément dans l'article de G.T. Reed [107].

Les Figure II-36 (a) et (b) montrent le dispositif de filtrage actif développé par l'équipe de Zhang et.al [108] : comme on peut le voir le dispositif est composé de deux réseaux de Bragg et d'une cavité Fabry-Pérot. L'utilisation des jonctions PIN permet ici de réaliser des modulations sur les indices effectifs des composants. La Figure II-36 (c) montre le résultat de la modulation du spectre réfléchi. Le contraste obtenu est meilleur que dans le cas de l'utilisation de l'effet thermo-optique précédemment décrit. Néanmoins, ici encore, le dispositif est réalisé à l'aide de matériaux opaques pour des applications dans le visible et les effets de variation d'indices sont trop faibles pour espérer obtenir des tailles de composants adaptées à notre application.

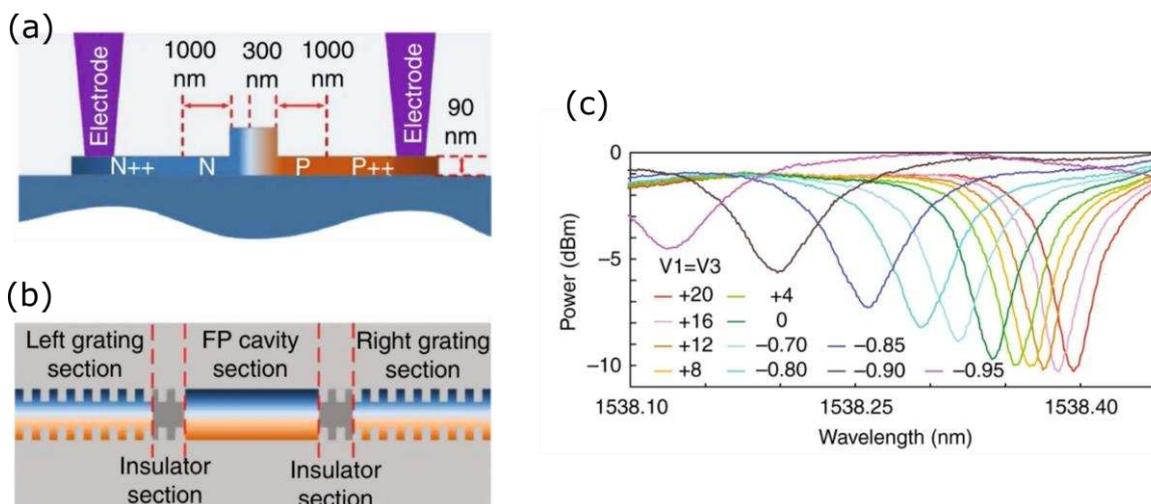


Figure II-36 (a) Représentation d'un guide d'onde en ruban avec un dopage électronique permettant de réaliser une jonction PIN. L'indice effectif du guide peut être modifié à l'aide de l'effet de plasma de porteurs libres. (b) dispositif de filtrage actif développé par l'équipe de Zhang et.al [108] basé sur l'effet de plasma de porteurs libres. (c) Résultats expérimentaux de la modification du filtrage obtenus à l'aide du dispositif (b) pour différentes tensions appliquées.

IV.B.3 Utilisation de cristaux liquides

Une autre solution envisageable est d'utiliser les propriétés de fortes biréfringences des CL pour modifier les propriétés des réseaux d'extraction. Comme on a pu le voir dans le Chapitre I, les CL sont des matériaux biréfringents, et électriquement activables. En utilisant une couche de CL en contact avec des guides d'ondes transportant une onde polarisée, il est possible de réaliser des fonctions optiques activables [62]–[64]

L'équipe de Buß et .al. [109] propose en 2013 d'utiliser le dispositif représenté à la Figure II-37 (a). Un guide d'onde plan et un réseau d'extraction réalisé dans une résine d'indice 1.58 sont recouverts d'une couche d'ITO (une électrode transparente) et d'une couche de CL (avec

des indices $n_o = 1.5$ et $n_e = 1.7$). En utilisant une seconde électrode transparente de l'autre côté de la couche de CL, il est possible de modifier l'orientation des CL et donc l'indice perçu par une onde polarisée. Cette modification de l'indice va créer une augmentation de la différence d'indice entre le réseau et le CL. Selon l'équation (1.13), cela va causer une augmentation de l'interaction avec le réseau causant une augmentation de l'extraction de la lumière.

La Figure II-37 (b) montre les résultats de l'activation et de la désactivation du réseau d'extraction dans le cas de la propagation d'une onde TE et d'une onde TM. On peut voir que les valeurs de contraste obtenues à l'aide de cette méthode sont faibles. Cela s'explique du fait de la persistance du contraste dans le réseau même lorsque ce dernier devrait être désactivé à cause d'une différence entre l'indice ordinaire du CL utilisé et l'indice du réseau.

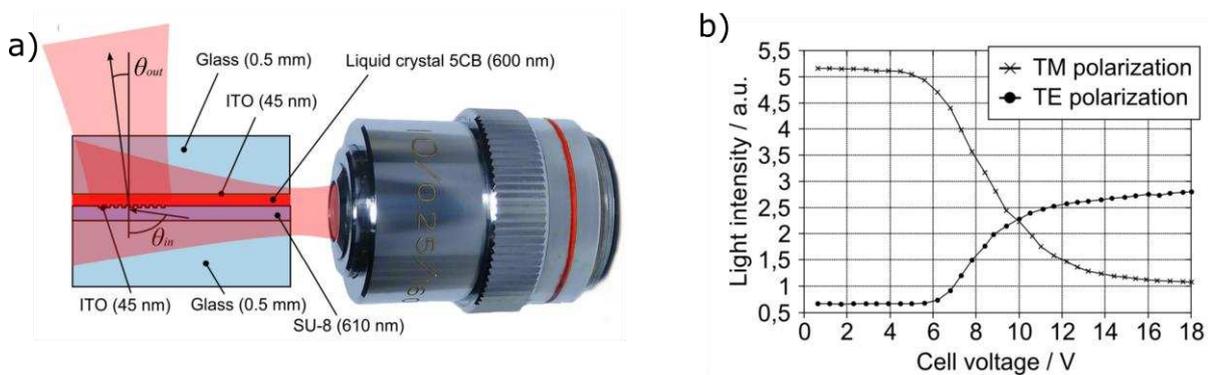


Figure II-37 : a) Représentation du dispositif développé par l'équipe de Buß et .al [109], un guide d'onde plan et un réseau d'extraction sont encapsulés dans une couche de CL permettant de moduler l'extraction. b) Mesure de la modulation de l'extraction en fonction de la tension appliquée pour une polarisation TE et TM.

Un avantage majeur d'une solution technologique basée sur l'utilisation de CL est la transparence de ces derniers qui permet la réalisation de dispositifs pour des applications de visualisation. Néanmoins l'architecture proposée par Buß et .al ne convient pas exactement aux caractéristiques recherchées pour notre dispositif pour deux raisons :

- La technologie est basée sur l'utilisation de guides d'ondes plans ce qui ne permet pas de réaliser un adressage des guides pour créer des DPE comme on souhaite le faire dans notre dispositif.
- L'auteur n'arrive pas à obtenir une extinction totale de l'effet d'extraction ni dans le cas TE ni dans le cas TM.

IV.C Approches d'activation proposées

Lors de ce travail de thèse deux approches d'activation ont été proposées pour réaliser une activation intégrée tout en répondant aux contraintes exposées dans la partie 4 de ce Chapitre. Dans ce travail de thèse j'ai pu étudier l'utilisation d'un CL pour modifier les propriétés physiques d'un réseau ou d'un guide.

Comme on a pu le voir précédemment on peut identifier certains paramètres clefs d'une structure de réflexion utilisant l'effet de Bragg. En effet l'équation (1.13) montre que l'intensité

réfléchi dépend notamment du recouvrement entre le réseau et le mode guidé ainsi que de la différence d'indice des dents du réseau. L'utilisation de cette formule permet une étude phénoménologique du fonctionnement des réseaux d'extraction. Le comportement des réseaux d'extraction suit une évolution similaire à celle des réseaux de Bragg. On propose donc d'utiliser la variation de l'indice des CL, induite par la modification de leurs orientations, pour modifier ces deux paramètres.

IV.D Modification de la différence d'indice des dents du réseau

Comme évoqué, l'équipe de Buß et al. [109], a obtenu une modulation de l'extraction depuis un guide plan en utilisant des cristaux liquide. Selon l'auteur cette extraction est causée par l'augmentation de la différence d'indice entre un réseau et son encapsulation en CL. Des recherches bibliographiques supplémentaires ont permis d'identifier les travaux de A. Hélot et al. [110] – [112]. Dans ces travaux, l'auteur expose l'utilisation de réseaux en résine, nano-imprimés sur des guides d'ondes plans, et encapsulés dans une couche de CL. L'indice de la résine utilisée ayant la particularité de pouvoir être modifié lors de sa fabrication, il est possible d'obtenir un réseau avec un indice de réfraction très proche de celui du CL. Ainsi lors de la modification de l'indice du CL, on obtient un accord entre les indices des dents et des creux du réseau. Cet accord fait disparaître le réseau d'un point de vue optique. Cette méthode permet d'obtenir une très bonne extinction du réseau dans le cas où l'indice du réseau serait modulé assez précisément. C'est également une solution technologique que nous avons étudiée.

Le fonctionnement de cette méthode d'effacement du réseau dépend de la polarisation utilisée et de l'orientation de cette polarisation par rapport aux cristaux liquides. Je représente à la Figure II-38 le cas de l'utilisation de polarisations TE et TM telles que définies dans le Chapitre I de ce manuscrit.

Dans le cas de la polarisation TE :

- Sans tension appliquée : les CL sont orientés à l'équilibre dans le sens des réseaux. La polarisation est parallèle au substrat et perçoit un indice extraordinaire. Cet indice entraîne un fort contraste entre les dents du réseau créant une extraction du mode guidé.
- Lorsqu'une tension est appliquée : les CL sont orientés verticalement, le mode perçoit un indice ordinaire. Si l'indice du réseau a été bien contrôlé à sa fabrication, on observe un accord d'indice entre le réseau et son encapsulant permettant d'effacer l'effet d'extraction.

Dans le cas d'une polarisation TM, le principe de fonctionnement est inversé

- Sans tension appliquée : les CL sont également orientés parallèles au réseau ; le mode se propageant avec une polarisation perpendiculaire au substrat perçoit un indice ordinaire, effaçant le réseau.
- Lorsqu'une tension est appliquée : les CL s'orientent verticalement. Le mode perçoit un indice extraordinaire, activant l'extraction du mode.

Ainsi l'utilisation du mode TM présente l'avantage d'être dans une configuration dite « normally OFF », c'est-à-dire où les PEs sont désactivés au repos. Cette configuration est avantageuse pour notre application embarquée où la consommation de puissance est un aspect clef.

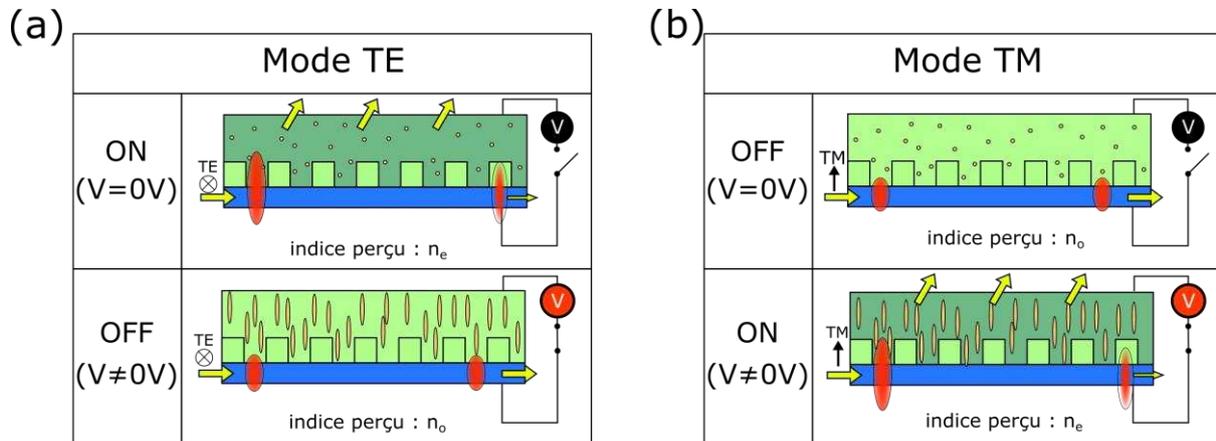


Figure II-38 : Représentation du fonctionnement théorique d'une brique d'extraction activable fonctionnant sur le principe d'effacement d'un réseau. (a) Dans le cas TE, (b) Dans le cas TM.

En théorie il serait également possible d'utiliser une configuration inverse avec un réseau dont l'indice correspond à l'indice extraordinaire du CL. Néanmoins, la configuration que nous avons choisie a pour avantage de confiner le mode dans le guide lors de l'effacement du réseau du fait du faible indice de l'encapsulant. Cet effet de confinement est décrit de manière graphique à la Figure II-38.

Plusieurs interrogations sont soulevées par A. Heliot et. al dans ses travaux, telles que la diffusion de l'onde guidée par les CL dans certaines configurations ou les tensions d'adressage nécessaires pour obtenir une extinction satisfaisante du réseau. Malgré ces interrogations cette méthode d'adressage semble pouvoir être adaptée à notre cas d'application de projection rétinienne.

Du point de vue de la fabrication, l'architecture envisagée semble être réalisable par les moyens du CEA Leti, notamment grâce aux outils de salle blanche. Seule la fabrication du réseau avec un indice précis défini par le CL utilisé semble être un point bloquant technologiquement. Comme on pourra le voir dans le Chapitre IV, la fabrication de ce type de réseaux a donc été confiée à Solnil [113], [114], une start-up française issue de l'université de Marseille, spécialisée dans la nano-structuration de réseau avec indice contrôlable.

IV.E Modification du recouvrement entre le réseau et le mode guidé

Une seconde architecture est envisagée de manière à pouvoir réaliser des échantillons sans réaliser de réseaux dont la valeur d'indice doit être précisément accordée sur celle du CL. Cette architecture est présentée à la Figure II-39 : une couche de CL est utilisée en guise de superstrat du guide d'onde. En activant électriquement les CL, le mode guidé se déconfiner du cœur du guide et interagit avec un réseau d'extraction. L'indice du réseau n'a pas besoin de correspondre à l'indice du CL.

Un avantage de cette architecture est qu'il n'est pas nécessaire de contrôler précisément l'orientation des CL entre les dents du réseau mais seulement leur orientation proche du guide d'onde et au centre de la cellule. Ainsi l'activation peut être contrôlée à l'aide d'électrodes en configuration « In Plane Switching » (ou IPS) [115]. Cette configuration consiste à positionner les électrodes d'activation sur une seule des faces de la cellule. Dans le cas de l'application d'une tension l'orientation des CL sera modifiée mais restera parallèle au plan des substrats.

Cette configuration d'électrode a pour nous deux avantages.

- ⇒ Tout d'abord, elle permet de limiter les effets mécaniques de surface des CL dans le cas de l'utilisation de faibles épaisseurs de CL. En effet les CL s'orienteront plus facilement lors d'une rotation dans le plan du substrat que lors d'une rotation perpendiculaire à ce dernier.
- ⇒ Ensuite cet adressage permet d'éviter la fabrication d'électrodes sur le substrat photonique ce qui permet l'utilisation des substrats photoniques vierges déjà existant.

Un désavantage de cette configuration d'adressage est l'incapacité d'utiliser la polarisation TM. En effet, cette polarisation percevra uniquement un indice ordinaire avec ou sans tension appliquée.

La Figure II-39 représente le fonctionnement simplifié de la structure d'activation par déconfinement du mode guidé dans le cas de l'utilisation d'une polarisation TE et d'un adressage IPS :

- ⇒ Sans tension appliquée : les CL sont orientés à l'équilibre dans le sens des réseaux. Ainsi le mode se propageant avec une polarisation parallèle au substrat perçoit un indice extraordinaire, ce qui entraîne un fort déconfinement du mode guidé et une interaction avec le réseau d'extraction
- ⇒ Lorsqu'une tension est appliquée : les CL sont orientés dans le plan de la cellule mais perpendiculaires au réseau et à la polarisation du mode TE. Ainsi le mode perçoit un indice ordinaire augmentant le confinement du mode dans le guide et réduisant l'interaction avec le réseau.

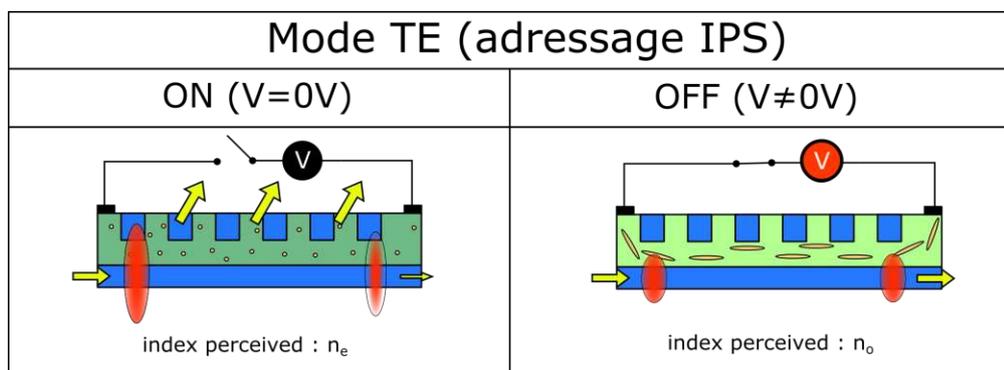


Figure II-39 : Représentation du fonctionnement théorique d'une brique d'extraction activable fonctionnant sur le principe par déconfinement du mode guidé, dans le cas TE avec un adressage IPS. A gauche sans tension l'extraction est activée, à droite sous tension l'extraction n'est pas activée

Thèse : Études des éléments d'interface pour l'activation d'hologrammes pixélisés, application à la projection rétinienne.

Comme on pourra le voir dans le Chapitre IV, des simulations permettent de montrer qu'il est nécessaire d'utiliser une fine épaisseur de CL pour obtenir des contrastes intéressants. La nécessité de cette fine épaisseur m'a conforté dans l'utilisation d'un adressage IPS.

Conclusion du Chapitre II

Ce second Chapitre a permis de décrire et d'expliquer le principe d'auto-focalisation de l'œil, principe à la base du composant de projection rétinienne développée au CEA Leti. J'y ai notamment présenté une méthode de simulation permettant d'anticiper le résultat de la projection d'images par des distributions de points d'émission. Après avoir décrit le procédé d'écriture des hologrammes pixélisés, les simulations sont étendues au cas de ces hologrammes dans le cas de distributions périodiques et aléatoires. Ces simulations permettent de mettre en évidence les interférences croisées entre les pixels émis simultanément par une même source laser. Une stratégie d'organisation des pixels est proposée pour réduire l'impact de ce type d'interférences dans un dispositif futur.

De manière à réaliser une étude de l'activation des hologrammes pixélisés, un banc de lecture des hologrammes est proposé. Ce banc se base sur un masque en amplitude utilisé pour adresser certains groupes d'hologrammes. J'ai donc investigué deux solutions d'adressage en optique à espace libre, une solution basée sur une matrice de micro miroirs orientables et une solution de matrice de lames retardatrices activables basées sur des CL. C'est cette deuxième solution qui est retenue pour le banc d'activation du fait du faible impact de cette technologie sur le front d'onde du faisceau. J'ai également détaillé la méthode d'adressage qui sera utilisée par la suite pour adresser des distributions périodiques d'hologrammes en optique à espace libre. Ces éléments de conception ont été mis en œuvre comme décrit au chapitre III, où sera présenté l'ensemble des résultats expérimentaux sur ce mode d'activation.

Dans une dernière partie, j'ai exploré les méthodes d'adressages des hologrammes pixélisés en optique intégrée. Pour cela j'ai exposé les caractéristiques d'extraction nécessaires à la mise en œuvre d'un dispositif de projection rétinienne. Après avoir évoqué plusieurs pistes technologiques permettant l'activation de fonctions optiques en photonique intégrée, une brique d'extraction basée sur l'utilisation de CL a été retenue. A la suite de cette identification de brique technologique deux approches d'extraction sont envisagées et seront développées plus en profondeur dans le Chapitre IV.

CHAPITRE III :

Activation en optique espace libre

INTRODUCTION DU CHAPITRE III.....	89
I TEST DU BANC D'ACTIVATION EN OPTIQUE A ESPACE LIBRE	89
I.A Contraste du SLM	89
I.B Projection d'image	90
II ADRESSAGE PASSIF DES HOLOGRAMMES PIXELISES.....	92
II.A Système de lecture passif des hologrammes pixélisés	92
II.B Mesures de lecture passive	93
II.C Traitement de la mesure de lecture passive.....	97
II.D Modification de la taille de la pupille d'adressage.....	99
II.E Optimisations de la projection statique	99
II.E.1 Projection d'un carré complet	99
II.E.2 Modification du faisceau objet de l'écriture.....	100
III ADRESSAGE SELECTIF DES HOLOGRAMMES PIXELISES	103
III.A Adressage à l'aide d'un faisceau non structuré.....	103
III.B Adressage à l'aide d'un faisceau structuré.....	104
III.B.1 Adressage d'un motif sur une matrice non-uniforme	104
III.B.2 Adressage de motifs sur une matrice uniforme	106
III.B.3 Modification des conditions d'adressage	107
III.B.4 Adressage de divers motifs.....	110
IV ADRESSAGE SEQUENTIEL ET DYNAMIQUE	111
IV.A Projection avec traitement de la mesure	112
IV.B Projection sans traitement de la mesure.....	113
CONCLUSION DU CHAPITRE III	116

Introduction du Chapitre III

Dans ce troisième Chapitre j'aborde les résultats expérimentaux obtenus lors de l'adressage des hoels à l'aide du banc de lecture en optique en espace libre. Le but ici est de démontrer le fonctionnement du codage d'ondes planes avec différents angles dans des DPH, mais également de prouver la capacité à adresser de manière individuelle ou groupée ces DPH.

Tout d'abord, je réaliserai un test des capacités du banc de projection dimensionné pour l'adressage des hoels. Les caractéristiques observées sont le contraste du masque dynamique ainsi que la capacité de projection du montage 4f utilisés. Je réalise ensuite une étude de l'activation des hoels de manière passive, c'est-à-dire, sans utiliser le masque dynamique. Cette étude permet de mettre en évidence le fonctionnement de la projection d'une image avant d'envisager un possible adressage des DPH. Ces mesures vont également permettre une première étude des images projetées à l'aide des hoels, notamment concernant les effets des interférences croisées ainsi que l'impact de la pupille d'émission sur l'image.

Enfin dans un dernier temps, le masque dynamique sera utilisé pour réaliser des adressages actifs de DPH. Ces adressages permettront de mettre en évidence la possibilité de réaliser la projection dynamique d'images à l'aide d'échantillons d'hologrammes pixélisés spécifiques. Les caractéristiques dynamiques du SLM seront mises à profit pour réaliser un adressage dynamique et séquentiel des spels composant une image. Cette dernière expérimentation mettra en évidence la diminution des interférences croisées en illuminant les spels à des moments différents.

I Test du banc d'activation en optique à espace libre

I.A Contraste du SLM

Dans un premier temps je réalise une caractérisation du contraste pouvant être obtenu à l'aide du masque sélectionné (LCoS 6001 VIS de Holoeye). Le contraste est une caractéristique importante pour notre application, car un mauvais contraste impliquera une activation partielle des hoels que l'on ne souhaite pas activer lors d'une lecture. Ainsi il est nécessaire de quantifier le contraste global du dispositif et de chercher à l'optimiser.

Pour cela le montage de lecture holographique décrit au Chapitre II est modifié, comme représenté à la Figure III-1 (a), en positionnant un photodétecteur au niveau de la position prévue pour l'échantillon holographique. Les polariseurs utilisés pour obtenir une polarisation linéaire incidente sur le SLM et pour filtrer le faisceau sont des polariseurs (LPVISE100-A) de ThorLabs. Ces polariseurs permettent d'atteindre un taux d'extinction supérieur $1,4 \cdot 10^4$ pour des longueurs de 532 nm. Le premier polariseur est réglé à l'aide de l'angle de Brewster pour s'assurer une polarisation incidente verticale. Le second polariseur (l'analyseur) est réglé de manière à minimiser la puissance incidente sur le détecteur lorsque le SLM est remplacé par un miroir métallique. Ainsi on s'affranchit des effets du SLM et on assure l'orientation des polariseurs de manière perpendiculaire l'un à l'autre. La position de l'analyseur (entre les lentilles du montage 4f) est dictée par des contraintes mécaniques.

Une fois la mesure avec le miroir réalisé, ce dernier est remplacé par le SLM. De manière à maximiser le contraste du montage, je réalise une mesure de l'intensité lumineuse reçue par le photodétecteur en fonction de la tension appliquée : les résultats de cette mesure sont rapportés à la Figure III-1 (b).

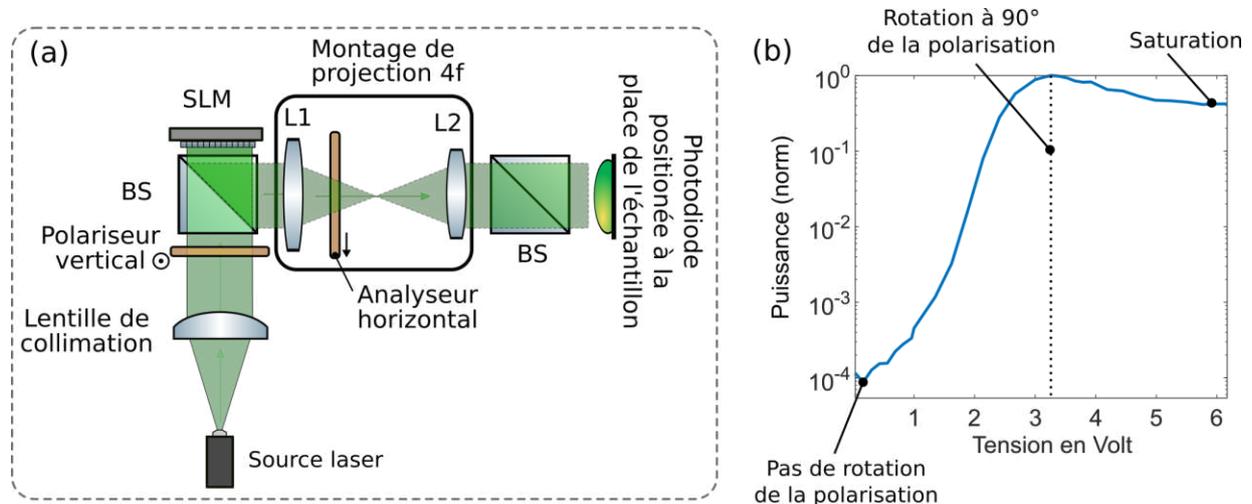


Figure III-1 : (a) Montage de mesure du contraste permis par l'utilisation d'un SLM, HES 6001 VIS, dans le montage de lecture des hologrammes pixélisés. (b) mesure de la puissance transmise par le montage en fonction de la tension appliquée au SLM

La Figure III-1 (b) montre qu'il est possible d'atteindre un très fort contraste d'environ $1:10^4$ à l'aide du composant sélectionné. On voit notamment que la puissance augmente très rapidement avec la tension jusqu'à atteindre un maximum, correspondant à une rotation de 90° de la polarisation. On observe ensuite une diminution plus lente de la puissance jusqu'à atteindre une saturation. La diminution de la puissance est due au passage de la polarisation d'un état linéaire vers un état elliptique du fait d'une trop forte biréfringence de la cellule. Le phénomène de saturation quant à lui est dû au fait que les CL sont d'ores et déjà orientés de façon horizontale pour des tensions de 5 V ; ainsi l'augmentation de la tension ne permet pas d'augmenter l'effet de biréfringence de la cellule.

I.B Projection d'image

Dans un second temps je réalise la projection d'images à l'aide du montage de lecture des hologrammes pixélisés pour confirmer la capacité d'adressage du montage. Pour réaliser cette mesure, le montage de lecture est modifié pour placer une caméra sans objectif dans le plan où est positionné l'échantillon holographique par la suite. La caméra utilisée est la caméra « UI-1490LE-M-GL » de la marque IDS avec une taille de pixel de $1,67 \mu\text{m}$. Ce montage représenté à la Figure III-2 (a) permet de vérifier la capacité du montage 4f à projeter l'image du SLM sur le plan de l'échantillon sans créer d'aberrations optiques trop importantes qui pourraient perturber l'adressage des hoels.

La Figure III-2 (b) représente le résultat de la projection d'un damier à l'aide d'une pupille de 5 mm de diamètre.

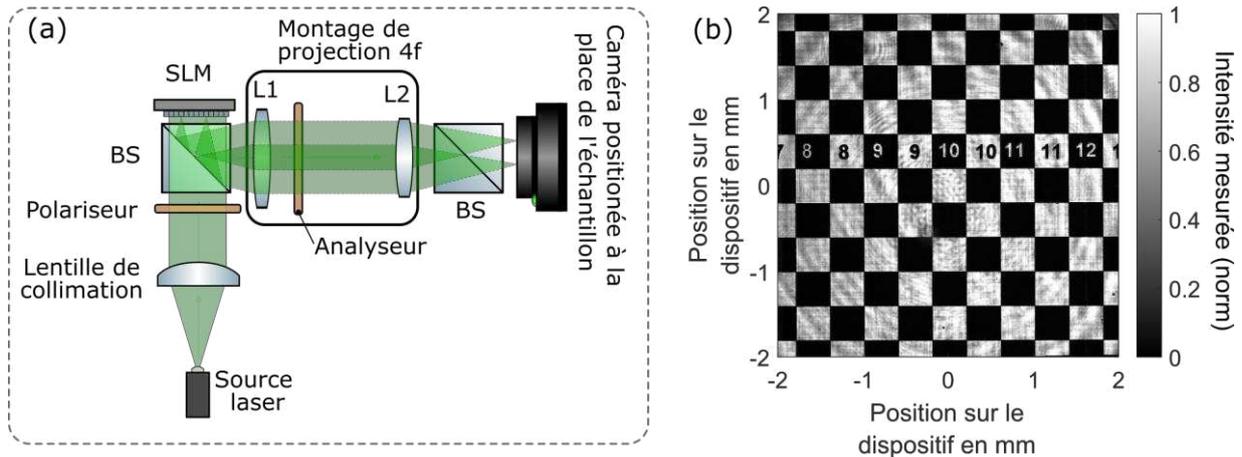


Figure III-2 : (a) Montage de caractérisation du système de projection dynamique utilisé dans le banc de lecture des hologrammes pixélisés. (b) Résultat obtenu à l'aide du montage en (a) de la projection d'un damier sur une pupille de 5 mm.

Comme expliqué précédemment, une pupille de 4 mm permet de réaliser les caractérisations des hologrammes pixélisés tout en respectant le critère de Rayleigh dans le cas des configurations d'écritures utilisées. L'observation de la Figure III-2 (b) permet de voir qu'il n'y a pas de distorsions notables de l'image dans un tel diamètre. On observe également des inhomogénéités circulaires que l'on attribue à des phénomènes d'aliasing liés aux différences de résolutions entre les pixels de la caméra et ceux du SLM.

On réalise ensuite la projection du motif d'adressage périodique telle que celui qui sera utilisés pour caractériser les hologrammes pixélisés, c'est-à-dire une grille de points avec une période de 270 μm . Le but ici est de vérifier la résolution de la projection de ce type de motif qui pourrait être sujet à des aberrations optiques ou des phénomènes de cross-talk électroniques.

La Figure III-3 représente les résultats de la projection de tels adressages à l'aide de différentes tailles de points allant de 1x1 pixels (soit 8 μm x 8 μm) à 4x4 pixels (soit 32 μm x 32 μm).

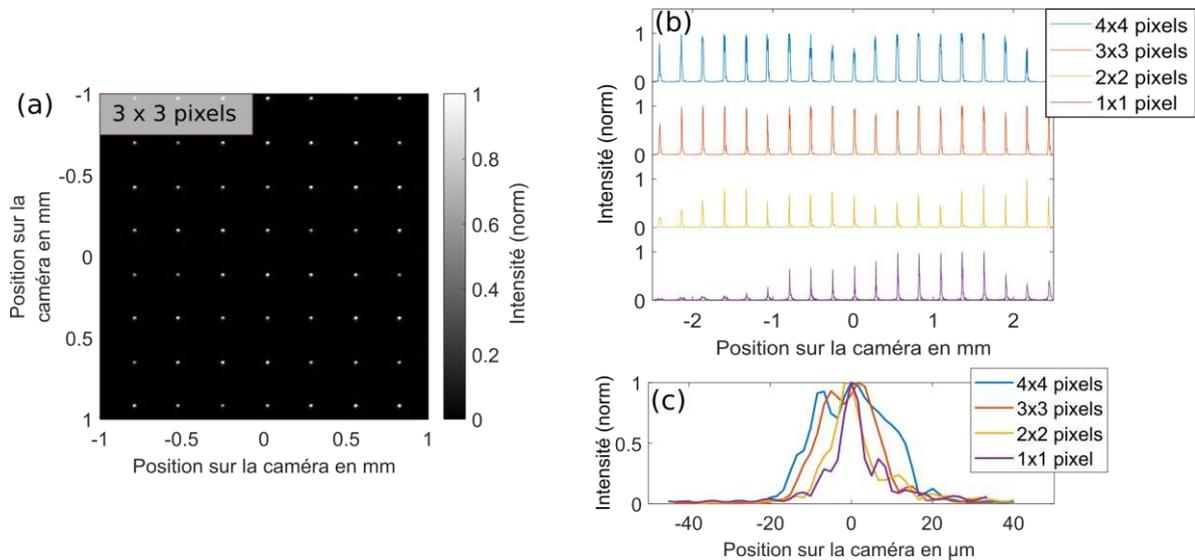


Figure III-3 : (a) Résultats de la projection d'une grille de points, composée de 3x3 pixels sur le SLM. (b) Coupes des intensités mesurées lors de la projection de grilles de points en utilisant différentes tailles de points allant de 1x1 pixels (soit $8 \mu\text{m} \times 8 \mu\text{m}$) à 4x4 pixels (soit $32 \mu\text{m} \times 32 \mu\text{m}$). (c) Mesure de la largeur des points projetés à l'aide du montage.

La Figure III-3 (b) représente les coupes des intensités obtenues pour la projection des différentes grilles d'adressages. Dans le cas de la projection de points de petites tailles (1x1 pixels et 2x2 pixels) on peut voir que la puissance des points n'est pas uniforme et qu'elle est notamment très réduite dans la partie gauche de la coupe. Pour les points de plus grandes tailles (3x3 pixels et 4x4 pixels), on observe une meilleure uniformité des points qui permettra d'obtenir un adressage acceptable des hologrammes.

En plus de l'uniformité de la grille projetée, on observe à la Figure III-3 (c) la taille des points projetés ; on sait que les hoels réalisés occuperont des zones de environs $27 \mu\text{m} \times 27 \mu\text{m}$. Dans le cas des points de 3 x 3 pixels on mesure une taille de point projeté d'environ $25 \mu\text{m}$ qui permet d'adresser quasi-totalement les hoels. Dans le cas de l'utilisation de 4 x 4 pixels on observe des points de $33 \mu\text{m}$, permettant d'adresser entièrement les hoels, mais pouvant créer une faible activation des hoels périphériques à ceux adressés.

Les mesures de contraste et de projection réalisées dans cette partie ont permis de confirmer la cohérence de l'utilisation du montage choisi pour réaliser un adressage des hologrammes pixélisés.

II Adressage passif des hologrammes pixélisés

II.A Système de lecture passif des hologrammes pixélisés

Le but de l'adressage passif est de réaliser une preuve de la capacité à reconstruire les ondes planes qui ont été enregistrées avec différentes directions angulaires dans un hologramme pixélisé. Pour cela, on utilise le banc représenté à la Figure III-4, qui est identique au banc de lecture des hologrammes pixélisés décrit au Chapitre II, à l'exception que le SLM a été remplacé par un miroir. Le faisceau n'étant pas modulé par le miroir, le montage de projection n'est pas nécessaire à la mesure ; néanmoins de manière à s'affranchir de possibles

différences entre le montage de lecture passif et le montage de lecture dynamique, les lentilles de projection sont conservées pour cette mesure passive.

Le système imageur permettant de relire les hologrammes pixélisés est composé d'une lentille de 100 mm de focale permettant d'obtenir une image avec un fort grossissement sur une caméra « UI-1490LE-M-GL » de la marque IDS. Cette caméra a la particularité d'avoir des pixels de petites tailles ($1,67 \mu\text{m}$) ce qui permet d'obtenir des images très résolues. Toutefois cette faible taille de pixel est choisie au détriment d'une faible dynamique de mesure (seulement 256 niveaux de gris) et d'une faible fréquence de fonctionnement (2 Hz).

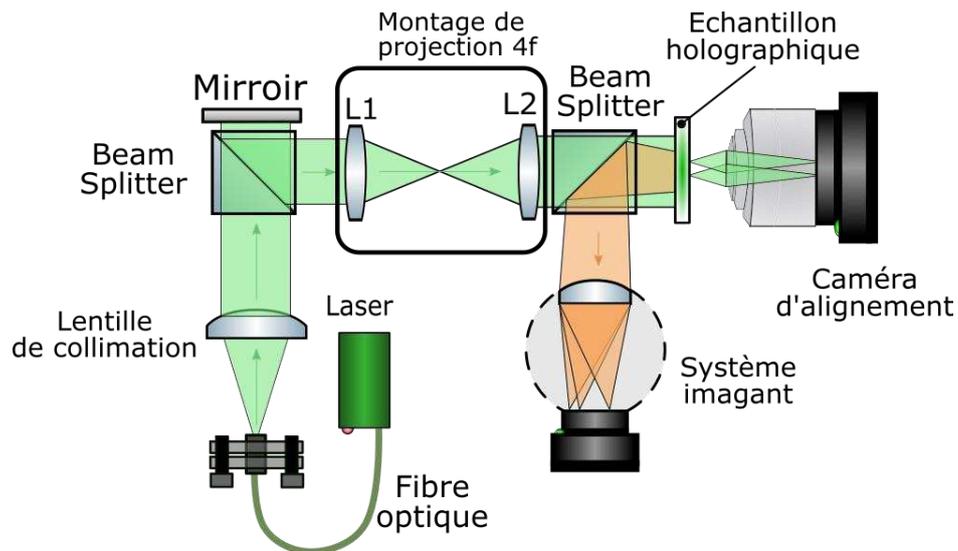


Figure III-4 : Banc passif de lecture des hologrammes pixélisés, basé sur le même principe que le banc de lecture dynamique, mais ici le SLM est remplacé par un simple miroir. Le reste du montage (Beam Splitter et montage de projection 4 f) est conservé pour s'affranchir de certaines différences de fonctionnement entre le banc dynamique et le banc passif.

Les échantillons d'études sont constitués de différents hologrammes pixélisés réalisés à l'aide d'un masque périodique tel que celui décrit à la Figure II-15 permettant d'écrire une grille d'hoels avec une période de $270 \mu\text{m}$. Chacune des distributions d'hoels est écrite pour coder un angle différent permettant de projeter un carré de 10×10 spels, dont les dimensions permettent d'éviter les recouvrements avec les ordres de diffractions dus à la périodicité des hoels.

II.B Mesures de lecture passive

J'étudie dans un premier temps un échantillon utilisant la méthode d'écriture sélective décrite à la Figure II-18. Lors de l'écriture on utilise un masque périodique pour réaliser des distributions d'hoels de $270 \mu\text{m}$ de période, et composées d'hoels de $27 \mu\text{m}$ espacés de $27 \mu\text{m}$. Comme décrit à la Figure II-18, seuls les hoels permettant de coder le motif « R » sont enregistrés sur l'échantillon.

La Figure III-5 représente le résultat de la lecture d'un tel échantillon hoels, lorsqu'il est illuminé par un faisceau collimaté de 4 mm de diamètre. La présence de la lettre « R » projetée sur le système imageur permet de confirmer le codage des angles dans la globalité de l'échantillon holographique. Comme anticipé par les simulations du Chapitre II, le motif de la lettre « R » est répété au fond de l'œil sous la forme d'ordres de diffraction du fait de la

périodicité des DPEs utilisées causant la formation d'ordres de diffractions de chacun des spels projetés.

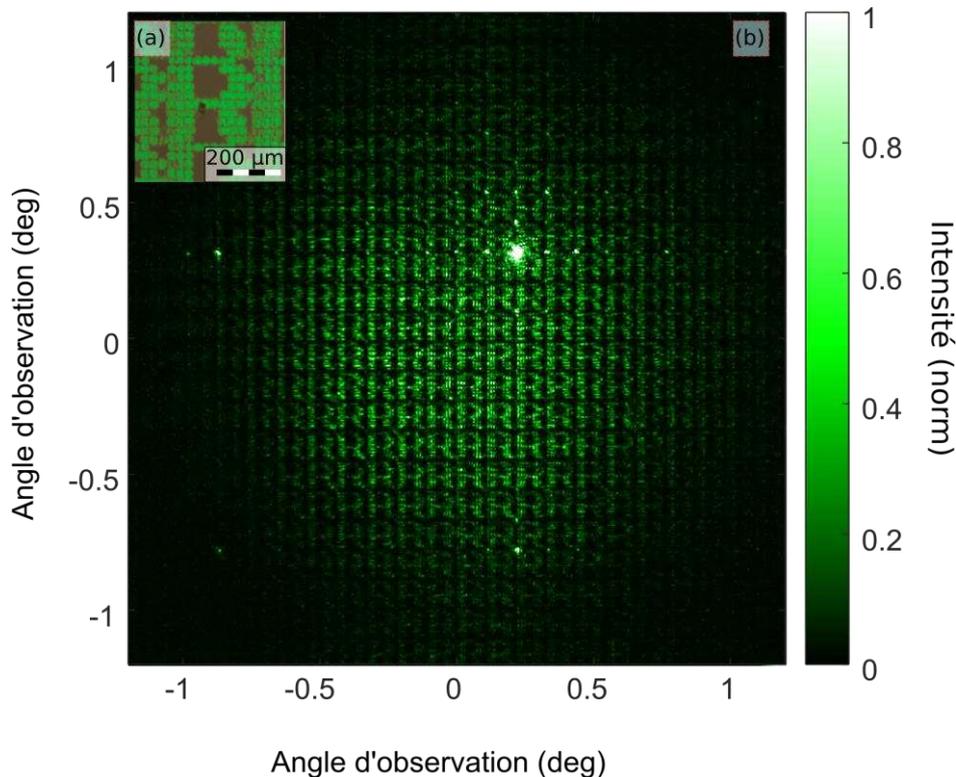


Figure III-5 : (a) Photographie du résultat de l'écriture d'un échantillon d'hologrammes pixélisés en réalisant une écriture sélective. (b) Résultat de la lecture de l'échantillon.

En plus des ordres de diffractions des spels projetés, on voit apparaître à la Figure III-5, des points de forte intensité proches de la zone où sont projetés les « R ». On note particulièrement la présence d'un point de forte intensité au centre de l'image, causée par la réflexion spéculaire du faisceau de lecture sur l'échantillon holographique et notamment sur l'interface air/hologramme. Autour de ce point de réflexion spéculaire on peut voir apparaître des ordres de diffractions. Comme on le verra à la suite ces ordres de diffraction ne sont pas associés au codage angulaire dans les hoels mais à la présence d'une perturbation périodique générée par la présence des hoels. La présence des hoels et des cellules d'hologrammes à cette interface va causer deux diffractions distinctes :

- Une première diffraction dont les ordres sont proches de l'ordre de la réflexion spéculaire. Cette diffraction est occasionnée par les cellules holographiques, formant des motifs périodiques se répétant avec une période de 270 μm, causant l'apparition d'ordres de diffraction avec un angle entre les ordres, équivalent à celle séparant les motifs « R » projetés.
- Une seconde diffraction causée par la grille dense de répartition des hoels : ces hoels sont éloignés de 27 μm pour permettre un pavage de 10x10 pixels de chaque cellule d'hologramme. Cette distance entre les hoels fait apparaître des ordres de diffraction plus éloignés les uns des autres que ceux dus à la diffraction des cellules d'hologrammes. L'équation (2.5), prévoit que l'espacement entre les ordres dus aux

hoels est 10 fois supérieur à celui des ordres dus aux cellules, ce qui est vérifié par la mesure.

La Figure III-5 met également en évidence la présence d'une limite à la diffraction des hologrammes pixélisés. En effet la projection des spels ainsi que de leurs ordres de diffraction est limitée dans une pupille d'environ 1 deg sur l'image enregistrée par le montage imageur. Cette zone de projection n'est pas centrée autour de la réflexion spéculaire ce qui indique que les spels ne sont pas projetés dans une direction normale à l'échantillon. Ainsi on confirme par cette observation la capacité des hologrammes pixélisés à rediriger le faisceau dans une direction différente de celle du faisceau incident. Cet effet peut être exploité pour obtenir des dispositifs avec de plus grands FOV tel qu'expliqué dans l'article de C.Martinez [116].

La taille de la zone de diffraction est caractérisée en réalisant une coupe de l'intensité enregistrée à la Figure III-5. Pour contourner la faible dynamique de mesure de la caméra, une mesure sur plusieurs temps de pose est nécessaire et permet d'augmenter de manière significative la précision de la mesure. Le détail de la réalisation de cette mesure et de la gestion des sources de bruits figure en Annexe (A.1).

Le résultat de la coupe ainsi obtenu est présenté à la Figure III-6 : ce résultat est obtenu en observant une coupe horizontale entre les motifs « R », en passant par le centre de la zone de diffraction. On voit apparaître un signal bruité du fait d'un speckle dans la mesure, causé par les interférences entre le signal des spels et des réflexions perturbatrices sur les différents éléments du montage. La mesure est donc lissée à l'aide d'une moyenne glissante, permettant d'obtenir la courbe en pointillé représenté à la Figure III-6. Comme expliqué dans le Chapitre II la taille de cette courbe est liée à la taille des points d'émission (ici les hoels). De manière à réaliser une estimation de la taille des hoels, la mesure du bruit lissé est comparée à une fonction de la forme de l'équation (3.1).

$$f(\phi) = A * sinc^2 \left(\frac{\pi(\phi - B)a}{\lambda} \right) + D \quad (3.1)$$

Où A et D sont des constantes sans unité à déterminer, B une constante de la dimension d'une longueur également à déterminer et enfin a la taille estimée des hoels.

L'algorithme de correspondance permet de donner une largeur de PE de 22 μm ce qui peut s'expliquer par le fait que les hoels ne sont pas jointifs dans l'échantillon utilisé.

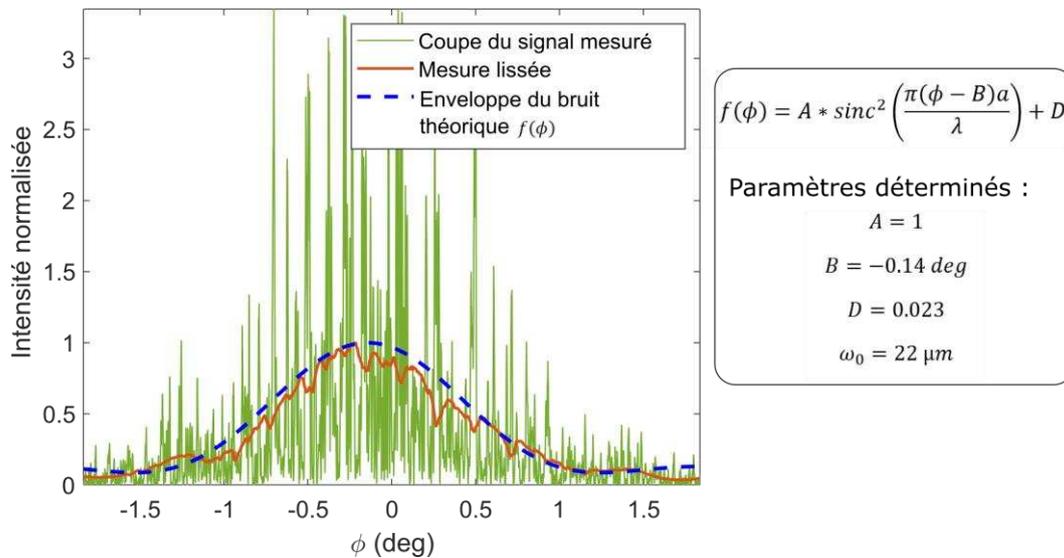


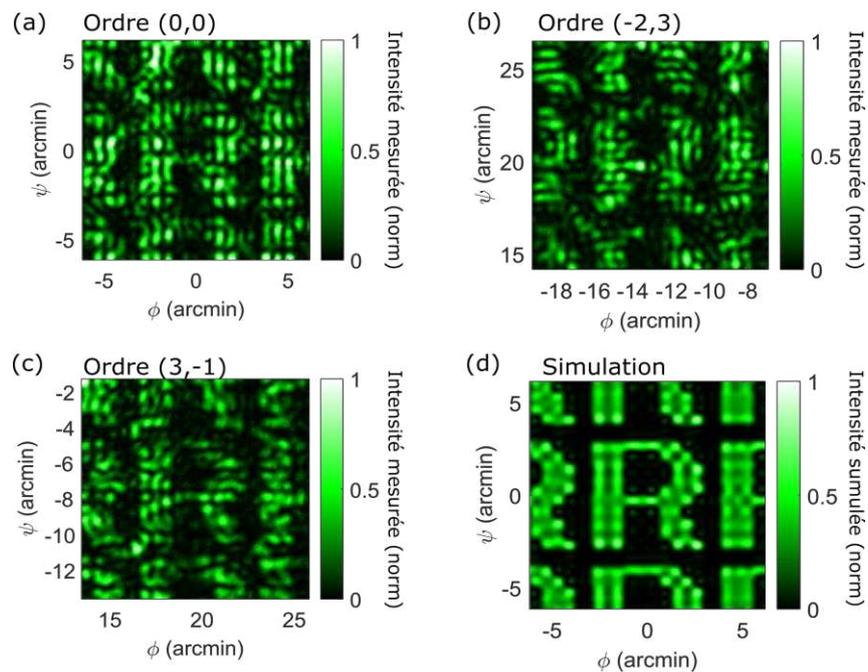
Figure III-6 : Coupe horizontale de l'intensité mesurée lors de lecture passive d'un échantillon d'hologrammes pixélisés. La coupe est réalisée entre les motifs « R » projetés, on voit toutefois apparaître des pics de fortes intensités du fait du speckle dû aux interférences.

De manière à caractériser plus précisément les spels projetés par l'échantillon lors de la lecture passive, je m'intéresse aux motifs obtenus lors de cette relecture. Les Figures III-7 (a), (b) et (c) représentent le résultat de l'extraction de plusieurs des ordres de diffractions obtenus à la Figure III-5. Ces images projetées sont comparées avec la simulation de la projection de la lettre « R », en prenant en compte les interférences croisées entre les spels projetés, représentées à la Figure III-5 (d).

On peut voir que les résultats expérimentaux font apparaître des motifs globalement plus bruités que ceux prévus par la simulation. Cette augmentation du bruit a été investiguée par le laboratoire et semble provenir des interférences entre le signal et des réflexions sur les hologrammes pixélisés, ainsi que sur le film protecteur de ces hologrammes. Ces surfaces créent des réflexions s'apparentant à une réflexion sur une surface rugueuse, créant du speckle dans la mesure. On note également que sur certains des ordres de diffraction du motif, les spels sont moins jointifs que dans le cas de la simulation, où la quasi-totalité des spels se rejoignent.

Cela peut s'expliquer par la combinaison de deux effets :

- Un effet de speckle, causé par le passage dans les optiques du montage ainsi que par les réflexions sur les couches de l'échantillon. Ce speckle intervient de manière non contrôlée dans la formation de l'image et cause des perturbations du champ électrique de l'image se traduisant par une modification de l'intensité.
- Le déphasage relatif entre les spels projetés qui n'est pas pris en compte dans la simulation représentée à la Figures III-7. En effet, lors de l'écriture des hologrammes pixélisés, les modifications des angles des faisceaux objets sont réalisés par des mouvements mécaniques de la fibre en amont du système optique. Ce sont certainement les mouvements de la fibre et de l'échantillon entre les écritures introduisent des déphasages aléatoires entre les spels projetés causant une modification des interférences croisées entre ces spels.

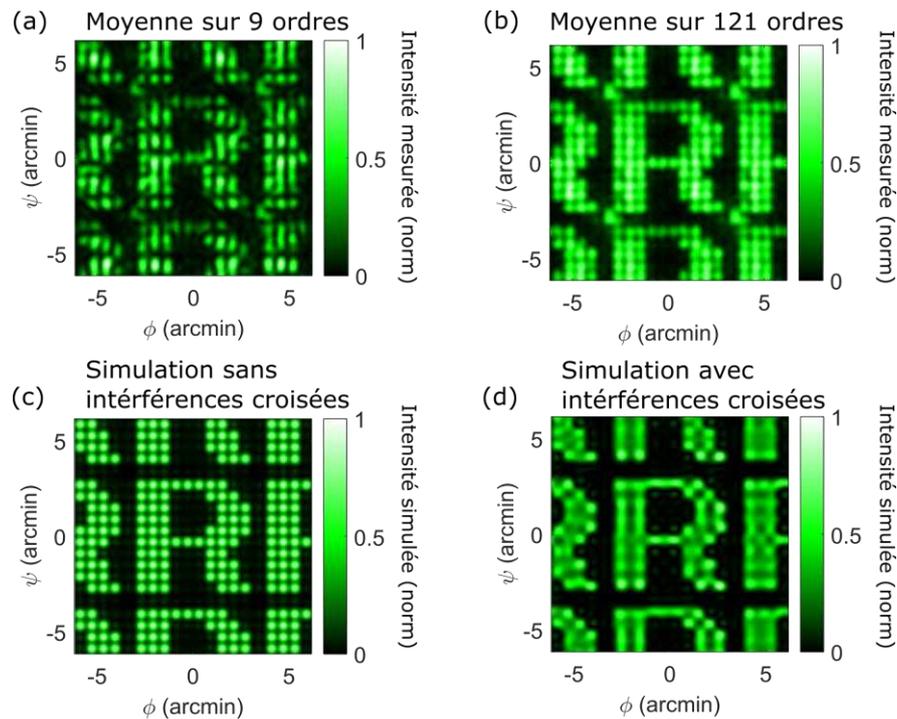


Figures III-7 : (a), (b) et (c) Extraction de plusieurs ordres de diffractions du motif « R » projeté lors de la relecture passive d'un échantillon d'hologramme pixélisé. (d) Résultat de la simulation de la projection du motif « R » obtenu en prenant en compte les effets d'interférences croisées mais sans déphasage entre les DPEs.

Comme le montrent les Figures III-7 (a), (b), et (c), le speckle dû aux interférences ne permet pas une caractérisation précise de la position et de la taille des spels projetés. Dans la partie qui suit, on utilise une méthode de moyenne sur les ordres de diffraction pour s'affranchir des effets de speckle des interférences croisées.

II.C Traitement de la mesure de lecture passive

Les Figures III-7 (a), (b), et (c), montrent l'intensité des motifs projetés dans les ordres est différente. On peut voir notamment que certains spels jointifs dans certaines images sont isolés dans d'autres ordres. Ainsi pour s'affranchir des perturbations dues au speckle, il peut être intéressant de moyenner les intensités mesurées des ordres du motif projeté. Les Figures III-8 (a) et (b) représentent le résultat obtenu en réalisant la moyenne de l'intensité de respectivement 9 et 121 motifs diffractés ; je représente également les simulations, avec et sans interférences croisées de la projection du motif « R ».



Figures III-8 : (a) et (b) résultats du traitement de la mesure passive de lecture d'un échantillon d'hologrammes pixélisés, obtenus en moyennant respectivement 9 et 121 ordres de diffractions du motif « R ». (c) et (d) résultats de la simulation de la projection de la lettre « R » sans et avec la prise en compte des interférences croisées.

Comme on peut le voir sur la Figures III-8 (a), le traitement de l'image réalisé permet dans un premier temps de réduire la présence du speckle dans les zones où les spels ne devraient pas être projetés notamment entre les motifs. En augmentant le nombre d'ordres dans la moyenne, comme c'est le cas pour la Figures III-8 (b), on peut voir que le traitement de l'image permet de faire apparaître distinctement les spels projetés.

L'image traitée ainsi obtenue est comparable à celle simulée à la Figures III-8 (c) qui montre une reconstruction sans interférences entre les DPEs. Les caractéristiques des spels projetés, aussi bien dans leurs tailles que dans leurs positions, sont très semblables entre ces deux figures contrairement au cas de la figure III-7 (d). On note toutefois quelques différences entre ces deux images :

- Tout d'abord, on peut voir apparaître une non-homogénéité des spels projetés dans le cas de la mesure expérimentale. On note notamment que la première ligne de spels est moins intense que le reste du motif. Cela peut s'expliquer par le fait que lors de la phase d'écriture le matériau holographique suit un comportement non homogène, avec des hoels moins intenses au démarrage de l'écriture (visible en Figure III-4 (a)) [87].
- Ensuite, on peut voir apparaître un pixel intense en dehors des spels projetés, dans la partie haute à gauche du motif « R ». La période de ce spel parasite est la même que les motifs projetés ce qui explique la conservation de ce signal parasite même après traitement de la mesure. Son alignement avec le signal spéculaire indique qu'il correspond à la diffraction par réflexion spéculaire du faisceau sur tous les hoels considérés comme une perturbation périodique indépendante de leur codage angulaire.

Comme expliqué au Chapitre II, les caractéristiques des spels projetés dépendent des caractéristiques du faisceau de lecture et notamment de la taille de la pupille d'adressage.

II.D Modification de la taille de la pupille d'adressage

La Figure III-9 montre les résultats de la lecture passive d'un échantillon d'hologrammes pixélisés à l'aide de faisceaux de lecture de différentes tailles. La taille du faisceau de lecture impacte la taille des spels projetés selon la formule de la tâche d'Airy. Ainsi, plus le faisceau de lecture sera large, plus les pixels seront résolus : cet effet est confirmé par la mesure attestant que seule la relecture avec une pupille de 4 mm permet de distinguer les spels. Dans le cas des pupilles de 3 mm et 2 mm, il est encore possible de distinguer la forme du motif mais on observe un fort recouvrement des spels entre eux. Enfin dans le cas de la pupille de 1 mm, le motif n'est quasiment plus visible.

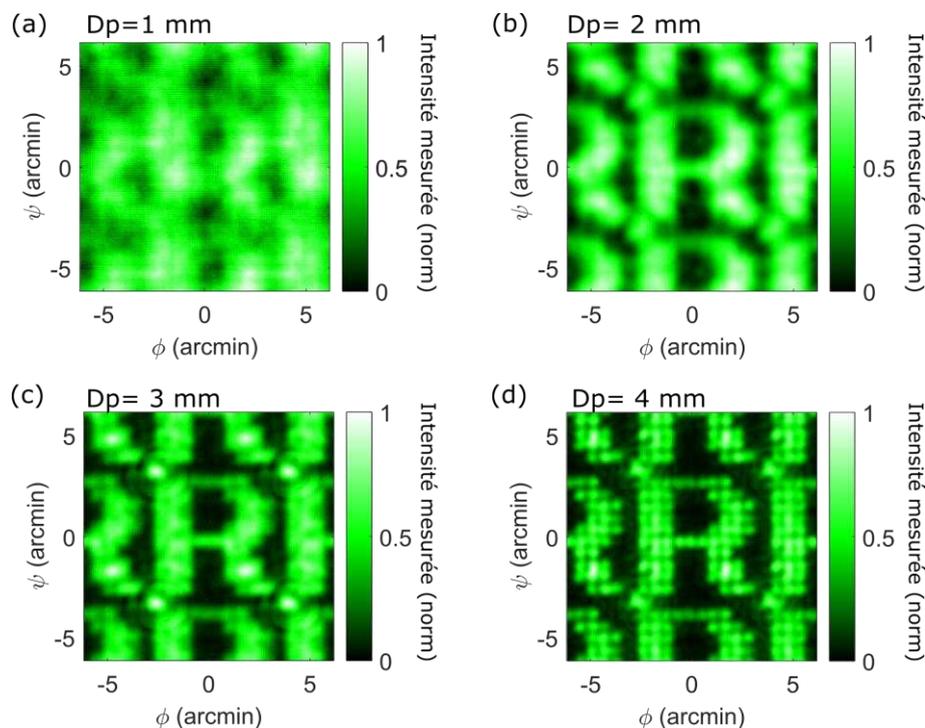


Figure III-9 : Résultats du traitement de la mesure de relecture passive d'un échantillon d'hologrammes pixélisés obtenu en sommant 121 images, pour plusieurs tailles de faisceaux de lecture allant de 1 mm à 4 mm,

Le résultat mis en avant par la Figure III-9 prouve qu'il est nécessaire de bien dimensionner la taille de la pupille d'émission en fonction de la résolution de l'image souhaitée. Dans le cas considéré, l'image est projetée avec une résolution angulaire de 111 pixels par degré : une taille de pupille inférieure à 4 mm ne permet pas d'obtenir un résultat satisfaisant. Néanmoins dans le cas d'une résolution plus faible, une pupille de taille plus faible permettrait d'obtenir un résultat satisfaisant.

II.E Optimisations de la projection statique

II.E.1 Projection d'un carré complet

Sur le même principe d'écriture que celui expliqué à la Figure II-18, un échantillon permettant de projeter un carré de 10x10 spels est réalisé. Ce type d'échantillon va permettre par la suite de réaliser l'adressage dynamique des hologrammes pixélisés objet de cette thèse. La fabrication de tels échantillons a nécessité un développement conséquent du banc

d'écriture pour permettre notamment un alignement optimal des faisceaux d'écritures. Ainsi les échantillons permettant de réaliser les mesures qui vont suivre ont été disponibles seulement en dernière année de thèse ce qui a limité leur étude.

La Figure III-10 (a) présente le résultat brut de la lecture d'un tel échantillon : la mise au point d'un tel échantillon est plus difficile à réaliser, le motif projeté étant moins aisé à identifier. Ce résultat met en évidence la présence des ordres de diffraction due à la réflexion spéculaire toujours présente proche du pic de réflexion spéculaire. La Figure III-10 (b) représente le traitement de la mesure en réalisant une somme sur 121 ordres de diffractions.

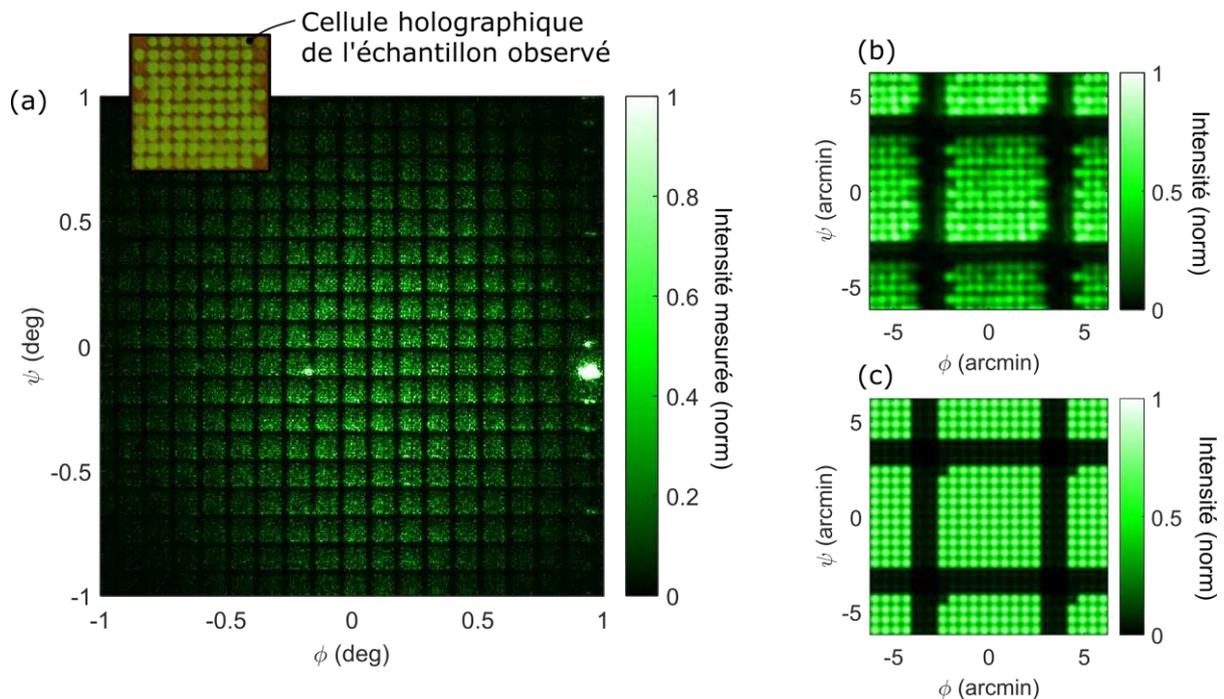


Figure III-10 : (a) Résultat de la lecture passive d'un échantillon holographique projetant un carré uniforme à l'aide de distributions périodiques de points d'émission. (b) Résultat après traitement en moyennant 121 ordres de diffraction du motif projeté. (c) Simulation de l'image attendue après traitement.

La Figure III-10 met en évidence une inhomogénéité de l'écriture des hologrammes pixélisés, la première ligne étant faiblement écrite en comparaison des autres lignes de la cellule projetée. On peut tout particulièrement noter que le premier spel de la matrice n'est pas projeté : cet effet est voulu et permet de repérer le début de la cellule d'hoels pour réaliser l'alignement entre le SLM et l'échantillon. Cet élément permettra dans la partie qui suit de faciliter l'adressage dynamique des hoels.

Dans le cas de l'échantillon étudié, on note également que les premiers hoels de certaines des lignes projettent des spels de faibles intensités : une observation au microscope de l'échantillon en question a permis de montrer que les hoels en question sont moins bien écrits que le reste de la matrice. Cette inhomogénéité tire donc sa source d'un phénomène lié à l'écriture des hologrammes, potentiellement un manque d'insolation de ces hoels.

II.E.2 Modification du faisceau objet de l'écriture

L'utilisation d'un échantillon holographique avec des hologrammes recouvrant toute la surface d'écriture permet de réduire les ordres de diffraction causés par la réflexion spéculaire. Néanmoins la forte intensité du faisceau réfléchi est toujours présente et perturbe le signal.

On peut voir que la position de cette réflexion dépend de l'échantillon, elle est notamment centrée dans le cas de la Figure III-5 et quasiment en dehors de la zone d'observation dans le cas de la Figure III-10.

Dans le cas d'un dispositif intégré cette source de perturbation pourra être évitée. En effet comme représenté à la Figure III-11 (a), dans le cas d'un dispositif intégré, l'extraction du faisceau ne sera pas faite normale au substrat mais avec un angle (typiquement 16° [117]). Ainsi la réflexion spéculaire sera dirigée vers une zone non adressée par l'œil de l'observateur. La réflexion spéculaire pourrait devenir gênante dans le cas d'une diffraction trop importante des points d'extractions qui dans des cas extrêmes pourrait causer un recouvrement entre la réflexion spéculaire et le signal. Néanmoins, même dans le cas d'une forte diffraction, le manque d'accord de phase des points d'émissions ne permettra pas de créer un front d'ondes se focalisant en un seul point comme le cas du montage de lecture actuel ce qui réduira également l'impact observé sur le signal.

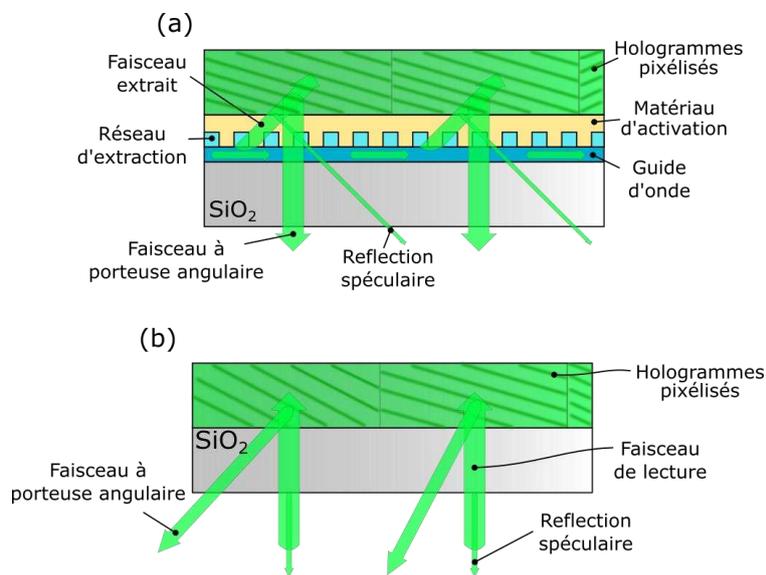


Figure III-11 : (a) Gestion de la réflexion spéculaire lors de la relecture des hologrammes pixélisés d'un dispositif intégré. Du fait de l'angle d'extraction associé au réseau, le faisceau de relecture sera réfléchi avec un angle équivalent, réduisant l'impact sur l'image projetée. (b) Dans le cas d'un dispositif en optique à espace libre, en écrivant les hologrammes avec un décalage angulaire par rapport à la normale de l'échantillon, il est possible de réduire l'impact de la réflexion sur le signal.

Dans le cas de la lecture en optique en espace libre, il est possible de réaliser des hoels dont les spels sont projetés dans une direction qui n'est pas normale au substrat (direction hors axe). Pour cela on utilise les mêmes faisceaux de référence que précédemment (c'est-à-dire avec une incidence normale au substrat), mais on utilise des faisceaux objets codant des positions autour d'un angle hors axe. La Figure III-12 représente le résultat de la relecture d'un tel échantillon, la réflexion spéculaire de l'échantillon est dirigée normale à l'échantillon alors que le signal utile des hologrammes est décalé d'un angle de $2,2^\circ$ par rapport à la normale de l'échantillon. La mesure réalisée est centrée sur le résultat obtenu et montre un net décalage entre le faisceau réfléchi et le signal utile.

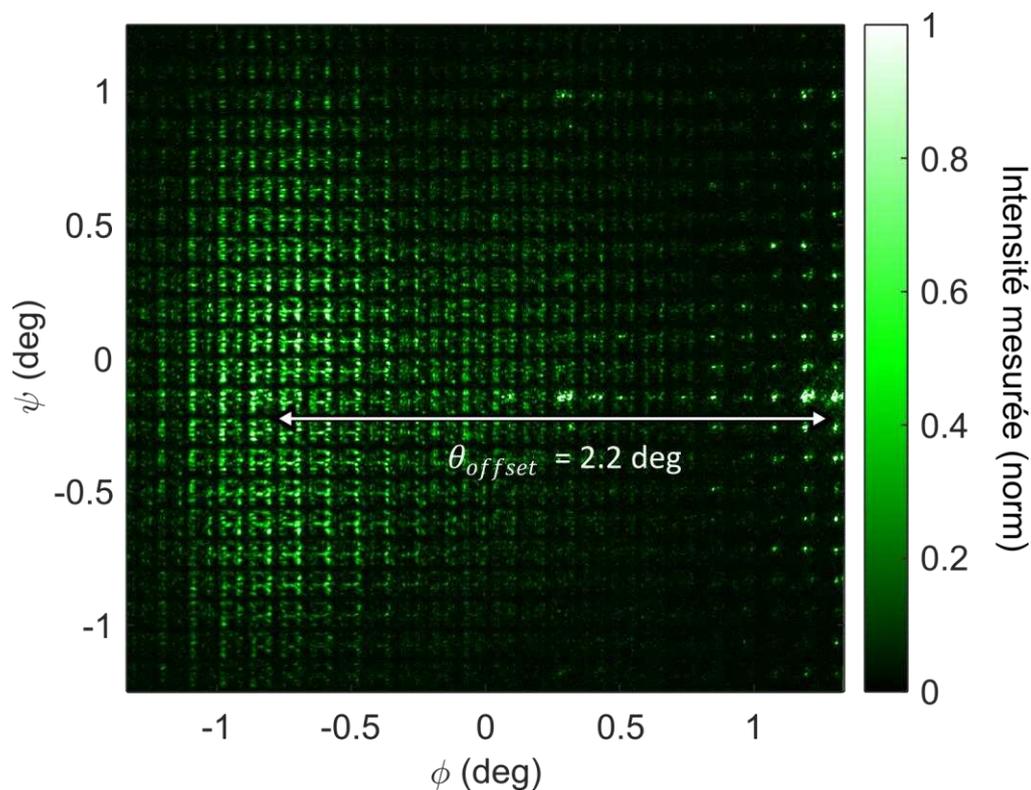


Figure III-12 : Résultat de la lecture passive d'un échantillon holographique projetant le motif « R », décalé angulairement de la direction normale à l'échantillon (d'une valeur $\theta_{offset} = 2,2 \text{ deg}$), la réflexion spéculaire apparaît alors en dehors de l'image projetée.

Comme on peut le voir à la Figure III-12 le décalage des spels projetés permet bien de réduire l'impact de la réflexion spéculaire sur le résultat de la lecture des hologrammes pixélisés. La Figure III-13 présente le résultat après traitement en moyennant les ordres de diffraction de la mesure : on peut observer que le résultat obtenu après traitement est légèrement plus flou que dans le cas d'une projection quasi-normal. En effet il n'est pas possible de distinguer aussi bien les spels projetés que dans le cas des mesures précédentes.

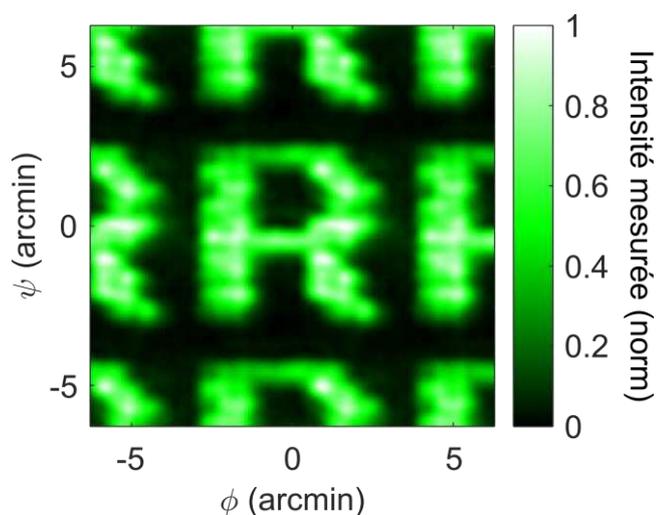


Figure III-13 : Résultat, après traitement en moyennant 121 ordres de diffraction, de la lecture passive d'un échantillon holographique projetant le motif « R », décalé angulairement de la direction normale à l'échantillon (d'une valeur $\theta_{offset} = 2.2 \text{ deg}$).

Cette détérioration du signal peut être attribuée au processus d'écriture utilisant des angles plus grands que les écritures précédentes. En effet lors de l'écriture utilisant des faisceaux objets angulairement décalés, les zones périphériques des optiques du banc d'écriture seront plus utilisées que dans le cas d'échantillons classiques. L'utilisation de ces zones peut faire apparaître des aberrations qui peuvent causer une détérioration de l'écriture, aussi bien au niveau de l'alignement des masques d'écriture que du front d'onde incident sur l'échantillon.

L'étude de la dégradation du signal lors de l'écriture d'hologrammes avec des décalages angulaires est actuellement en cours d'investigation par une partie du laboratoire : dans le cas de ce travail de thèse, l'activation sélective des hologrammes pixélisés sera réalisée à l'aide d'échantillons sans décalage angulaire ce qui permet de conserver une bonne qualité de spels projetés.

Dans la perspective de réduire la présence des points de focalisation de la réflexion spéculaire sans modifier l'angle d'écriture des hologrammes, il est également possible de modifier la distance entre la fibre du faisceau objet et la première lentille du banc d'écriture. Cela aura pour effet d'enregistrer une onde légèrement convergente (ou divergente suivant la position de la fibre). Ainsi lors de la relecture de l'échantillon, le point de focalisation des spels projetés et celui de la réflexion seront différents, ce qui permettrait de réaliser un étalement des points créent par la réflexion spéculaire. Cette méthode d'écriture n'a pas été expérimentée au cours de cette thèse mais son utilisation pourrait être une perspective de développement dans un futur projet d'activation en espace libre.

III Adressage sélectif des hologrammes pixélisés

III.A Adressage à l'aide d'un faisceau non structuré

Dans un premier temps, une mesure de relecture passive de l'échantillon étudié en partie 1.B est réalisée, en remplaçant le miroir précédemment utilisé par le LCoS uniformément activé. Dans ce cas il n'est pas nécessaire de réaliser un alignement entre l'échantillon et le SLM. Cette mesure permet de vérifier que l'impact du LCoS sur le front d'onde ne perturbe pas le fonctionnement du banc de lecture. Ainsi le faisceau de relecture sera composé d'une matrice de pixels activés comme représenté à la Figure III-14 (a). La Figure III-14 (b) montre le résultat d'une telle mesure, après traitement en moyennant les ordres de diffractions obtenus.

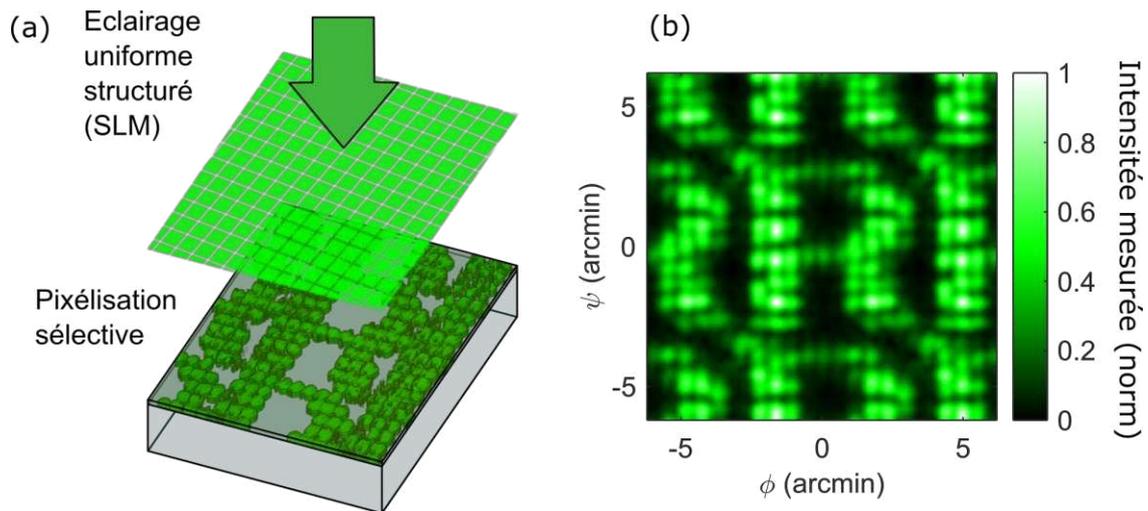


Figure III-14 : (a) Représentation de la lecture d'un échantillon d'hologrammes pixélisés, à l'aide d'un faisceau se réfléchissant sur le SLM sans modulation. L'échantillon est composé d'une écriture sélective permettant de projeter la lettre « R ». (b) Résultat après traitement de la lecture de l'hologramme présenté en (a).

La Figure III-14 (b) met en évidence un résultat de projection semblable à ceux obtenus en utilisant un miroir simple. Ainsi on confirme le faible impact du SLM sur le front d'onde du faisceau de relecture.

III.B Adressage à l'aide d'un faisceau structuré

III.B.1 *Adressage d'un motif sur une matrice non-uniforme*

Une première mesure utilisant la modulation par le SLM consiste à utiliser l'échantillon de la partie 1.B (avec une écriture sélective permettant de projeter la lettre « R ») et de projeter un faisceau de lecture uniquement sur les zones où les pixels sont écrits. En utilisant la caméra d'alignement disposée pour observer le faisceau transmis par l'échantillon, il est possible d'observer si le motif imagé sur l'échantillon correspond bien au motif que l'on souhaite activer.

La Figure III-15 (a) représente une image prise à l'aide de la caméra d'alignement en utilisant une illumination uniforme : les hologrammes apparaissent comme des zones sombres du fait de la réflexion du faisceau de lecture sur ces hologrammes. La Figure III-15 (b) représente le cas où le motif « R » est projeté sur l'échantillon par le SLM, en utilisant des points composés de 4x4 pixels. On observe que la majorité des zones précédemment lumineuses ne sont plus adressées par le faisceau, ce qui démontre que seules les zones où les hoels sont écrits sont adressées par le faisceau de lecture.

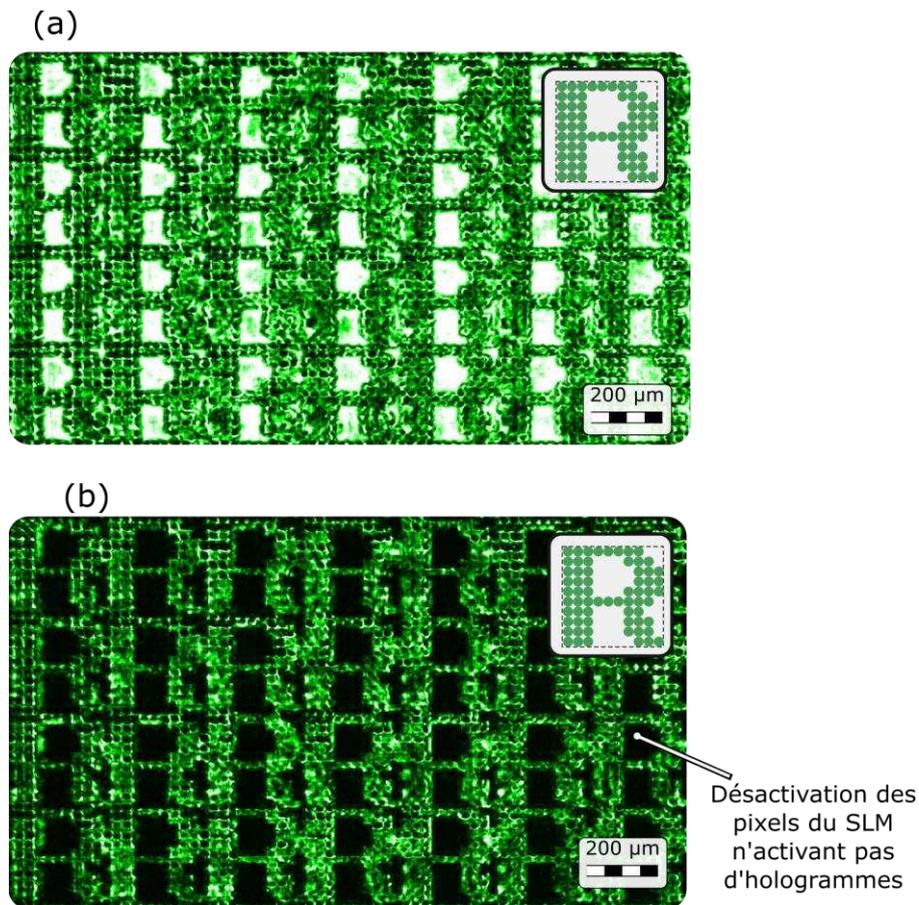


Figure III-15 : Photographies prises à l'aide du montage d'alignement. (a) L'échantillon holographique où le motif « R » est écrit dans une matrice de 10 x 10 hoels, l'échantillon est illuminé à l'aide d'une lumière uniforme. (b) Alignement du motif d'adressage utilisant des points composés de 4x4 pixels du SLM et de l'échantillon présenté en (a).

Une fois l'alignement décrit par la Figure III-15 (b) effectué, une mesure de lecture est réalisée et permet d'obtenir le résultat représenté à la Figure III-16 (b). On peut voir que l'utilisation du faisceau modulé par le SLM permet d'obtenir un légèrement moins bruité que celui obtenu avec un faisceau uniforme. En effet, la modulation du faisceau permet de réduire l'intensité du faisceau incident dans des zones où les hologrammes ne sont pas écrits réduisant ainsi la proportion de réflexion spéculaire par rapport au signal utile. Cela a pour conséquence de réduire légèrement l'intensité des ordres de diffractions due à la réflexion spéculaire du faisceau sur l'échantillon.

Les intensités des spels projetés dans les motifs confirment l'alignement entre le faisceau d'illumination et l'échantillon. De même la taille des spels obtenus confirme un adressage des hologrammes pixélisés fonctionnel sur une pupille proche de 4 mm, dans le cas de l'utilisation de points d'adressage composés de 4x4 pixels du SLM. Cette mesure permet donc de confirmer la capacité à utiliser le banc dynamique de lecture des hologrammes pixélisés pour adresser une matrice périodique d'hoels.

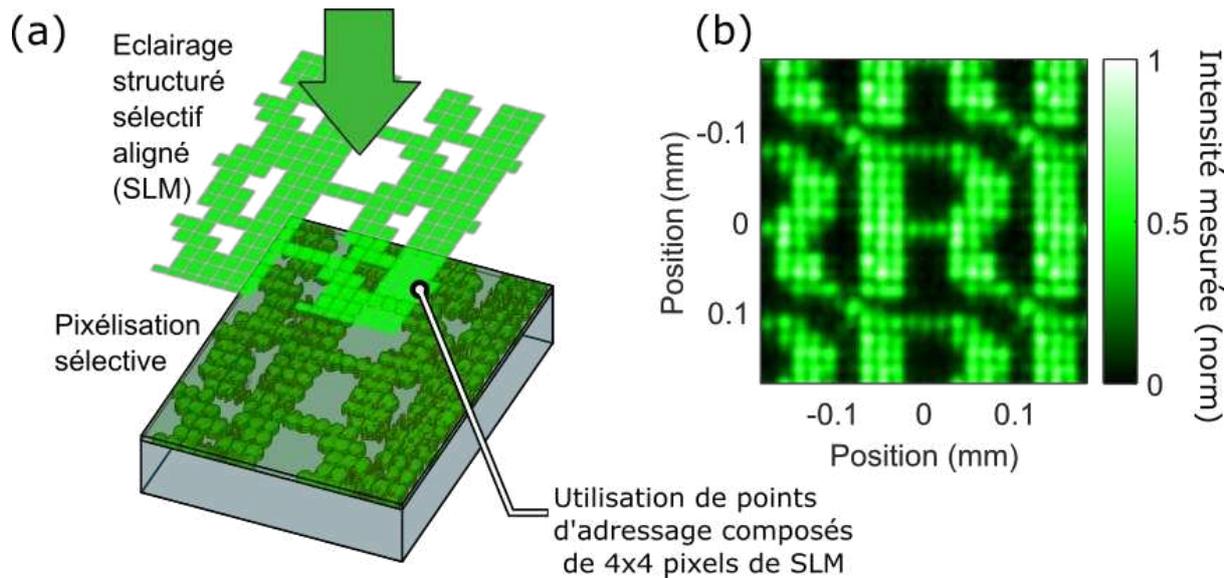


Figure III-16 : (a) Représentation de la relecture d'un échantillon d'hologrammes pixélisés, à l'aide d'un faisceau structuré par un SLM. L'échantillon est formé d'une écriture sélective permettant de projeter la lettre « R ». (b) Résultat après traitement en moyennant 121 ordres de diffraction du motif projeté.

Dans la suite de ce chapitre j'utiliserai des matrices de spels uniformes permettant de projeter des carrés de 10x10 spels comme celui présenté à la Figure III-10. La méthode d'adressage présentée précédemment, associée à ce type d'échantillon permet la projection de différents motifs contraints par une résolution de 10x10 spels projetés.

III.B.2 Adressage de motifs sur une matrice uniforme

L'adressage des hologrammes pixélisés composant des cellules uniformes est plus complexe que l'adressage des motifs présentés précédemment. En effet dans le cas d'une matrice uniforme, il est plus difficile de repérer le premier hoel de la cellule. Hors du fait de la différence de remplissage entre les cellules des hologrammes et les cellules du motif projeté (formé par les ordres de diffraction du motif), un mauvais alignement entre le motif adressé et la cellule des hologrammes causerait une déformation de l'image.

Comme expliqué précédemment, pour faciliter cet adressage il a été décidé de ne pas insoler le premier hoel de la cellule des hologrammes : ainsi il est possible de repérer la périodicité de la cellule et son point de commencement, cela entraine également une perte d'un spel comme on a déjà pu le voir à la Figure III-10 (b).

La Figure III-17 représente le résultat de l'adressage de la lettre « R » sur un échantillon d'hologrammes projetant un carré de 10x10 spels : dans le cas de cette mesure, l'adressage est réalisé en activant des zones de 4x4 pixels du SLM pour chaque hologramme à activer. Cela permet d'adresser des surfaces d'environ 33 μm x33 μm , la distance entre les hologrammes étant de 27 μm , on s'assure ainsi d'éclairer totalement les hologrammes.

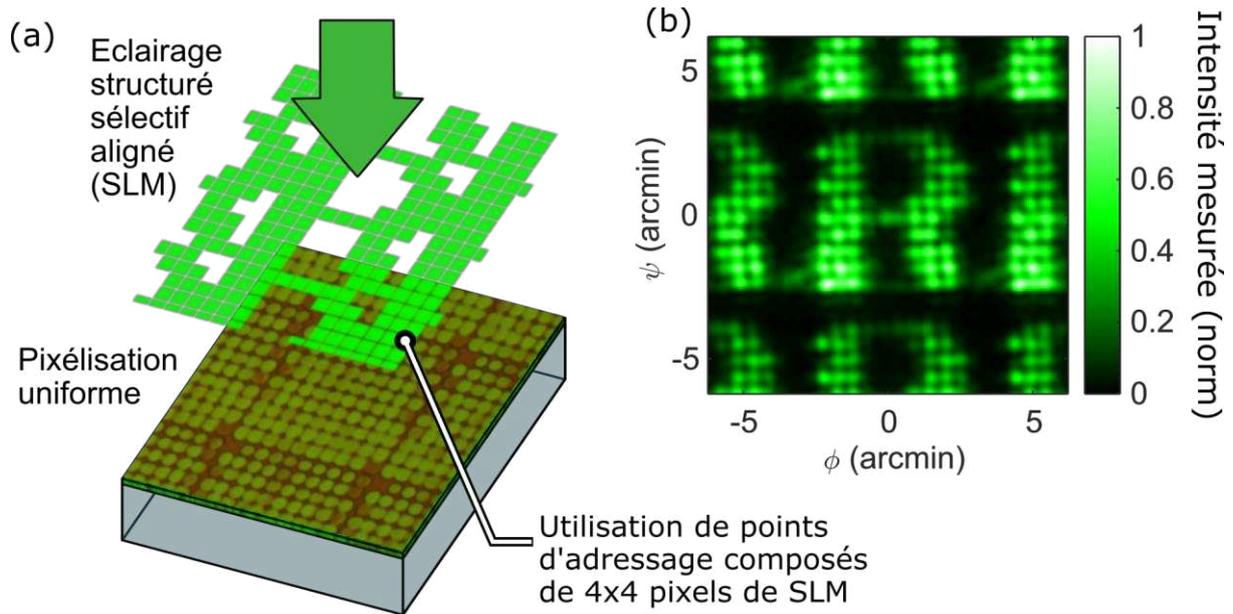


Figure III-17 : (a) Représentation de la lecture d'un échantillon d'hologrammes pixélisés composé de cellules uniformes codant un carré. Le faisceau de relecture est structuré par un SLM ce qui permet d'illuminer seulement les hologrammes permettant de projeter la lettre R. (b) Résultat après traitement de la mesure de lecture en moyennant 121 ordres de diffraction du motif projeté.

Le résultat présenté à la Figure III-17 (b) obtenu en moyennant les ordres de diffraction pour réduire le speckle dû aux interférences montre une projection du motif « R » avec une qualité de résolution des spels proche de celle obtenue en lecture passive. On note toutefois que certains spels sont projetés avec de faibles intensités (notamment en début et fin de ligne). Ces spels correspondent à ceux qui avaient été précédemment identifiés lors de l'étude passive de la matrice uniforme (voire Figure III-10) dont la cause avait été attribuée à une non homogénéité de l'insolation.

L'utilisation de points d'émission de $33 \mu\text{m} \times 33 \mu\text{m}$ (composés de 4×4 pixels du SLM), cause l'activation partielle de certains spels en périphérie des spels nécessaires à l'affichage du motif : je parlerai dans la suite de ce document, d'un effet de « cross-talk ». On peut notamment voir apparaître une zone éclairée dans le bas de la lettre du fait de l'activation de la dernière ligne de la cellule, lors de l'adressage de la première ligne de la cellule sous-jacente.

III.B.3 Modification des conditions d'adressage

De manière à réduire l'effet de cross talk, on utilise différentes tailles de points d'adressage permettant de réduire la zone éclairée par le système de projection. J'ai donc réalisé deux mesures utilisant des points d'adressage des hologrammes pixélisés correspondant à 2×2 pixels du SLM activés et équivalent à 3×3 pixels du SLM.

Les Figure III-18 et Figure III-19 (a) représentent respectivement les motifs d'adressage dans le cas de l'utilisation de points d'adressage de 2×2 et 3×3 pixels du SLM en utilisant la méthode d'adressage développée au Chapitre II. Comme expliqué précédemment, la différence de périodes entre le SLM et l'échantillon entraîne l'apparition de bandes de pixels du SLM non activés entre les points d'adressage.

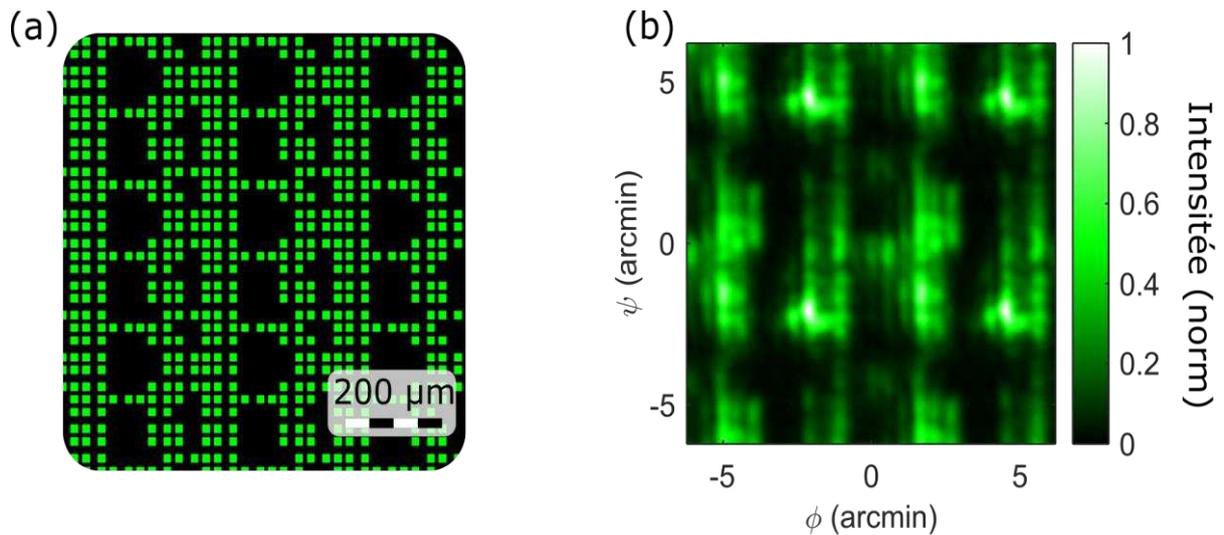


Figure III-18 (a) Représentation du motif d'adressage utilisé pour adresser les hologrammes pixélisés permettant de projeter le motif « R » à l'aide de 2x2 pixels du SLM. (b) Résultats après traitement en réalisant la moyenne sur 121 ordres de diffraction dans le cas de l'utilisation du motif d'adressage en (a).

La Figure III-18 et la Figure III-19 (b) montrent le résultat après traitement dans le cas d'un adressage à l'aide de points d'adressage de 2x2 pixels du SLM. Sur ce résultat on voit apparaître le motif « R » projeté ; néanmoins contrairement au cas précédent, la résolution des spels est dégradée et certains spels ne sont que partiellement affichés. Cela se justifie par un adressage partiel des hologrammes pixélisés et un alignement plus difficile à réaliser. En effet la dégradation de l'alignement va causer la réduction du nombre de hoels entièrement activés ce qui cause une réduction du signal réfléchi par ces hoels. En comparaison la proportion de la lumière réfléchie par les interfaces reste la même causant, une détérioration de la mesure globale, par rapport au cas où plus de pixels sont utilisés.

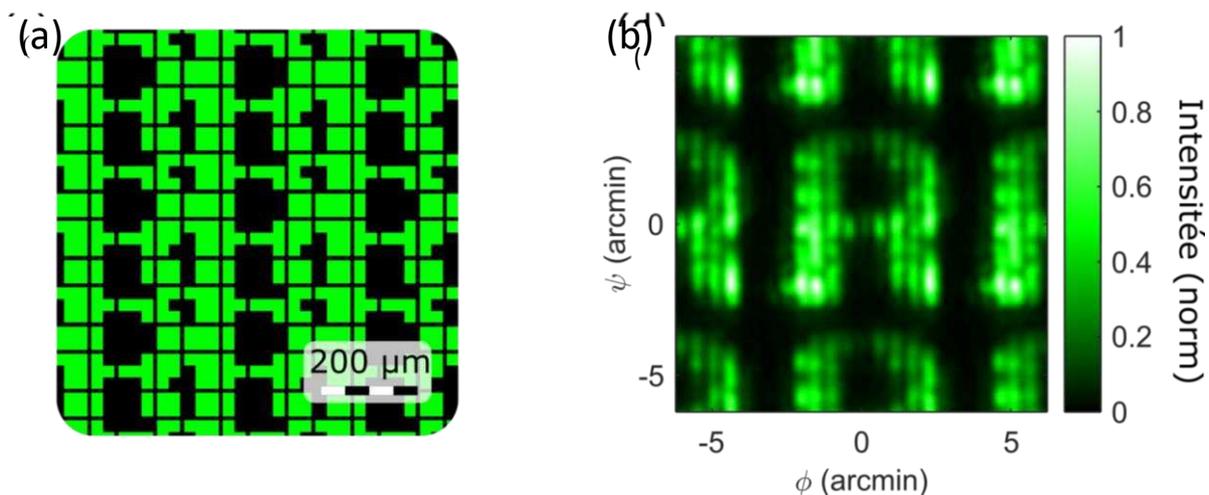


Figure III-19 : (a) Représentation du motif d'adressage utilisé pour adresser les hologrammes pixélisés permettant de projeter le motif « R » à l'aide de 3x3 pixels du SLM. (b) Résultats après traitement en réalisant la moyenne sur 121 ordres de diffraction dans le cas de l'utilisation du motif d'adressage en (a).

Dans le cas de l'utilisation de points d'adressage de 24 μm x 24 μm (la Figure III-19 (b)), le résultat de la mesure après traitement montre une meilleure résolution. On note toutefois la présence de spels de faible intensité dont la position coïncide avec la position des lignes et colonnes de pixels du SLM désactivés présentée à la Figure III-19 (c). Ainsi cette dégradation

du signal est associée à la différence de périodes entre le SLM et l'échantillon holographique qui cause un adressage partiel de certains des hoels.

La modification de la taille des points d'adressage aura également un effet sur la diffraction des DPH. Je représente à la Figure III-20 le résultat brut de la mesure de lecture d'hologrammes en utilisant les motifs d'adressage représentés aux Figure III-18Figure III-19 (a).

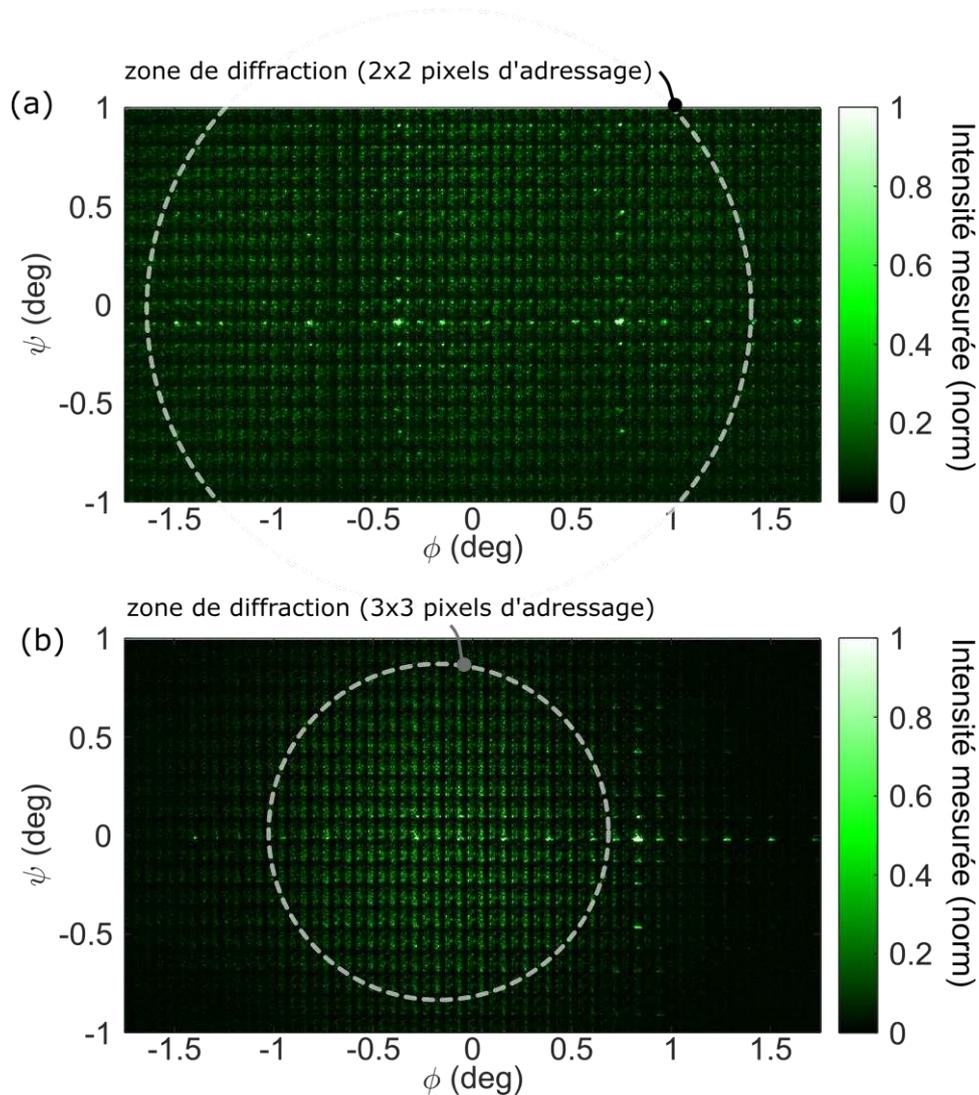


Figure III-20 (a) et (b) Résultats bruts des mesures de lecture d'un échantillon d'hologrammes pixélisés dans le cas d'un adressage utilisant des points correspondant à respectivement 2x2 et 3x3 pixels activés du SLM, le gain de l'enregistrement est adapté différemment pour les deux images. Dans le cas (a) l'utilisation de points d'adressages de petite taille cause l'augmentation de la taille de la zone de diffraction.

La Figure III-20 (a) montre une augmentation notable de la surface où les motifs sont projetés. Cela s'explique par l'augmentation de la diffraction des points d'émission du fait de la réduction de la surface d'émission. Dans le cas de l'utilisation de points d'émission composés de 3x3 pixels du SLM, on peut voir à la Figure III-20 (b) que la limite de diffraction est comparable avec les résultats obtenus par activation passive (CF Figure III-5). Cela s'explique par la faible différence entre la taille des points d'adressage et les hoels.

De manière à réduire la dégradation due à la différence de périodes entre le SLM et l'échantillon, le motif d'adressage utilisant des points de 3x3 pixels est modifié permettant de rendre jointifs les points d'activation de deux hologrammes adjacents comme décrit au Chapitre II. On représente à la Figure III-21 (a) le motif d'adressage ainsi obtenu : ce type de motif permet de réduire l'adressage partiel de certains hologrammes tout en évitant l'effet de cross talk observé précédemment.

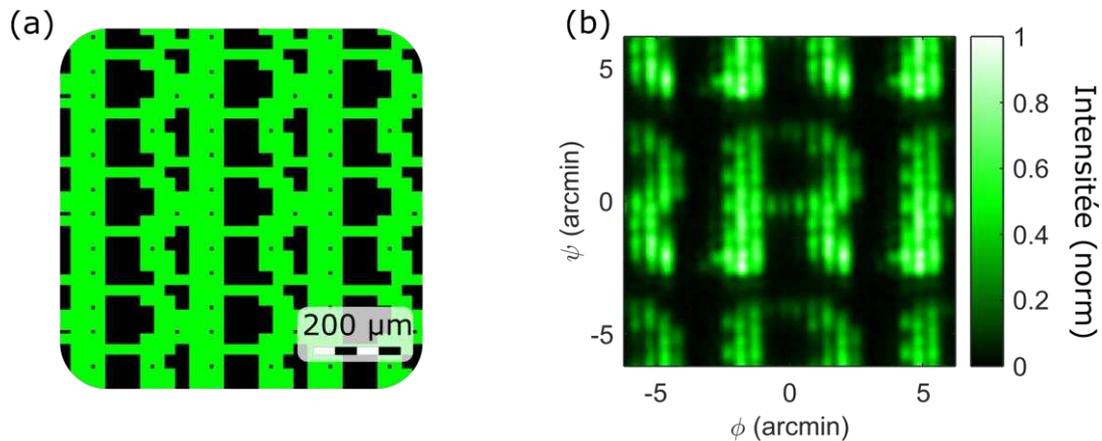


Figure III-21 : (a) Représentation de l'image projetée sur un échantillon holographique permettant d'adresser les pixels formant la lettre « R » dans le domaine angulaire à l'aide de points d'adressage jointifs composés de 3x3 pixels du SLM (soit 24 μm x 24 μm). (b) résultat après traitement de la mesure de lecture utilisant le motif d'adressage présentée en (a).

Le résultat présenté à la Figure III-21 (b) montre que l'utilisation de points d'adressage jointifs de 24 μm 24 μm permet d'obtenir un bon compromis entre le signal obtenu et un faible cross-talk entre les hologrammes adressés.

III.B.4 Adressage de divers motifs

De manière à confirmer la possibilité d'afficher différents motifs, j'ai réalisé la projection d'autres motifs permettant de former les lettres constituant le texte « CEA Leti ». Pour réaliser la projection de ces lettres, j'ai utilisé la dernière méthode d'adressage décrite dans la partie précédente (utilisant des points d'adressage jointifs de 3x3 pixels du SLM comme à la Figure III-21). La Figure III-22 (b) représente le résultat obtenu après traitement de l'image en

moyennant les ordres de diffractions de chacune des lettres.

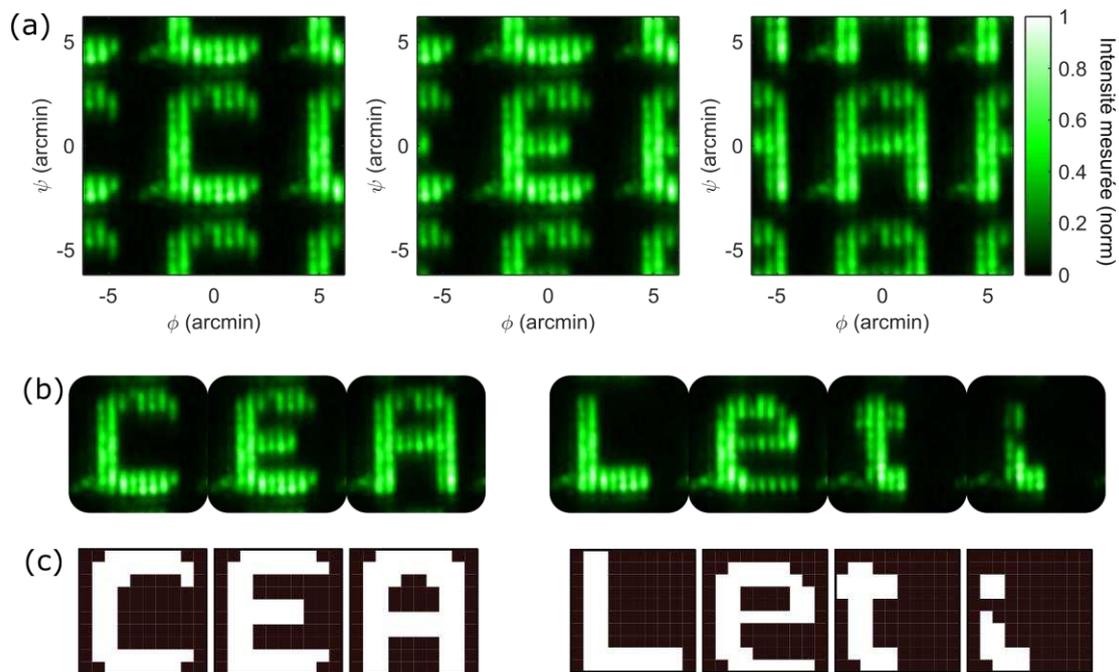


Figure III-22 : (A), Résultats après traitement de la projection à l'aide d'un système actif des lettres C, E et A, l'utilisation de la distribution périodique de points d'émission laisse apparaître les ordres de diffraction. (b) Résultat après traitement de la projection séquentielle des lettres composant le texte « CEA Leti », les ordres de diffraction sont en dehors des cadres observés. (c) Modèle de lettre utilisé pour projeter les motifs en (b)

Les résultats de la Figure III-22 (b) sont des résultats importants dans le cadre du projet de projection rétinienne, car ils démontrent la capacité à afficher des images de manière dynamique à l'aide des hologrammes pixélisés et d'un banc de lecture basé sur un SLM. Un des problèmes majeurs que l'on a pu observer durant les lectures d'hologrammes pixélisés est la présence des interférences perturbatrices qui ont été attribuées aux interférences croisées ainsi que du speckle causé par des réflexions parasites. Ces perturbations peuvent être contournées par un post-traitement efficace (moyenne) mais une telle option n'est évidemment pas transposable au cas d'un dispositif fonctionnant devant l'œil. Le seul organe de traitement est le cerveau qui n'est heureusement pas programmable. Il faut trouver un moyen de contourner ces problèmes pour améliorer le rendu image. L'introduction de distributions aléatoires est un premier levier qui permet de supprimer les ordres de diffraction. Pour la réduction des interférences croisées on peut modifier la dynamique temporelle de l'affichage. C'est ce que je présente dans la partie suivante.

IV Adressage séquentiel et dynamique

Comme expliqué dans le Chapitre II, une solution pour réduire les interférences croisées est de décaler temporellement l'activation des groupes d'hoels et/ou d'utiliser des sources lasers différentes pour ces différents groupes. Le banc d'activation développé ne permet pas d'utiliser différentes sources lasers ; néanmoins, il est possible de réaliser un adressage séquentiel des groupes d'hoels permettant d'afficher un à un les spels. En utilisant ce principe on supprime les sources d'interférences.

IV.A Projection avec traitement de la mesure

La Figure III-23 (a) représente le résultat sans traitement de la projection d'un unique spel : on peut voir que, excepté un bruit de fond de mesure, le spel apparait nettement et sans interférences contrairement aux spels que l'on pouvait observer à la Figures III-7. En parcourant un à un les DPEs permettant de projeter un motif on obtient un ensemble d'images de projection constitué des spels formant le motif sans interférences croisées. En moyennant ces projections de spels, il est possible de reconstituer le motif entier. Pour cela on utilise l'équation (3.2) permettant de calculer la puissance moyenne mesurée sur chaque pixel de la caméra (i, j) , pendant l'affichage des spels permettant de projeter un motif.

$$P_{moy}(i, j) = \sum_{n \in \mathcal{E}["R"]} \frac{P_n(i, j)}{N} \quad (3.2)$$

Avec $\mathcal{E}["R"]$, l'ensemble des indices des mesures permettant de projeter les spels constituant le motif « R ».

Les Figure III-23 (b) et (c) représentent le résultat de la somme progressive des spels permettant de projeter le motif « R ».

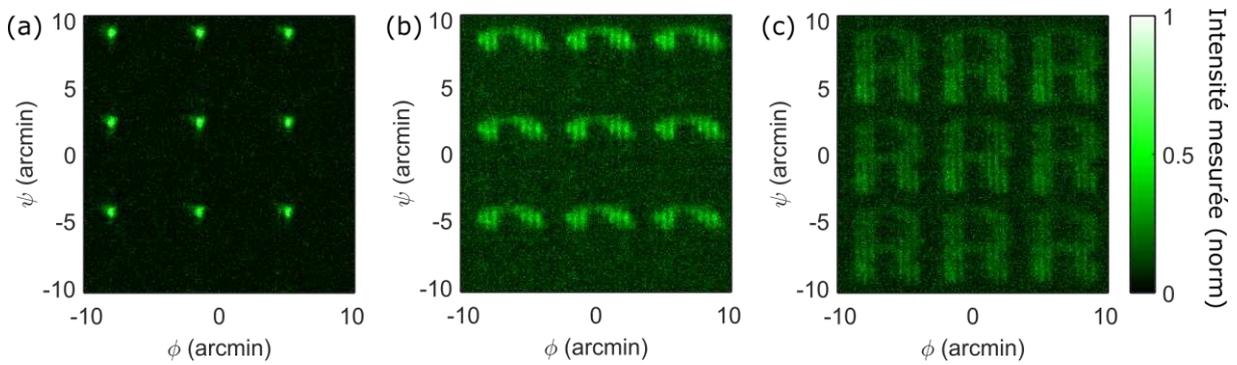


Figure III-23 : (a) et (b) Résultats obtenus en réalisant la moyenne progressive des images (respectivement 1 image en (a) et 20 images en (b)) obtenues par la projection d'un unique spel. La somme de ces images permet de faire apparaître le motif « R » complet représenté en (c).

Comme on peut l'observer à la Figure III-23, le SNR des spels projetés est réduit lorsque l'on augmente le nombre de spels à observer. Cela s'explique par le fait que le signal utile de chaque spel n'est présent que sur une des images sommées alors que le bruit de la mesure se cumule sur toutes les images de la mesure séquentielle dégradant le résultat final obtenu.

De manière à mieux observer les spels projetés, on réalise un traitement de la mesure en sélectionnant, pour chaque pixel de la caméra de mesure, la valeur maximale rencontrée tout au long des N images enregistrées pour projeter les spels du motif « R ». Pour cela on utilise l'équation (3.3) qui permet de déterminer une telle valeur pour tout spel (i, j) .

$$P_{max}(i, j) = \max_{n \in \mathcal{E}["R"]} (P_n(i, j)) \quad (3.3)$$

Ce traitement permet de s'affranchir du bruit cumulé de la mesure. La Figure III-24 représente le résultat obtenu, dans le cas où l'on observe 1, 20 et 64 spels.

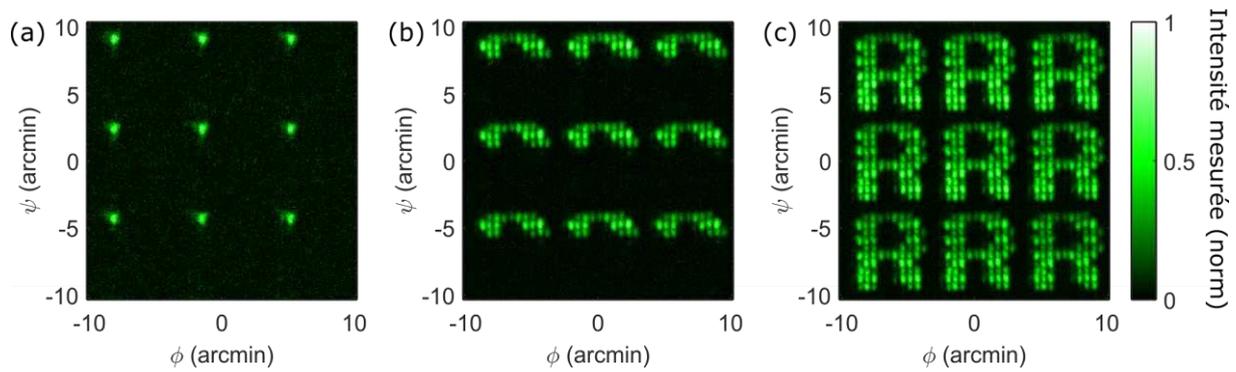


Figure III-24 : (a) et (b) Résultats obtenus en sélectionnant pour chaque pixel de la caméra de mesure la valeur maximum enregistrée pendant la projection de plusieurs images (respectivement 1 image en (a) et 20 images en (b)). Le motif final projeté correspond à la lettre « R » dont le résultat est représenté en (c), après traitement identique à (a) et (b).

La Figure III-24 (c) permet de confirmer une bonne résolution des spels projetés démontrant de la qualité de l'image qui pourrait être projetée à l'aide d'un dispositif utilisant plusieurs lasers.

Les résultats de la Figure III-23 et de la Figure III-24 peuvent amener à s'interroger vis-à-vis du fonctionnement de l'œil et du traitement du cerveau humain lorsqu'il est confronté à une stimulation telle que la projection dynamique de points dans un intervalle court. En effet selon [118] le fonctionnement du traitement des images par le cerveau est géré en partie en termes de contraste, notamment, pour pouvoir détecter des contours. Ainsi le bruit de fond cumulé ne serait pas perçu de la même manière qu'une simple augmentation du temps de pose telle qu'exécutée à la Figure III-23. L'image perçue par le cerveau humain pourrait être à mi-chemin entre les deux résultats de la Figure III-23 et ceux de la Figure III-24. Je n'ai pas réalisé de recherches plus poussées sur ce domaine ; néanmoins elle semble être une piste intéressante pour évaluer les caractéristiques du dispositif.

IV.B Projection sans traitement de la mesure

De manière à s'approcher d'un fonctionnement dynamique projetant des images sans traitement de la mesure, il est nécessaire de réaliser un balayage des DPH à activer pour afficher un motif. Pour permettre d'enregistrer complètement le motif, ce balayage doit être fait dans une durée correspondante à la fréquence d'acquisition minimale de la caméra soit 0.5 s dans notre cas (la caméra fonctionnant à une fréquence de 2 Hz). Le SLM utilisé possède une fréquence de fonctionnement de 60 Hz, correspondant à la période nécessaire pour modifier l'intégralité des tensions des pixels composant ce SLM. Ainsi, il est en théorie possible de projeter une image composée de 30 spels sur une durée de 0.5 s. Néanmoins dans le cas considéré le spel projeté sera affiché uniquement lorsqu'une quantité suffisante de hoel sera illuminée ; ainsi le spel ne sera pas visible pendant une durée équivalente à $\frac{1}{60\text{Hz}}$ (soit environ 17 ms). La méthode d'adressage dynamique utilisée est représentée à la Figure III-25.

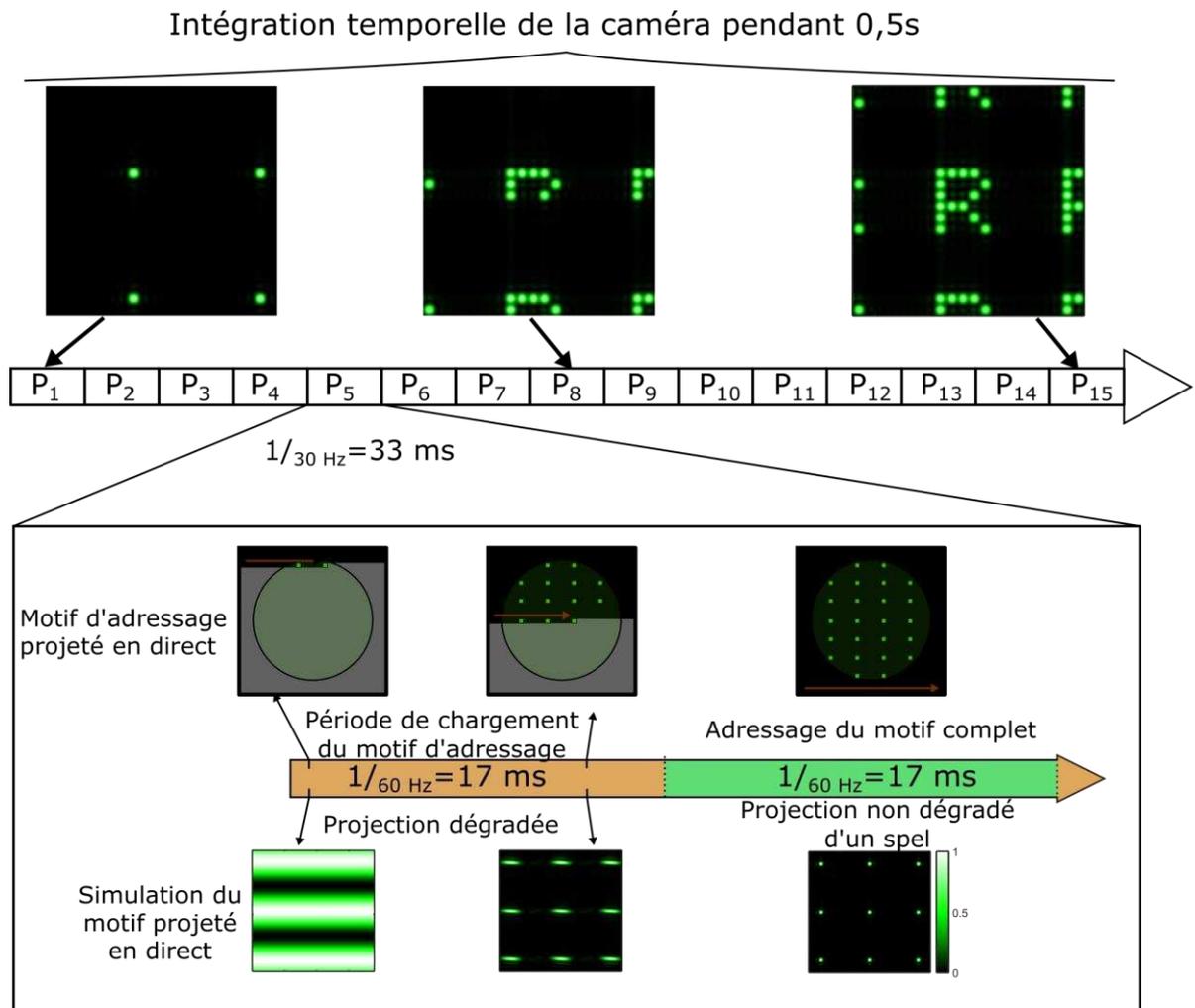


Figure III-25 : Représentation de la prise en compte du temps de chargement d'un motif d'adressage dans le processus de projection dynamique d'un spel à une vitesse de 15 spels en 0.5 s (soit 30 Hz)

Comme représenté à la Figure III-25, il est nécessaire de réduire la fréquence de fonctionnement du SLM pour que les spels projetés puissent être perçus avant de commencer à modifier le motif d'adressage : on choisit donc d'utiliser une fréquence d'environ 30 Hz correspondant à la projection de 15 spels en 0.5 s. Ce choix d'adressage permet de répartir la période disponible entre le temps de formation de l'image et le temps où le spel est projeté totalement.

Ainsi à l'aide du système actuel et en se limitant à la projection d'un seul spel à la fois, il est possible de projeter uniquement des motifs composés de 15 spels au maximum. La Figure III-26 représente les résultats de la projection des lettres composant le texte « CEA » écrites chacune à l'aide de 12 spels. Le mesure étant intégrée sur une durée de 0.5 s, on observe une forte composante du bruit de fond, due à des sources parasites mais également au signal perçu lors de la formation des motifs d'adressage.

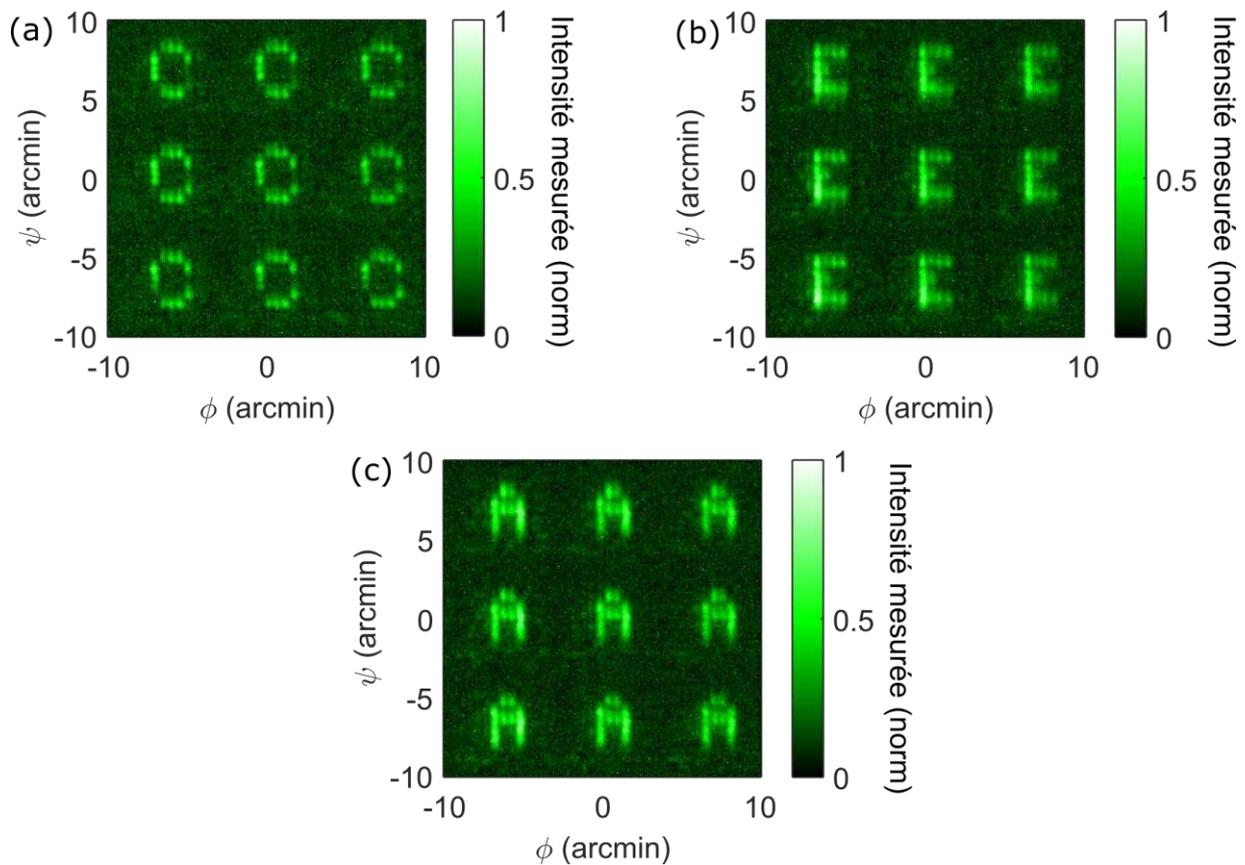


Figure III-26 : (a), (b) et (c) Résultats obtenus en réalisant une activation dynamique des spels composant les lettres du texte « CEA », en utilisant une fréquence d'affichage de 24 Hz et en intégrant le signal sur 0.5 s.

On démontre ici la capacité à créer une image dynamique sans traitement de la mesure. Néanmoins, l'image est dégradée par le temps court pendant lequel est réellement projeté le spel en comparaison du temps de chargement de l'image d'adressage.

Plusieurs solutions sont envisageables pour réduire cette dégradation :

- Une première solution est de réduire le temps de chargement de l'image en utilisant un SLM basé sur des micromiroirs tel que ceux décrits dans la partie 4.B du Chapitre II. En effet ces types de composants peuvent être envisagés pour une application de lecture des hologrammes pixélisés et leur fréquence de fonctionnement est beaucoup plus élevée que celle des SLM à base de CL tels que celui utilisé dans ce travail de thèse.
- Une seconde solution est de faire un adressage de plusieurs DPH simultanément ce qui permet d'obtenir un compromis entre la perte de signal due à l'activation séquentielle et la dégradation des spels due aux interférences lors de la projection simultanée de plusieurs spels. Je n'ai malheureusement pas eu le temps d'exploiter cette solution.

Conclusion du Chapitre III

Dans ce troisième Chapitre j'ai développé l'idée d'activation des hologrammes pixélisés en optique en espace libre. Pour cela j'ai débuté ce chapitre en réalisant plusieurs mesures permettant de tester les capacités de projection du montage de lecture développé. Après cela j'ai réalisé des mesures d'activation passive d'hologrammes pixélisés à l'aide de faisceaux uniformes. Ces mesures auront permis de vérifier la capacité de codage d'angles dans les hologrammes pixélisés ainsi que de comprendre le fonctionnement de ces hologrammes. J'ai notamment pu mettre en évidence des effets d'interférences supplémentaires aux interférences croisées décrites au Chapitre III. Les effets mis en évidence seront primordiaux à prendre en compte lors de développement de futurs dispositifs et constitue un sujet de recherche qui devra être investigué plus en profondeur. Après cette vérification, j'ai réalisé la caractérisation de différents échantillons holographiques, permettant de tester différentes propriétés des hologrammes pixélisés. Une perspective de développement est d'utiliser des distributions de points aléatoires qui permettrait de ne plus créer les ordres de diffraction visible sur les mesures de ce Chapitre.

Dans un second temps j'ai utilisé le SLM sélectionné dans le Chapitre II pour réaliser une modulation spatiale du faisceau d'adressage ce qui a permis de réaliser une activation sélective de certaines DPH permettant de projeter différents motifs à l'aide d'un unique échantillon holographique. Différentes stratégies d'adressages ont été testées pour identifier les meilleures conditions d'adressage des hoels. Néanmoins les effets d'interférences exposés dans la partie précédente ont causé de dégradations de ces images m'obligeant à réaliser des post-traitements pour observer les images souhaitées.

Enfin dans un dernier temps, j'ai réalisé des mesures d'adressage dynamiques permettant de s'approcher du fonctionnement nominal d'un possible dispositif de projection rétinienne tout en s'affranchissant des effets d'interférences croisées entre les spels. Pour cela les spels sont projetés de manière séquentielle et intégrés de manière numérique ou temporelle. Dans le cas de la projection de motifs intégrés de manière temporelle, il apparait que la fréquence de fonctionnement limitée du SLM ainsi que l'utilisation d'un unique laser pour tous les spels projetés causent une perte du signal imposant de réduire le nombre de spels projetés. Ces premiers résultats consistent en une première preuve de concept de l'utilisation des hoels pour projeter des images de manière dynamique en utilisant l'effet d'auto-focalisation.

CHAPITRE IV :

Activation en optique espace intégré

INTRODUCTION DU CHAPITRE IV	118
I DIMENSIONNEMENT DES APPROCHES ENVISAGÉES	118
I.A Dimensionnement de l'approche par effacement du réseau	118
I.A.1 Electrode d'adressage pour l'approche par effacement	119
I.A.2 Indice du réseau pour l'approche par effacement	124
I.A.3 Dimension de l'approche par effacement	127
I.A Approche par déconfinement du mode guidé	128
II ARCHITECTURES D'ADRESSAGE	131
II.A Architecture d'adressage optique	131
II.B Architecture des électrodes d'adressage	134
III METHODES DE CARACTERISATION	137
III.A Goniomètre en optique intégrée	137
III.B Rétro-goniomètre en optique espace libre	138
III.C Microscope polarisant en transmission	139
IV MISE EN ŒUVRE DES COMPOSANTS	140
IV.A Procédé de fabrication des électrodes	140
IV.B Procédés de fabrication des réseaux	141
IV.B.1 Réseau en Nitrure de Silicium	141
IV.C Fabrication des réseaux de diffraction par procédé sol-gel	143
IV.C.1 Procédé de fabrication des réseaux en sol-gel	143
IV.C.2 Adaptation du processus de fabrication du réseau	146
I.B Réalisation des cellules de cristaux liquides	147
IV.C.3 Ancrage des cristaux liquides	148
IV.C.4 Cordons de colle	151
IV.C.5 Réalisation des contacts électriques	152
V TEST DE L'EFFACEMENT DES RESEAUX	152
V.A Théorie de la diffraction par un réseau de phase en transmission	153
V.B Test d'un effacement en polarisation avec cristaux liquides	155
V.C Test de l'activation de l'effacement des réseaux de diffraction	157
VI TEST DES CELLULES PAR DECONFINEMENT	158
VI.A Test de l'adressage électrique des cellules	158
VI.B Mesure de déconfinement	159
CONCLUSION DU CHAPITRE IV	162

Introduction du Chapitre IV

La démonstration de l'activation des hologrammes pixélisés en optique espace libre, faite au Chapitre III, est une avancée importante dans le projet de projection rétinienne du CEA Leti. Toutefois, la réalisation d'une lunette de projection avec un encombrement minimal nécessite de réaliser l'adressage de ces hologrammes à l'aide d'un système photonique intégré et transparent. Dans le Chapitre II, plusieurs technologies d'optique intégrée ont été présentées et deux approches d'extraction basées sur une interaction entre la photonique et des CL ont été proposées.

Dans ce quatrième Chapitre, je m'intéresse au dimensionnement des approches d'activation. Ce dimensionnement sera basé sur certains résultats de simulations permettant d'identifier certains des paramètres clefs des deux approches en vue d'une possible preuve de fonctionnement. Je présente également les outils de caractérisation utilisés pour l'étude des composants réalisés.

Dans un troisième temps, je détaille les moyens de fabrication permettant la conception d'architectures pour réaliser la preuve de fonctionnement des approches d'activations proposées. Enfin j'expose les résultats obtenus sur les échantillons dimensionnés et fabriqués. Une des deux architectures n'a pas pu être réalisée au cours de cette thèse ; néanmoins, de premiers tests en optique à espace libre mettent en évidence sa pertinence pour notre projet.

I Dimensionnement des approches envisagée

Pour rappel, les deux approches d'activation proposées au Chapitre II se basent respectivement sur :

- L'effacement d'un réseau encapsulé dans une couche de CL : En modifiant l'orientation des CL dans les dents du réseau, il est possible de modifier le contraste d'indice du réseau permettant de contrôler la puissance de l'extraction ;
- Le déconfinement du mode guidé : la couche de CL est utilisée comme un superstrat dont l'indice peut varier permettant de modifier le confinement du mode et de moduler l'interaction avec un réseau de l'autre côté de la couche de CL.

Dans le cadre de ce travail de thèse, j'ai utilisé un CL nématique classique et facile d'approvisionnement, le 5CB (ou 4-Cyano-4'-pentylbiphenyl) fabriqué et distribué par l'entreprise Merck. Ce CL a une anisotropie diélectrique positive ainsi qu'une biréfringence élevée de $\Delta n = 0.18$ ($n_e = 1.735$ et $n_o = 1.542$ à une longueur d'onde de 532 nm).

I.A Dimensionnement de l'approche par effacement du réseau

Dans le cadre de cette thèse j'utiliserai des circuits photoniques 2D déjà existants pour permettre de démontrer les méthodes d'activation proposées. L'architecture photonique a été dimensionnée par Basile Meynard dans une thèse ayant démarrée en 2017, deux ans avant mon démarrage de thèse. Cette architecture se compose de guides en SiN de 300 nm de large et de 200 nm de haut. Ces guides sont encapsulés dans un substrat de verre à une profondeur de 20 nm sous la surface du substrat. L'architecture des circuits photoniques a été développée pour évaluer les interactions possibles entre un réseau dense de guides, affleurant à la surface

du substrat, et l'espace libre au-dessus du substrat : je décris cette architecture plus en détails par la suite.

I.A.1 Electrode d'adressage pour l'approche par effacement

L'utilisation d'électrodes transparentes pour alimenter les cellules de CL est imposée dans nos architectures par le besoin de transparence du combineur. Le CEA Leti a la capacité de réaliser des électrodes transparentes en ITO (Indium Tin Oxide) ou en AZO (Al₂O₃-dopé en ZnO). Ces deux matériaux appartiennent au groupe des TCO (Transparent Conductive Oxide) et permettent de conduire le courant tout en étant quasiment transparent.

Ce type d'électrodes est souvent utilisé dans le domaine des afficheurs, pour adresser des pixels. Elles sont considérées comme transparentes lorsqu'elles sont utilisées en transmission sur ces afficheurs, car du fait de la configuration d'utilisation, les épaisseurs de matériau traversées sont très faibles. Bien qu'un peu d'absorption y soit présente, elle ne se traduit pas par des pertes notables du fait de la faible distance de propagation dans ces couches.

Au démarrage de la thèse nous avons fait le choix de réaliser un dépôt de ce type d'électrodes transparentes directement sur les circuits photoniques. Ce choix était notamment motivé par la configuration des échantillons photoniques disponibles. A ce moment de mes recherches un effet physique a été sous-estimé et a dû être repris en compte suite à nos premiers essais de caractérisation : dans le cas d'une utilisation en optique guidée les propriétés d'absorption même faible des TCO peuvent causer de fortes pertes au vu de la longueur de l'interaction entre le mode guidé et le matériau TCO. A l'inverse cependant, le taux de recouvrement du mode et de la couche très fine de matériau électrode limite ce phénomène d'absorption.

Ce phénomène pourrait être problématique surtout dans le cas de l'approche par effacement du réseau où une des électrodes est sur la même face que le guide d'onde.

Considération optique

Des recherches bibliographiques ([119], [120]) permet d'obtenir les valeurs d'indice suivantes pour l'ITO et l'AZO :

- $n_{ITO} = 1.8813 + i0.0034019$ selon [119].
- $n_{AZO} = 1.8699 + i0.0014483$ selon [120].

Pour estimer les pertes engendrées par ces deux matériaux, des simulations FDE sont utilisées. On simule la distribution d'un mode dans une structure composée d'un cœur en SiN et d'une électrode en TCO plane encapsulés dans un substrat de verre. En calculant le recouvrement du mode avec l'électrode, et connaissant la valeur de l'indice imaginaire perçu par cette proportion de mode, il est possible d'estimer un indice effectif complexe du mode guidé, tel que défini par l'équation :

$$\underline{n_{eff}} = n_{eff} + j \cdot k_{eff} \quad (4.1)$$

La valeur de k_{eff} traduit les pertes par absorption du système : il est alors possible de calculer le coefficient d'absorption subit par un mode se propageant dans la structure à l'aide de l'équation suivante :

$$\alpha_{eff} = \frac{4\pi \cdot k_{eff}}{\lambda} \quad (4.2)$$

Ainsi la puissance transmise sur une distance L par une telle structure peut être calculée à l'aide de l'équation suivante :

$$T(x) = e^{-\alpha_{eff} \cdot L} \quad (4.3)$$

Je réalise le calcul de cette transmission sur une longueur de 1 cm et pour plusieurs paramètres de structure. La taille des guides étant d'ores et déjà fixée, les paramètres variants sont la distance entre le guide et l'électrode ainsi que l'épaisseur de l'électrode. La Figure IV-1 représente les résultats de ces calculs de pertes en propagation, dans le cas de l'utilisation de modes TE et TM et pour les deux électrodes transparentes proposées.

La Figure IV-1 représente le cas présentant le plus de perte (électrode en ITO et mode de propagation TM). Les pertes par absorption dans une structure comportant une électrode transparente peuvent atteindre des valeurs très élevées dans le cas où l'électrode est proche du guide (jusqu'à atteindre une valeur de $800 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$). Ces pertes sont fortement réduites lorsque l'électrode est éloignée du guide jusqu'à atteindre des valeurs inférieures à $1 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$. En réduisant l'épaisseur de l'électrode, il est également possible de réduire légèrement les pertes de la structure.

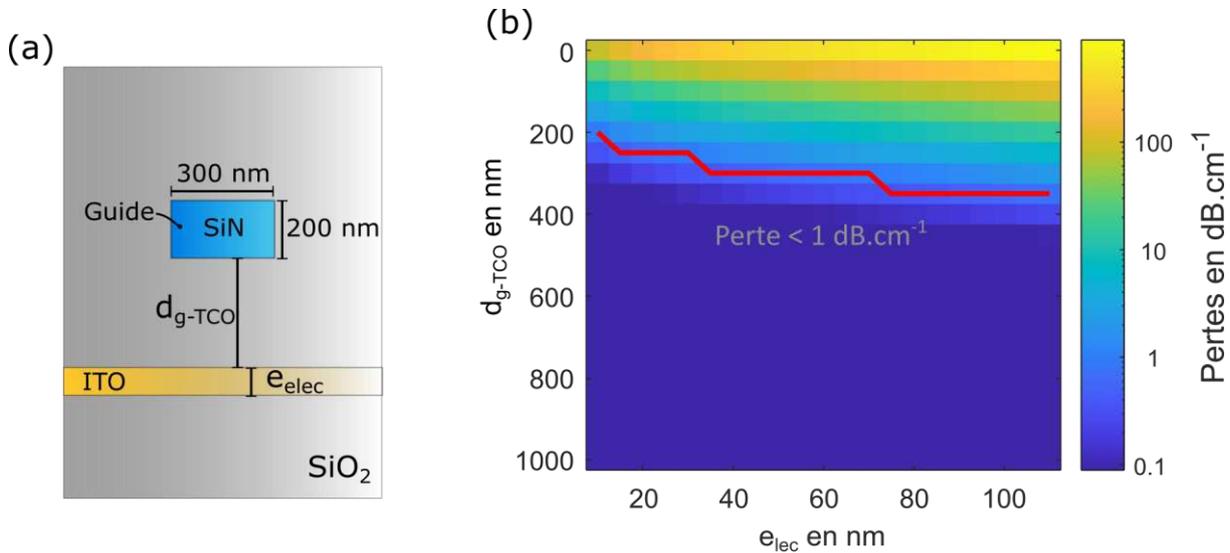


Figure IV-1 : (a) Représentation de la structure en guide d'onde simulée pour estimer les pertes optiques dues à la présence d'une électrode en TCO. (b) Résultats des pertes en $\text{dB} \cdot \text{cm}^{-1}$ en fonction de l'épaisseur de l'électrode et de la distance entre le guide en SiN et l'électrode, dans le cas où les pertes sont les plus importantes (i.e le cas de l'utilisation d'un mode TM avec une électrode en ITO).

La technologie du CEA permet un meilleur contrôle de la qualité de l'ITO que de l'AZO. L'épaisseur minimale d'ITO pouvant être déposée est de 40 nm : on choisit donc de réaliser un dépôt d'une telle épaisseur. Pour ce qui est de la distance entre le guide et l'électrode, du point de vue de la photonique, il est nécessaire d'enterrer au maximum l'électrode en TCO.

Néanmoins du point de vue électrique, l'éloignement de l'électrode cause une réduction de la tension appliquée aux bornes de la couche de CL. En effet l'ajout d'un diélectrique entre l'électrode et la couche de CL provoque une chute de tension au sein de ce diélectrique.

Considération électrique

De manière à estimer la chute de tension entraînée par l'éloignement de l'électrode de la couche de CL, je réalise des simulations basées sur la méthode FEM grâce au logiciel (LCD Master 2D). Ces simulations permettent de résoudre les équations (1.22) à (1.25) pour déterminer l'orientation des CL dans une cellule. La distribution alors obtenue permet de minimiser l'énergie du système sous une valeur de tension appliquée. De manière à pouvoir appliquer ce type de simulation à notre projet incluant des réseaux, des guides d'onde et des CL, je fais plusieurs hypothèses simplificatrices :

- J'associe le réseau à une couche d'ancrage faible c'est-à-dire une couche d'ancrage dont la constante d'énergie surfacique est de $10^{-4} J.m^{-2}$. Cette hypothèse permet de traduire l'effet d'ancrage mécanique dans les dents des réseaux [64], [121], tout en conservant la possibilité d'orientation des cristaux au sein du réseau. De plus cela permet d'éviter des artefacts de simulation sur la partie supérieure des dents du réseau où en théorie aucun ancrage n'est appliqué mais où une valeur d'ancrage doit être spécifiée pour réaliser une simulation.
- La présence du guide d'onde en *SiN* est négligée devant la couche de verre du fait du faible volume occupé par le guide en comparaison de son encapsulation en *SiO₂*.

L'épaisseur de la couche de CL est fixée à 1,2 μm car c'est l'épaisseur de billes de Silice la plus petite disponible au laboratoire. Une utilisation d'un espace minimal entre les deux faces de la cellule permet de diminuer les tensions d'adressage. En effet l'orientation des CL est sensible au champ électrique ; or en réduisant l'épaisseur et en gardant la tension inchangée on augmente le champ électrique car :

$$\vec{E} = -grad(V) \quad (4.4)$$

La Figure IV-2 représente les résultats de la simulation de l'activation de la rotation des CL au sein d'une cellule de 1,2 μm d'épaisseur, pour différentes profondeurs d'électrodes en TCO et différentes tensions appliquées. Les simulations sont réalisées à 1D dans un premier temps. Le cas d'une électrode à une profondeur 0 correspond au cas où l'électrode est au-dessus du guide d'onde (cas entraînant le plus de pertes optiques) ; dans les autres cas l'électrode est sous le guide ce qui permet de réduire les pertes optiques.

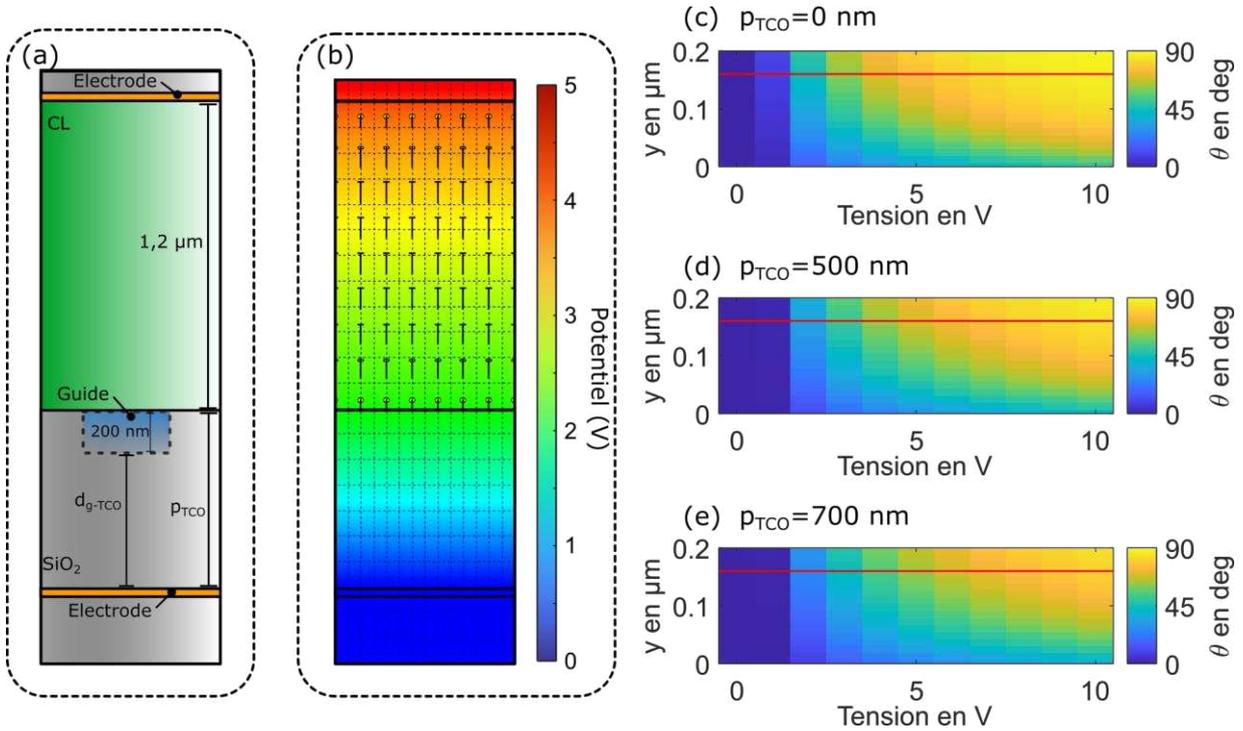


Figure IV-2 (a) Structure simulée permettant d'estimer l'orientation des CL dans une cellule pour différentes valeurs de profondeur d'électrode. (b) Résultats représentés en 2D de la simulation de l'orientation des CL dans une cellule adressée par une électrode à 500 nm de profondeur (i.e. enterrée 250 nm sous le guide en SiN). (c) à (e) Résultats de la simulation de l'orientation des CL proches de l'interface avec le guide d'onde (la ligne rouge représente la hauteur du réseau).

La Figure IV-2 montre que l'utilisation d'électrodes enterrées cause une réduction de la réorientation des CL à l'interface avec le guide d'onde. Cette réduction va se traduire du point de vue optique par une modification de l'indice de réfraction perçue au-dessus des réseaux. Cette variation de l'indice de réfraction perçue par une polarisation donnée, peut-être calculée à l'aide de l'équation de la biréfringence (1.24). Dans le cas de l'approche par effacement du réseau, il est prévu d'utiliser les deux polarisations : je réalise donc le calcul de l'indice perçue par des polarisations TE et TM se propageant dans un guide sous la couche de CL pour les différentes profondeurs d'électrode d'activation.

Dans l'approche par effacement du réseau, seul l'indice perçue dans le réseau est important, le but étant d'obtenir un indice de CL égal à celui du réseau. Pour estimer la perte de cet accord d'indice dans le réseau, je réalise l'intégrale de l'indice perçue par les modes sur une épaisseur correspondant aux dents du réseau :

$$\langle n \rangle = \int_0^{e_{res}} n(y) dy \quad (4.5)$$

Avec e_{res} l'épaisseur du réseau utilisé.

La Figure IV-3 représente la variation de l'indice moyen perçue $\langle n \rangle$ pour différentes profondeurs d'électrode et pour différentes tensions appliquées.

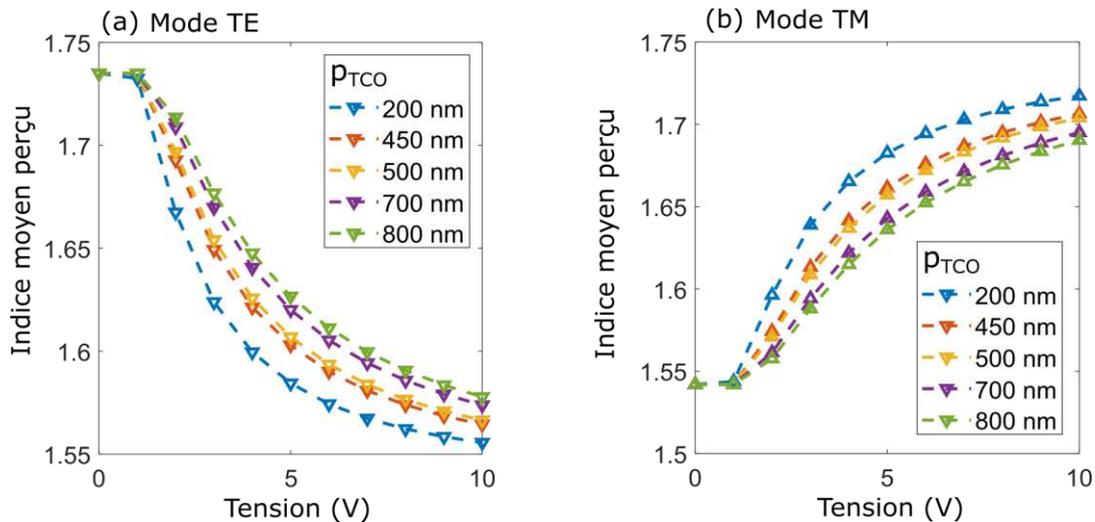


Figure IV-3 : Simulation de l'indice des CL perçu, moyenné sur la hauteur d'une dent du réseau, par une polarisation TE dans le cas (a) et TM dans le cas (b) et pour différentes profondeurs d'électrode et différentes tensions d'adressage.

La Figure IV-3 met en évidence un effet différent suivant la polarisation :

- Dans le cas TE, lorsque la tension est appliquée les cristaux ne sont pas totalement réorientés, et ce indépendamment de la tension appliquée. L'éloignement de l'électrode a pour conséquence de nécessiter une tension plus forte pour obtenir un niveau équivalent de réorientation. Par exemple pour obtenir un indice moyen de 1,6, une tension de 4 V est suffisante sans enterrer l'électrode, alors que pour une profondeur de 800 nm il est nécessaire d'appliquer une tension de 7 V. L'éloignement de l'électrode, dans le cas d'une polarisation TE, va donc impacter l'état OFF de la structure en réduisant l'efficacité d'extinction de ce dernier. Par la suite on verra qu'il est possible de réduire cet effet en adaptant l'indice du réseau pour réduire la différence entre les indices des dents du réseau.
- Dans le cas TM, on observe également une réorientation partielle des CL mais l'effet sur la structure n'est pas le même que dans le cas TE. L'impact de non uniformité d'indice est dans ce cas observé sur le cas ON de la structure. L'éloignement de l'électrode a pour conséquence de réduire la différence entre l'indice du réseau et celui du CL activé. Ainsi l'extraction lors de l'activation du réseau sera réduite si l'électrode est éloignée de la cellule.

L'éloignement de l'électrode du guide se traduit en mode TE par une dégradation de l'effacement, et en mode TM par une dégradation de l'extraction. On en conclut que dans le cas TE comme dans le cas TM, il est préférable d'un point de vue électrique de réduire la profondeur à laquelle l'électrode est enterrée. Cette recommandation est en contradiction avec la recommandation précédente, où la réduction des pertes optiques nécessitait une électrode la plus enterrée possible. Il est donc nécessaire de faire un compromis entre les caractéristiques optique et électronique de l'architecture.

Ma recommandation pour la mise en œuvre de l'approche par déconfinement est donc de réaliser une électrode enterrée à 500 nm sous la cellule de CL. Du point de vue optique, cette profondeur correspond à une distance entre l'électrode et le guide de 300 nm ce qui permet

de conserver des pertes optiques inférieures à $1 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$. Du point de vue électronique, les pertes de tension restent faibles ce qui permet de conserver un effet d'activation confortable pour notre application.

Si cette recommandation n'a pas pu être mise en œuvre dans les premiers échantillons de test du mode effacement, elle a pu être intégrée dans les prochains échantillons à venir, notamment dans le cadre de la thèse de Kyllian Millard qui a pris la suite de l'activité de recherche de Basile Meynard.

I.A.2 Indice du réseau pour l'approche par effacement

Comme on a pu le voir dans le cas de l'approche par effacement du réseau, en utilisant la polarisation TE, même à l'aide de très fortes tensions, on n'observe pas un effacement total du réseau. Du fait de la réorientation partielle des cristaux à l'interface avec le réseau, on voit apparaître une extraction même à l'état OFF. Pour illustrer cet effet, je simule l'orientation de CL de 5CB, dans une cellule de $20 \mu\text{m}$ de long composée de 3 électrodes :

- Une électrode au centre sans tension appliquée, qui dans le cas de la polarisation TE sera un point d'extraction activé ;
- Deux électrodes avec des tensions de 5 V permettant d'orienter les cristaux perpendiculairement à la polarisation pour effacer le réseau.

La Figure IV-4 représente le résultat de cette simulation.

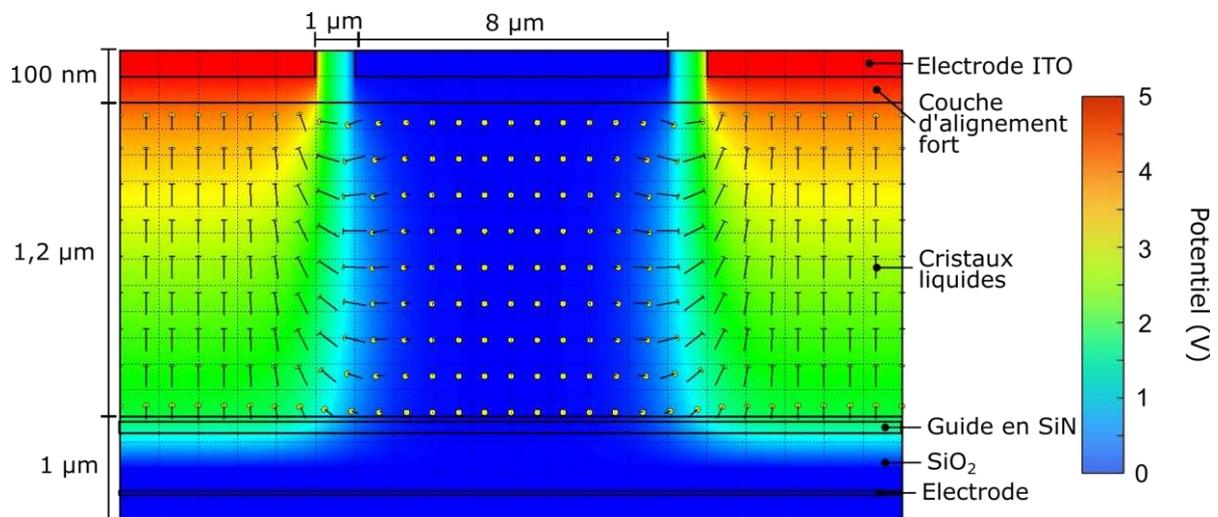


Figure IV-4 : Résultat de la simulation d'une cellule de CL de $1,2 \mu\text{m}$ d'épaisseur pour l'architecture par effacement du réseau utilisée dans le cas d'une polarisation TE.

La distribution d'orientation des CL ainsi obtenue peut-être traduite en termes de distribution d'amplitude dans le cas où l'on connaît la polarisation utilisée. En effet l'orientation des CL se traduit sous la forme d'un vecteur :

$$\vec{N} = \begin{pmatrix} N_x \\ N_y \\ N_z \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

En observant que la polarisation TE est uniquement orientée selon la direction y, il est possible de déterminer l'angle entre les cristaux et la polarisation :

$$\alpha = \text{acos}(N_y) \quad (4.7)$$

Ensuite en utilisant la formule de la biréfringence du Chapitre I on peut déduire l'indice perçu par une telle polarisation dans la structure optique. La Figure IV-5 représente la distribution d'indice dans la couche de CL pour une tension appliquée de 5 V sur les électrodes des extrémités et sans tension au centre.

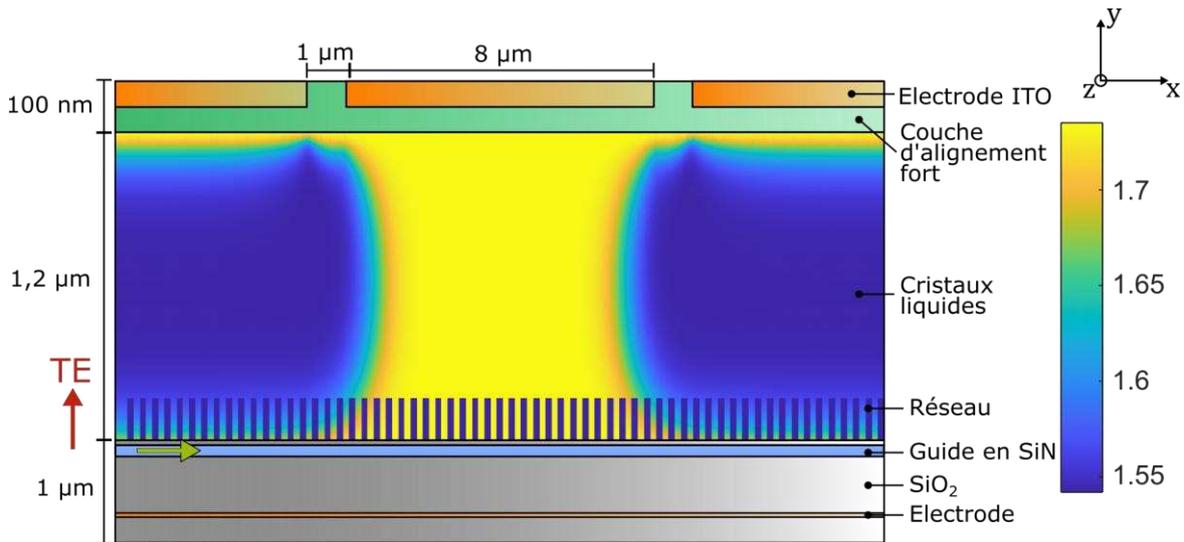


Figure IV-5 : Calcul de la distribution d'indice dans le cas ON avec une polarisation TE. Une tension de 5 V est appliquée sur les électrodes des extrémités permettant la rotation des CL. On voit apparaître un léger contraste de l'indice même dans le cas OFF.

La Figure IV-5 montre que l'effet recherché avec les CL est partiellement atteint :

- Dans le cas ON, au centre, l'absence de tension appliquée crée bien un contraste d'indice fort entre le substrat et le réseau.
- Dans le cas OFF, sur les côtés, ce contraste est réduit par l'orientation verticale des CL. Néanmoins proches du réseau, le fait que les CL ne soient réorientés que de manière partielle cause l'apparition d'un contraste non négligeable avec l'indice du réseau. Ce contraste non nul va causer une extraction parasite qui pourrait entraîner des pertes dans le cas OFF.

Une solution pour réduire ces pertes consiste à augmenter la tension d'adressage comme on a pu le voir à la Figure IV-3 (a). Une autre solution est de modifier l'indice du réseau pour réduire la différence d'indice effectif entre les deux parties des dents du réseau. Cette optimisation de l'indice du réseau est très dépendante de l'ancrage appliquée dans les simulations sur la face correspondant au réseau. En pratique des tests expérimentaux pourraient permettre d'estimer une valeur physique de la force d'ancrage d'un tel réseau. De manière à rester le plus cohérent possible, la valeur de l'ancrage est fixée à $1 \cdot 10^{-4} \text{ N} \cdot \text{cm}^{-2}$, valeur par défaut d'un ancrage faible. Néanmoins des tests avec un ancrage légèrement plus faible ($5 \cdot 10^{-5} \text{ N} \cdot \text{cm}^{-2}$) ont permis de mettre en évidence un bien meilleur alignement de CL

dans les réseaux d'extraction permettant de réduire la nécessité d'optimiser l'indice de ce réseau.

La Figure IV-6 représente l'évolution des pertes de guidage dans un guide de $4,5 \mu\text{m}$ de long pour différentes valeurs d'indices de réseau. Ces pertes de guidage sont estimées à l'aide de simulations FDTD en propageant un mode guidé TE dans une structure à 3D constituée du guide d'onde en SiN , d'une couche de CL partiellement orientée et d'un réseau de 400 nm de période dont l'indice varie selon les simulations. En observant la distribution du champ électrique et en la comparant au mode guidé en entrée, il est possible de déterminer la proportion de la puissance restante dans le mode TE à la fin de la propagation. Je peux ainsi estimer les pertes par guidage sur cette structure. Dans le cas d'une tension d'effacement de 5 V , la Figure IV-6 met en évidence un minimum des pertes par propagation pour une valeur d'indice de réseau de $1,6278$.

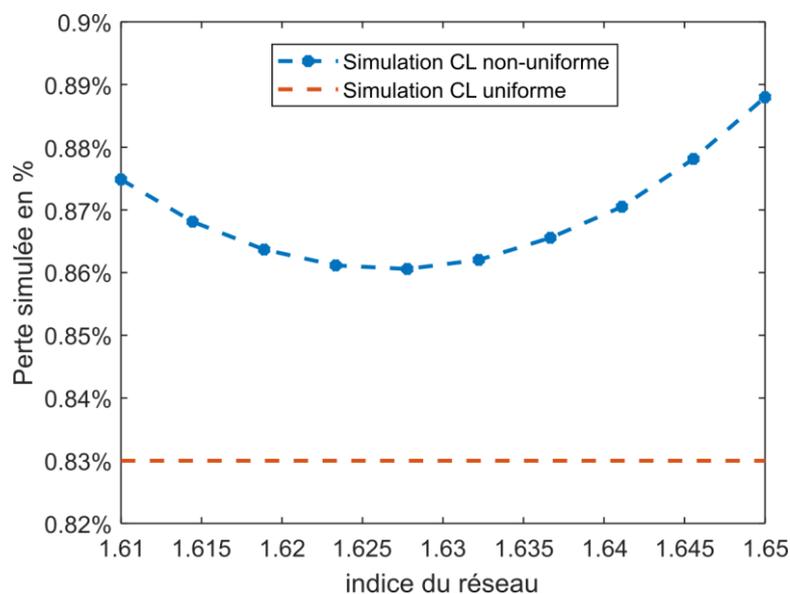


Figure IV-6 : Simulation des pertes de guidage dans un guide de $5 \mu\text{m}$ de long, recouvert d'un réseau et d'une couche de CL partiellement orientés pour éteindre le réseau. On observe que les pertes évoluent en fonction de l'indice du réseau et atteignent un minimum pour un indice de réseau de $1,6278$.

La valeur d'indice optimal identifiée à la Figure IV-6 met en évidence des pertes relativement importantes ($0,86\%$ au minimum). Une majorité de ces pertes est due à la méthode de simulation utilisée ainsi qu'au maillage choisi pour réaliser cette optimisation. A titre d'exemple j'ai tracé, à la Figure IV-6, les pertes obtenues sur un guide recouvert d'une couche uniforme d'indice $1,6278$ (sans la présence du réseau) dans des conditions de simulations identiques à celles utilisées pour optimiser l'indice du réseau. En théorie cette simulation de guide d'onde non perturbé devrait afficher une transmission totale de la puissance (et par conséquent une perte de 0%). On observe néanmoins une perte de $0,83\%$. Ces pertes proviennent en réalité de perturbations du champ électrique sur les mailles de la simulation et de conditions aux limites imparfaites. Ainsi les pertes associées au contraste d'indice des dents du réseau peuvent être estimées à environ $0,03\%$ sur une distance de $4,5 \mu\text{m}$.

Des simulations de l'extraction activée de l'approche proposées sont également réalisées dans les modes de propagations TE et TM. Ces simulations permettent de mettre en évidence

des transmissions du mode guidé proche de 90% lorsque l'extraction est active (92.9% pour le mode TE et 90.7% pour le mode TM). On observe également que l'émission directive vers le haut dans le cas du mode TE est légèrement plus élevée que dans le cas TM, (1.9% contre 0.7%). Ces résultats sont en partie liés au guide d'onde utilisés (optimisés pour une utilisation TE) et pourrait être optimisés pour favoriser l'extraction du mode TM dans de prochains designs.

Pour conclure, les simulations de l'extraction à l'état OFF ont permis d'identifier un désavantage majeur à l'utilisation du mode TE avec l'approche par effacement du réseau même si une solution a été proposée pour limiter l'impact de ce désavantage.

Dans le cas de l'utilisation de la méthode par effacement du réseau, l'indice du réseau devra être adapté à la polarisation utilisée pour minimiser au maximum l'émission à l'état OFF.

- Dans le cas d'une polarisation TM, l'indice du réseau doit correspondre exactement à l'indice ordinaire du CL ce qui permet un effacement total du réseau à l'état OFF.
- Dans le cas d'une polarisation TE, l'indice du réseau doit être optimisé pour compenser le manque d'orientation des CL à l'interface avec le guide d'onde. Pour cela il est nécessaire de réaliser des mesures permettant de déterminer la force de l'ancrage des CL dans le réseau.

Il faut souligner qu'un avantage significatif du mode TM, en plus de permettre un effacement total, est que l'effacement correspond à une absence de tension. Le mode de fonctionnement nominal d'un écran de lunette informative est paradoxalement d'être éteint car l'apport d'informations visuelles est limité en surface sur l'écran. Faire correspondre ce mode fonctionnel à une mise sous tension comme dans le cas TE pose problème d'un point de vue de la consommation d'énergie. Le mode TM semble donc celui qu'il faudrait privilégier.

En plus du dimensionnement réalisé dans cette partie des simulations FDTD des architectures ont été réalisées en simulant le passage d'une onde dans une cellule de cristaux liquide activée entre deux cellules inactives. Ces simulations permettent notamment de montrer que les efficacités des approches proposées pourraient convenir au projet de projection rétinienne (puissance extraite du guide proche de 10%).

I.A.3 Dimension de l'approche par effacement

La Figure IV-7 représente le dimensionnement de l'approche par effacement du réseau après avoir pris en compte les considérations techniques de fabrication. On remarque que l'électrode de masse a été enterrée sous le guide pour réduire les pertes dues à l'interaction entre le mode et cette électrode. Le réseau d'extraction possède un pas de 400 nm permettant d'être réalisé par la plupart des méthodes de lithographie du CEA. Sa hauteur est choisie à 200 nm ce qui permet de conserver un rapport de forme de 1, facilitant sa réalisation. Enfin l'épaisseur de CL est choisie à 1,2 μm (taille minimale des espaceurs en billes de verre disponible au CEA) ce qui permet l'utilisation de tensions d'adressage faibles. La largeur de l'électrode n'est à l'heure actuelle pas fixée car il est nécessaire de réaliser des tests d'efficacité de cette structure pour dimensionner des tailles d'électrodes permettant des efficacités d'extraction en cohérence avec le projet de projection rétinienne. Dans le cadre de

cette thèse un masque d'adressage a été réalisé avec des électrodes de taille variant de 5 µm à 200 µm, qui permettent d'évaluer une taille d'électrode pour le dispositif.

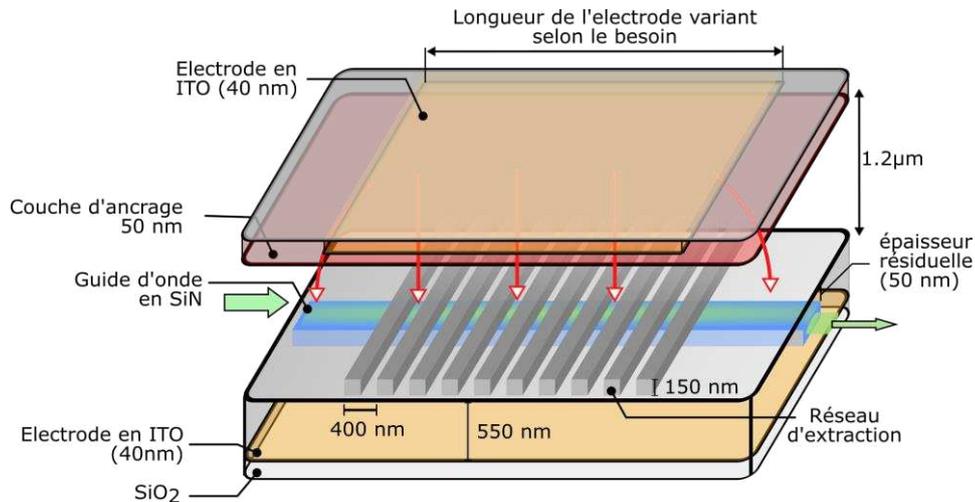


Figure IV-7 : Représentation des dimensions envisagées pour la réalisation de la preuve de concept de l'activation utilisant l'approche par effacement du réseau.

Comme expliqué précédemment, la nécessité d'enterrer l'électrode sous le guide d'onde a été identifiée en seconde partie de thèse. Les échantillons disponibles dans mon travail n'ont donc pas permis de tester l'approche par effacement du réseau en optique intégrée. Toutefois il a été possible de tester l'effacement d'un réseau en optique espace libre, en réalisant des réseaux de diffraction dont l'indice était égal à celui de l'indice ordinaire du CL. En étudiant les ordres de diffraction d'un tel échantillon encapsulé dans des CL, il est possible de faire apparaître un effet d'effacement du réseau comme on le verra par la suite.

I.A Approche par déconfinement du mode guidé

Après avoir étudié les contraintes technologiques liées à l'approche d'activation par effacement dans la partie précédente, j'étudie dans cette partie la seconde approche proposée, celle par déconfinement du mode guidé.

Épaisseur de la couche de cristal liquide

Pour estimer l'épaisseur de CL nécessaire pour réaliser l'approche par déconfinement du mode, je réalise un dimensionnement utilisant la théorie des modes couplés ainsi que la formule d'efficacité d'un réseau de Bragg (1.13). Ainsi les valeurs d'efficacité obtenues dans cette partie ne seront surement pas équivalentes à celles associées à des réseaux d'extraction. Néanmoins, ces simulations ont le net avantage d'être rapides à utiliser et présentent donc un intérêt pour réaliser un premier dimensionnement des structures.

L'utilisation de la simulation des modes couplés permet notamment de déterminer l'épaisseur de CL nécessaire pour obtenir un contraste suffisant pour notre application. Le contraste de la réflexion de l'approche utilisée se calcule à l'aide de la formule suivante

$$C = \frac{R_{on}}{R_{off}} \quad (4.8)$$

Avec R_{On} l'intensité réfléchie dans le cas On et R_{Off} l'intensité réfléchie dans le cas OFF.

Dans le cas de l'architecture par déconfinement, les électrodes sont en configuration IPS ainsi les CL devraient rester dans le plan du substrat. Dans ce cas l'application d'une tension poussera les CL à s'orienter perpendiculairement aux parois des dents du réseau. Du fait de la proximité des parois des dents du réseau (environ 200 nm dans le cas idéal) la force nécessaire pour orienter les CL sera plus importante que précédemment.

La Figure IV-8 représente le calcul du contraste, en utilisant une résolution par la méthode des modes couplées. Les simulations sont réalisées pour différentes distances entre le guide et le réseau et pour différentes épaisseurs de réseau tel que représenté à la Figure IV-8 (a). Il est à noter que les creux du réseau étant remplis de CL, l'épaisseur de la couche de CL est donc égale à la somme de l'épaisseur du réseau et de la distance entre ce dernier et le guide.

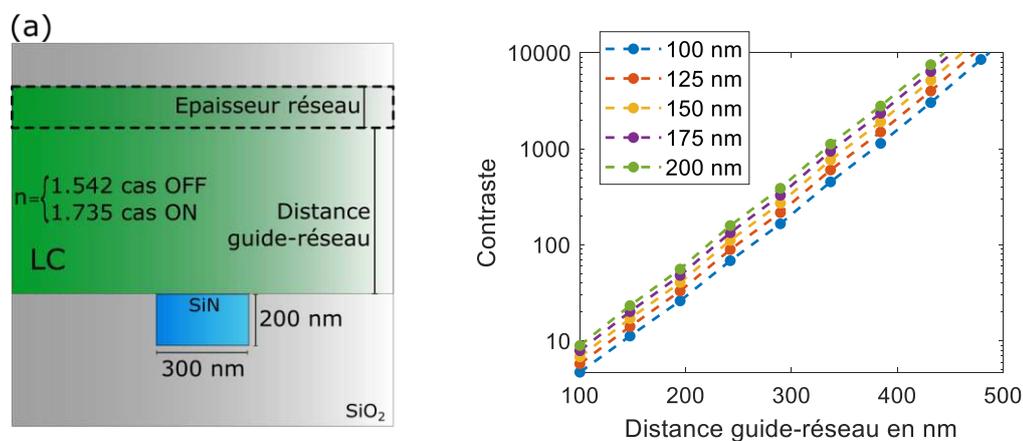


Figure IV-8 : (a) Représentation de la structure simulée pour estimer le contraste de l'efficacité de l'activation d'un réseau de Bragg en réflexion, fonctionnant sur le principe d'effacement du réseau. (b) Résultat de la simulation du contraste de l'efficacité en réflexion de l'approche par déconfinement, pour différentes distances entre le guide et l'électrode et différentes épaisseurs de réseau.

L'observation de la Figure IV-8 permet de mettre en évidence une augmentation rapide du contraste de la réflexion avec l'épaisseur de la couche de CL. Toutefois plus le réseau d'extraction sera éloigné de la couche de CL plus la réflexion à l'état ON sera faible. Le cas d'un réseau de 150 nm placé à une distance de 380 nm du guide (correspondant à une épaisseur de CL de 530 nm), permet d'obtenir un contraste de 1 :1000. Ainsi il est nécessaire de réaliser une couche de CL d'épaisseur suffisante pour éviter d'obtenir une couche dont l'épaisseur trop faible cause des pertes à l'état OFF.

Dans le cadre de cette thèse l'épaisseur de la couche de CL a été faite à l'aide d'espaceurs en résine (TLER). L'homogénéité de la hauteur de ces espaceurs est optimisée à 700 nm pour des considérations technologiques. De manière à confirmer la cohérence de l'utilisation d'une telle épaisseur de CL, je réalise une simulation, basée sur la méthode FDTD, d'une architecture d'extraction avec une telle épaisseur de CL. De la même manière que pour l'approche par effacement développé précédemment, la simulation est réalisée en utilisant le logiciel « LCD Master » pour déterminer la distribution de l'orientation des CL dans la cellule. Cette distribution, une fois traduite en variation d'indice a été utilisée dans le logiciel de simulation FDTD (Lumerical) pour étudier la propagation du mode guidé TE dans la structure.

La Figure IV-9 représente l'amplitude du champ électromagnétique observé dans l'architecture, lorsque 3 électrodes sont désactivées (électrodes au centre de la structure). Les électrodes des extrémités sont activées permettant de confiner le mode et de réduire l'extraction.

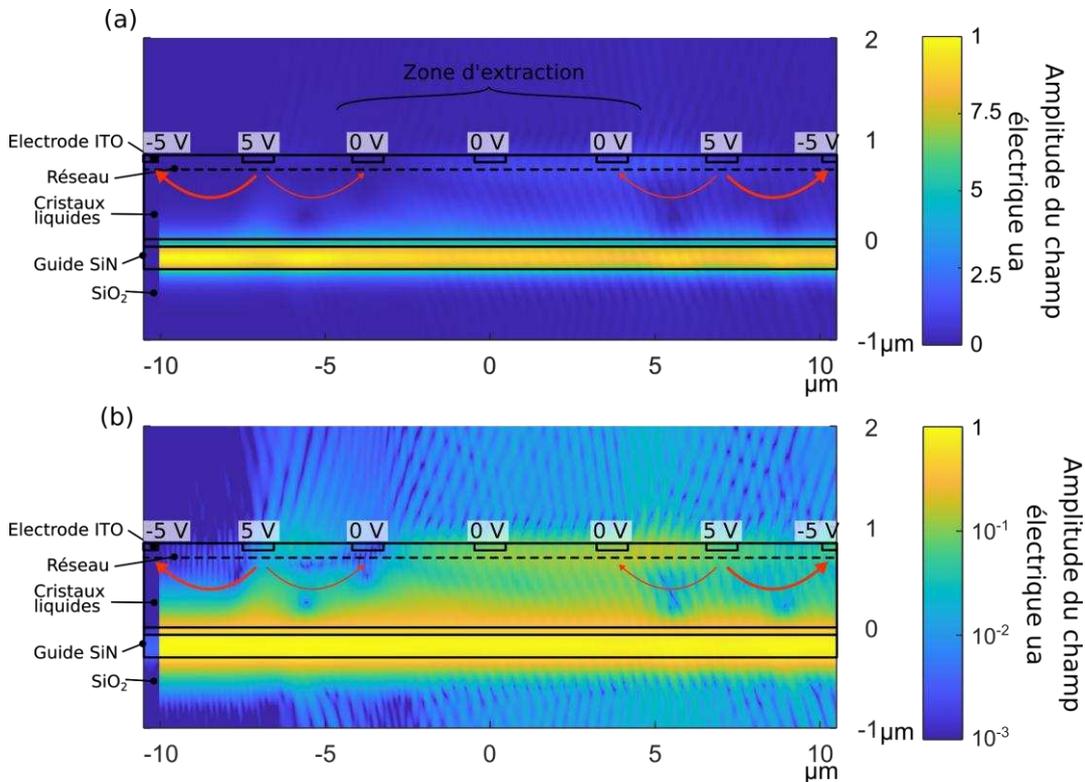


Figure IV-9 : Simulation de la propagation d'une mode TE dans une architecture basée sur l'utilisation de l'approche par déconfinement pour réaliser une extraction active. Représentation à l'aide d'une échelle linéaire (a) et logarithmique (b).

L'observation de la Figure IV-9 (a) en échelle linéaire met en évidence qu'une majeure partie de l'énergie reste guidée dans le cœur du guide. L'observation en échelle logarithmique démontre du déconfinement du mode dans la zone d'extraction (en dessous des électrodes inactives). La puissance est alors partiellement couplée dans la zone correspondant au réseau et extraite progressivement. Ainsi ce type de d'architecture avec une épaisseur de CL de 700 nm devrait bien permettre de réaliser une activation de l'extraction. En observant la proportion de lumière transmise vers le haut du substrat on peut estimer l'extraction de la lumière à environ 3.5% (l'extraction cumulée vers le haut et le bas approchant les 7%). La proportion de lumière restant guidée dans le guide d'onde est de 87%. Les valeurs obtenues sont donc assez proches de l'objectif fixée toutefois seul une réalisation expérimentale pourra réellement permettre de juger de l'efficacité de l'approche.

On observe également des effets de perturbation en dessous des électrodes activées, aux extrémités de la structure. Ces effets sont causés par une orientation partielle des CL en dessous des électrodes du fait des faibles champs dans ces zones. Pour diminuer cet effet il est possible d'augmenter la tension d'activation des électrodes. Il est également possible d'envisager l'utilisation d'une électrode enterrée sous le guide d'onde pour créer une orientation verticale des CL. Dans le cadre de ce travail de thèse je ne réaliserai pas une telle électrode car de même que pour l'approche par effacement cela implique la fabrication de

nouveaux échantillons photoniques. Ainsi on s'attend à observer des pertes à l'état OFF néanmoins l'étude d'un échantillon utilisant uniquement des électrodes IPS reste intéressante car permet la preuve de concept de l'approche proposée.

Taille des électrodes et espacement

La taille limite de lithographie de la machine qui sera utilisée pour la fabrication des électrodes de la structure par déconfinement est de $1\ \mu\text{m}$. On cible donc cette valeur comme taille des électrodes d'adressage ce qui permet de limiter les zones non adressées sous les électrodes. Concernant le choix de l'espacement entre les électrodes, il est choisi à $2,5\ \mu\text{m}$ (taille typique d'une cellule de CL) ce qui permet d'obtenir une bonne uniformité entre les électrodes d'activation sans avoir à appliquer une tension trop grande.

La Figure IV-10 représente l'architecture dimensionnée à l'aide des résultats de simulations concernant l'épaisseur de la cellule de CL et les spécifications des tailles et espacements des électrodes.

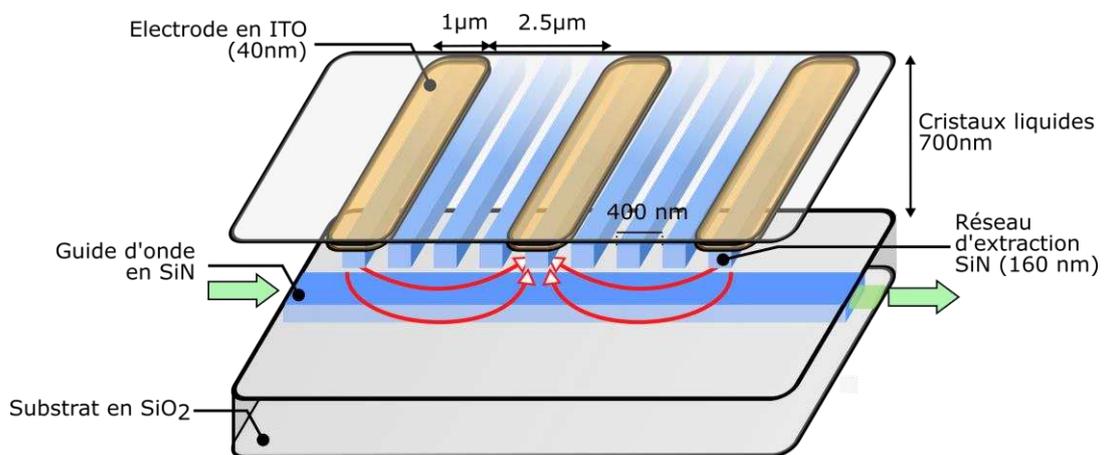


Figure IV-10 : Représentation de l'architecture dimensionnée pour réaliser un test d'activation de l'extraction par déconfinement du mode guidé.

II Architectures d'adressage

De manière à pouvoir réaliser une architecture d'adressage, basée sur les deux approches d'activation proposées il est nécessaire de réaliser un adressage optique et un adressage électronique. L'adressage optique permettra d'activer uniquement certains guides d'une distribution dense tandis que l'adressage électrique permettra d'activer le phénomène d'extraction des guides ayant été adressés.

II.A Architecture d'adressage optique

Comme expliqué précédemment, l'échantillon photonique utilisé pour réaliser la fonction d'adressage optique provient de la thèse de Basile Meynard effectuée en recouvrement partiel de ma propre thèse.

Cet échantillon photonique permet de réaliser un adressage optique de distribution de guides d'onde. La Figure IV-11 (b) schématise le fonctionnement simplifié de ce circuit

photonique. Il est composé de 32 réseaux denses de guides d'onde en Nitrure de Silicium (SiN) sur un substrat de verre (SiO_2). Ces réseaux denses de guides peuvent être alimentés de trois manières différentes :

- ⇒ Une première solution est d'utiliser un réseau d'insertion principal, permettant à l'aide de multiplexeurs 1 vers 2 (basé sur des MMI) d'alimenter toute la structure de réseaux de guides.
- ⇒ La seconde solution consiste à utiliser des coupleurs secondaires permettant d'activer seulement certains groupes de guides d'onde grâce à l'utilisation de coupleur 3dB.
- ⇒ Il est également possible de réaliser un couplage par la tranche du circuit photonique, toutefois cette dernière méthode n'a pas pu être mise en œuvre du fait de rugosité des flancs de l'échantillon. Des méthodes de polissage de la tranche sont à ce jour envisagées pour pouvoir utiliser cette troisième solution d'insertion.

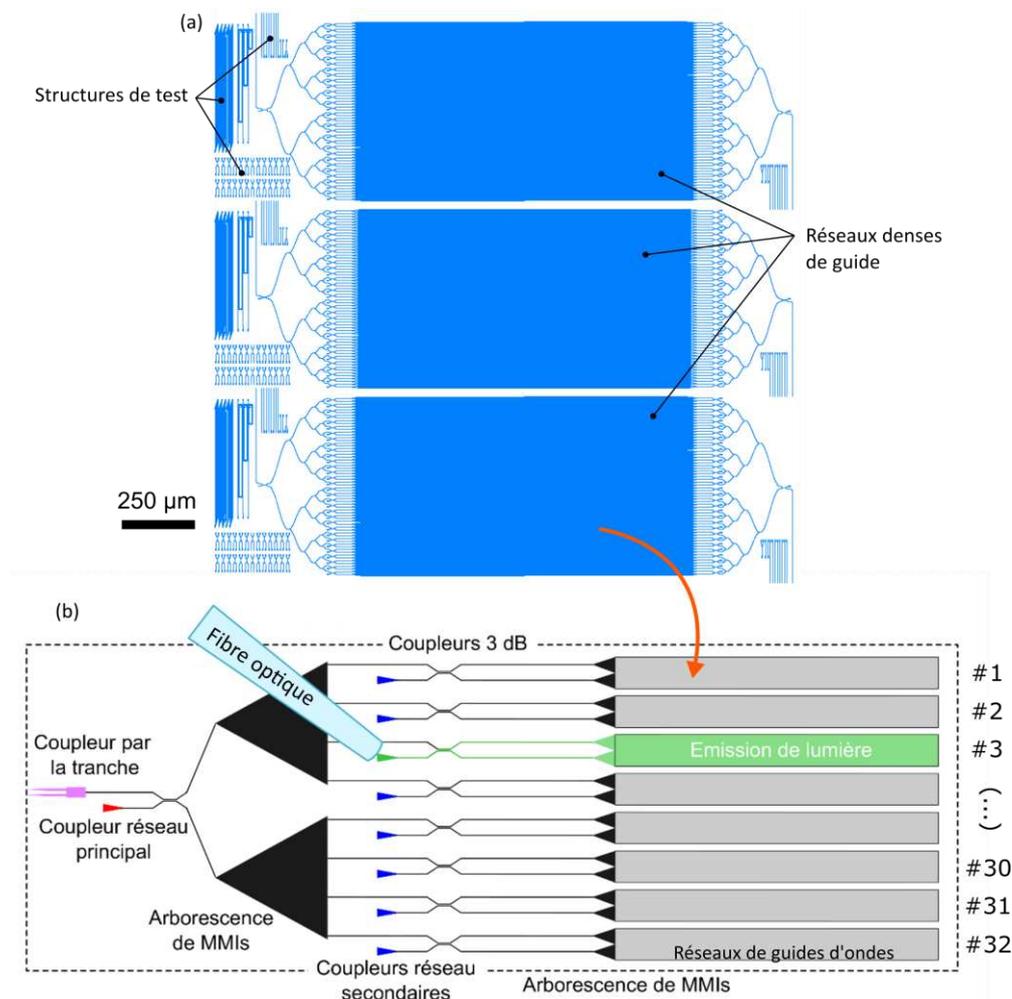


Figure IV-11 : (a) Représentation du masque photonique (ARB2) permettant la distribution de lumière dans des réseaux de guide d'ondes, (b) Schématisation du fonctionnement du circuit photonique utilisé pour réaliser l'adressage optique de réseaux de guides d'onde [117].

Le dimensionnement ainsi que le détail de fabrication de ce composant photonique ont été statué lors de la thèse évoquée précédemment. Le mode de mise en œuvre des CL et la conception des électrodes devront donc s'adapter à cette architecture.

L'architecture décrite par la Figure IV-11 avait pour vocation initiale de réaliser des tests de l'interaction directe entre une distribution de guides d'onde et une couche de matériau holographique déposée en surface. J'ai analysé comment cette configuration pouvait également s'appliquer à une interaction avec une couche de CL.

Des structures de tests sont également présentes sur cet échantillon pour permettre de connaître les caractéristiques des guides et des composants formant la structure principale. Ces structures de tests ont notamment permis de mettre en évidence les pertes des guides d'onde composant l'architecture. Ces pertes ont été expérimentalement évaluées à $14,3 \pm 0,14 \text{ dB} \cdot \text{cm}^{-1}$. Ces pertes très élevées sont attribuées à des rugosités de surface des guides d'onde causant des pertes des modes guidés [83]. Du point de vue de l'observation ces pertes apparaissent comme des zones très diffusantes sur la longueur du guide d'onde. La Figure IV-12 représente une photographie du phénomène de guidage dans l'architecture d'adressage optique dans le cas d'une insertion par le réseau de couplage principal et dans le cas d'un réseau de couplage secondaire.

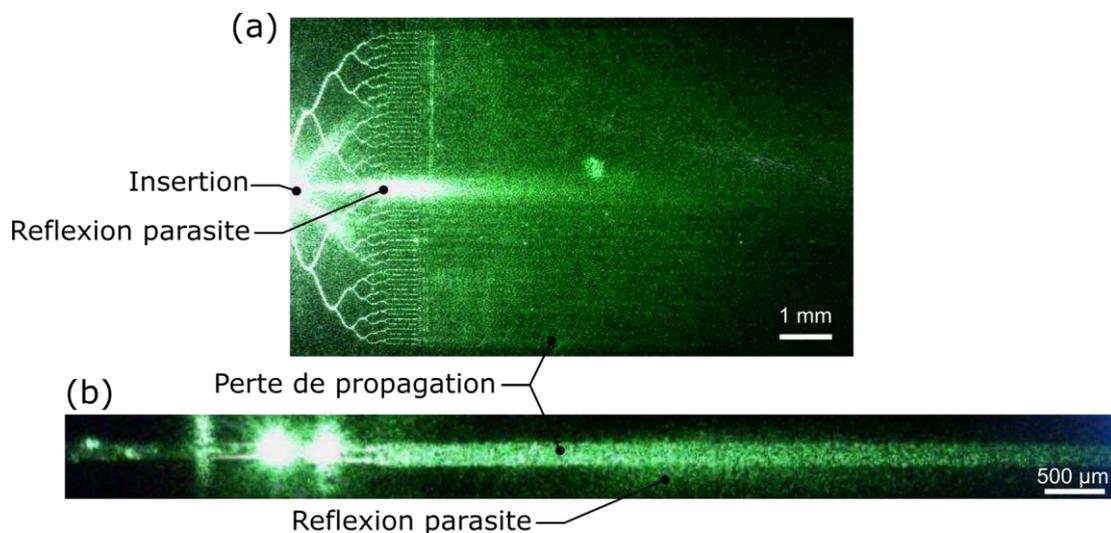


Figure IV-12 : Photographie du guidage dans le circuit d'adressage optique (a) dans le cas d'une insertion par le réseau de couplage principal permettant d'adresser l'ensemble des guides de la structure (b) dans le cas de l'insertion par un réseau de couplage secondaire.

Dans le cas du résultat de la Figure IV-12, l'insertion de la lumière fait apparaître une réflexion parasite se propageant dans le substrat et faisant apparaître une bande lumineuse en prolongement du plan d'incidence de la fibre d'injection. On observe, dans le cas de l'insertion par le réseau principal, les divisions de puissance amenant à la zone des réseaux denses. Dans le cas de l'insertion secondaire on perçoit nettement la bande de guide adressée du fait des fortes pertes de diffusion. Idéalement tous les éléments ne devraient pas être visibles et leur présence sur la photographie confirme la perte de puissance lors de la propagation dans les guides.

Une thèse, réalisée par Killian MILLARD, est actuellement en cours et a pour objectif de complexifier et d'améliorer le circuit d'adressage optique. Il prévoit notamment des réseaux de guides distribués de manière quasi-aléatoire à l'aide d'un circuit sur deux niveaux. Le processus de fabrication dans cette thèse est également amélioré dans l'espoir de réduire la rugosité des flancs de guide.

II.B Architecture des électrodes d'adressage

La seconde architecture nécessaire est une architecture d'adressage électrique permettant d'activer localement la couche de CL. Pour cela des bandes d'adressage en ITO permettent de paver une surface équivalente à la surface d'émission de l'architecture d'adressage optique présentée précédemment. Cette architecture constitue le substrat supérieur de la cellule de CL. L'application d'une tension se fera à l'aide de plots de contact en Chrome reliés électriquement aux bandes d'activation par des pistes en ITO.

J'ai choisi de réaliser également 32 électrodes d'adressage pour obtenir un écran d'adressage de 32x32 pixels au total. Deux zones d'adressage sont réalisées :

- Une première contenant des électrodes dont la taille varie de 8 μm à 400 μm
- Une seconde zone avec des électrodes de taille constante de 195 μm , équivalente à la taille des distributions de guides.

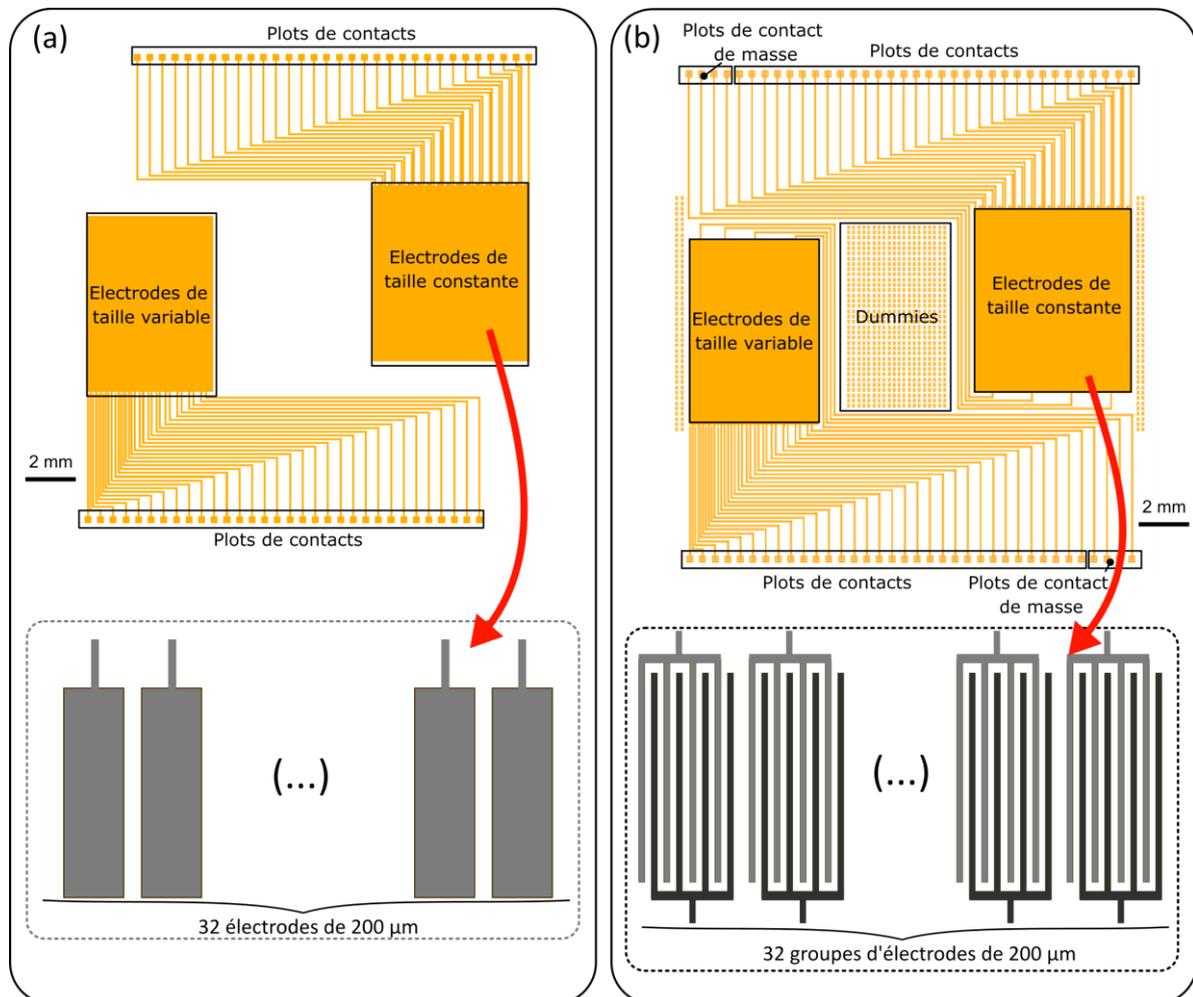


Figure IV-13 : Représentation des architectures d'adressage permettant de tester les deux approches d'activation envisagées. (a) Pour l'approche par effacement du réseau, les électrodes sont composées de bandes en ITO reliées à des plots de contact en Chrome. (b) Pour l'approche par déconfinement du réseau les électrodes sont constituées de peignes d'électrodes de 1 μm espacées de 2,5 μm . Une électrode sur 2 est reliée à des plots de contact de masse permettant d'alterner la tension des électrodes.

La disposition des pistes d'adressage dans la zone d'émission sera différente en fonction de la méthode d'activation utilisée :

- Dans le cas de la méthode par effacement du réseau, les électrodes sont des bandes d'électrodes dont la largeur varie comme représenté à la Figure IV-13 (b).
- Dans le cas de la méthode par déconfinement du mode guidé, les zones d'activation sont composées de peignes d'électrodes de $1\ \mu\text{m}$ se croisant. Une électrode sur deux est reliée aux quatre plots permettant de faire un contact à la masse tandis que le reste des électrodes permet d'appliquer la tension.

Pour les deux approches, les électrodes sont reliées à des PADS de connections en Chrome de $250\ \mu\text{m}$ par $250\ \mu\text{m}$.

Cette architecture doit également être transparente, elle est donc réalisée sur un substrat de verre (Verre borofloat de $700\ \mu\text{m}$ d'épaisseur).

Dans le cas de la réalisation d'une activation par déconfinement du mode guidé, il est nécessaire de réaliser des réseaux d'extraction sur le substrat d'adressage électrique. Les réseaux sont réalisés en SiN par-dessus les électrodes en ITO. Dans le cas de la réalisation de réseaux sur Si la résolution des réseaux peut atteindre une valeur de pas minimale de $400\ \text{nm}$ telle que prévue précédemment. Néanmoins dans le cas de notre application les réseaux doivent être réalisés sur des substrats de verre ce qui complique l'étape de lithographie. En effet, du fait de la transmission du faisceau de lithographie dans le verre il est réfléchi par la face arrière du substrat (qui est opacifiée) et cause une insolation non maîtrisée de la résine. Cela cause un étalement de la zone insolée qui dégrade la qualité des réseaux, ainsi dans le cas de la réalisation de réseaux sur des substrats de Verre la résolution minimale conseillée passe à $600\ \text{nm}$ de pas (contre $400\ \text{nm}$ sur du Si). Associé aux matériaux choisis un pas de $600\ \text{nm}$ engendrera un angle d'émission élevé (35° dans le verre), cet angle causera une réflexion partielle de la lumière à l'interface air/verre (réflexion de Fresnel) vers le substrat ce qui diminuera l'efficacité du dispositif. Ainsi dans le cadre de cette thèse je choisis de réaliser 3 pas de réseaux différents, $400\ \text{nm}$, $500\ \text{nm}$ et $600\ \text{nm}$. Les réseaux de pas inférieurs à $600\ \text{nm}$ seront potentiellement dégradés par la méthode de fabrication mais dans le cas où ils seraient bien imprimés on observera une extraction plus adaptée à notre application.

En utilisant l'équation (1.11) il est possible d'estimer les angles d'extraction dans l'air et dans le verre de ces différentes périodes. Ces angles sont représentés dans le tableau suivant :

	$\Lambda = 400\ \text{nm}$	$\Lambda = 500\ \text{nm}$	$\Lambda = 600\ \text{nm}$
Angle d'émission dans l'air	24°	42°	58°
Angle d'émission dans le verre	16°	27°	35°

Je favorise des réseaux de taille plus grande dans la zone d'émission (qui servira de démonstrateur d'écran de projection actif). La Figure IV-14 représente la répartition des tailles

de réseau au-dessus des électrodes d'activation dans le cas de la méthode par déconfinement.

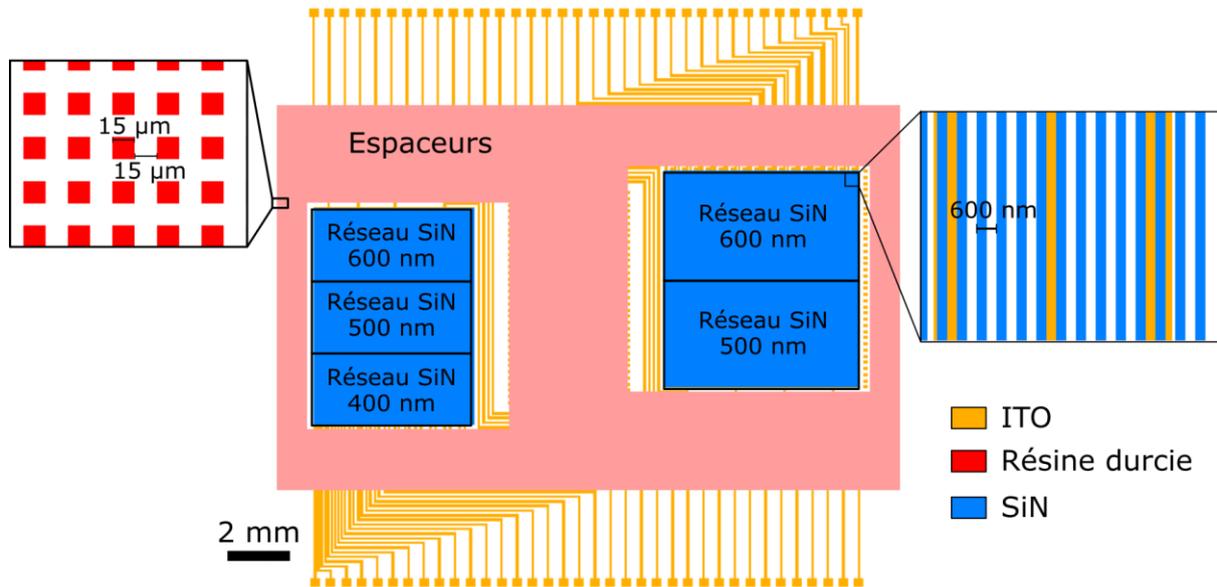


Figure IV-14 : Représentation des zones d'extraction dimensionnées dans le cas de l'approche par déconfinement du mode guidé. Des réseaux avec des pas de 600 nm, 500 nm et 400 nm sont réalisés. On réalise également des espaceurs composés de carrés de $15\ \mu\text{m}$ par $15\ \mu\text{m}$.

Enfin de manière à réaliser une cellule de CL avec une épaisseur uniforme, je réalise un masque pour réaliser des espaceurs en résine pour la cellule par déconfinement. Ces espaceurs sont en périphérie de la zone d'extraction et ont pour but de fixer mécaniquement la distance entre les deux substrats lors de l'encapsulation.

Une fois les architectures d'adressage optique et électrique réalisées il sera nécessaire de réaliser l'encapsulation des CL entre ces deux substrats. Lors de cette étape d'assemblage il sera nécessaire d'aligner les deux zones d'adressage de chacun des substrats. L'alignement devra également laisser accessible les plots d'adressage électrique et les réseaux de couplage optique. La Figure IV-15 représente l'assemblage des deux architectures d'adressage. Cette architecture devrait permettre d'adresser à la fois électriquement et optiquement le composant.

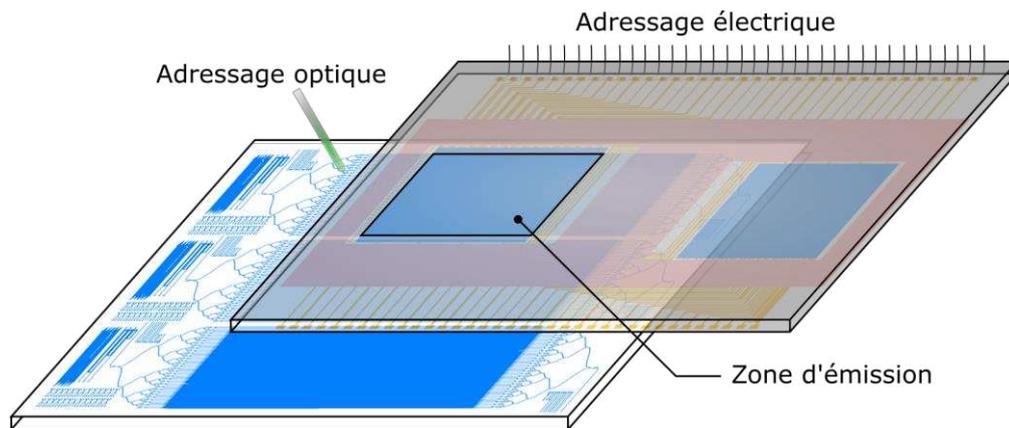


Figure IV-15 : Représentation de l'alignement entre les zones d'adressage optique et les zones d'adressage électronique dans le cas de l'approche par déconfinement du mode guidé. Lors de l'adressage il est nécessaire de laisser accessibles les points de contact électriques ainsi que les réseaux d'insertion pour réaliser un contrôle des deux aspects du composant.

Cette partie a présenté les architectures qui ont été envisagées pendant la thèse pour réaliser la preuve de concept de l'activation dynamique par une extraction. Comme expliqué précédemment, seule l'architecture basée sur l'effet de déconfinement a pu être réellement testée. La méthode par effacement du réseau à elle été testée sous la forme de réseaux de diffraction en optique espace libre intégré. Dans la prochaine partie je détaillerai les méthodes de caractérisation et les étapes de fabrication qui ont été mises en œuvre pour la fabrication de l'architecture d'adressage et des réseaux d'extraction pour les deux méthodes d'activation.

III Méthodes de caractérisation

III.A Goniomètre en optique intégrée

L'outil de caractérisation principal permettant de tester le fonctionnement des approches d'activation en optique intégrée est un goniomètre dimensionné pour l'étude de réseaux d'architecture photonique. Une photographie du goniomètre ainsi qu'un schéma de principe sont représentés à la Figure IV-16.

Le fonctionnement de cet outil consiste à utiliser une fibre optique pour insérer de la lumière dans un échantillon, puis à observer le comportement du circuit à l'aide d'une caméra ou d'un photodétecteur. L'échantillon d'observation est disposé à la verticale sur un support en rotation, il est retenu grâce à une aspiration d'air. La rotation du support permet d'appliquer différents angles entre la fibre et l'échantillon notamment pour tester différents angles d'insertion dans le réseau. Le module de détection du banc peut également être mis en rotation autour de l'échantillon pour caractériser le comportement angulaire des composants d'extraction.

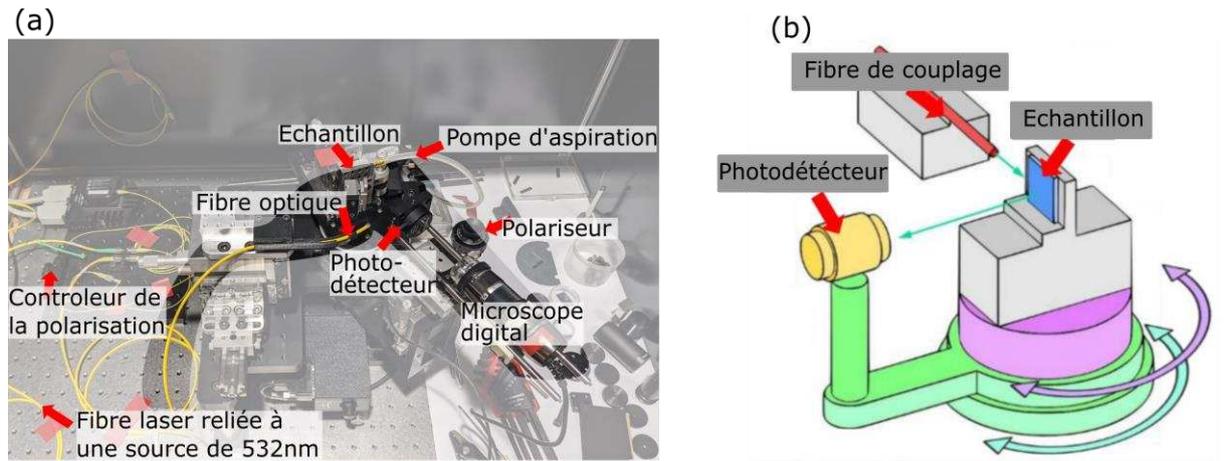


Figure IV-16 (a) Photographie du banc de caractérisation goniométrique permettant l'étude des composants photoniques. (b) principe de fonctionnement simplifié des rotations de l'échantillon et du module de détection (extrait de [117]).

Ce banc de caractérisation est utilisé pour l'observation du guidage dans le substrat photonique et pour les mesures de perte de propagation. Il a servi dans ma thèse aux tests d'extraction utilisant l'approche par déconfinement.

III.B Rétro-goniomètre en optique espace libre

Le second banc de mesure utilisé est un retro-goniomètre en optique espace libre. Ce banc de mesure a été dimensionné pour réaliser la caractérisation d'échantillons diffusant en retro-réflexion [122].

Le fonctionnement de ce banc de caractérisation repose sur un bras d'émission utilisant une source laser collimatée, et d'un bras de détection composé d'un photo détecteur diaphragmé. L'échantillon à caractériser est positionné sur un porte échantillon en rotation. Le bras d'émission est également en rotation autour de l'échantillon permettant de modifier l'angle d'incidence sur cet échantillon. Dans le cas de la caractérisation en réflexion, le faisceau laser est positionné du même côté que le bras de détection.

Comme représenté à la Figure IV-17 le rétro-goniomètre a été modifié pour ajouter un contrôle de la polarisation. Ce contrôle de la polarisation est permis par l'utilisation d'un premier polariseur fixe en sortie de la fibre optique, d'une lame retardatrice $\lambda/4$ permettant d'obtenir une polarisation circulaire et d'un second polariseur (analyseur) dont l'angle peut être modifié pour filtrer les différentes polarisations. Le polariseur en sortie de fibre permet de maintenir un axe de polarisation fixe même si des torsions apparaissent dans les fibres au cours des phases de rotation du banc. Le contrôle de la polarisation sera dans la suite de ce travail de thèse essentiel pour étudier le comportement des CL dans les réseaux fabriqués.

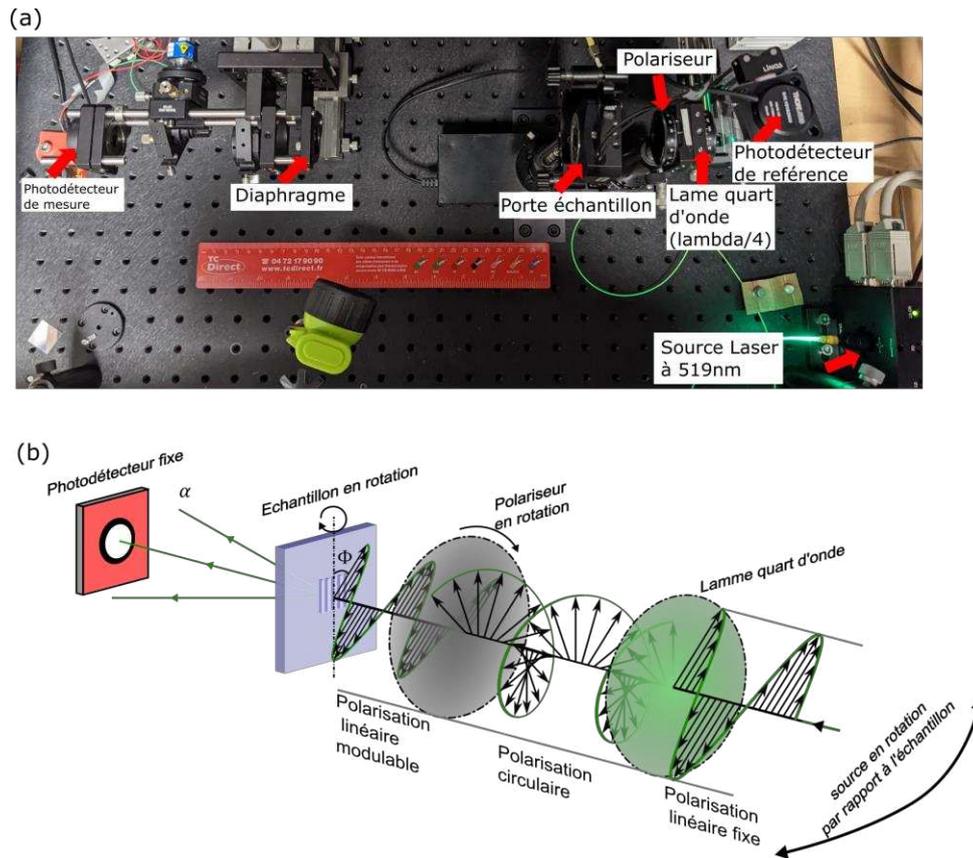


Figure IV-17 : (a) Photographie du banc retro-goniométrique permettant la caractérisation de réseau en transmission et en réflexion. (b) représentation du fonctionnement du retro goniomètre en transmission.

III.C Microscope polarisant en transmission

Le dernier outil de caractérisation utilisé est un microscope polarisant en transmission permettant d'étudier l'ancrage des CL dans les cellules réalisées. Ce type de microscope permet de mettre en évidence les effets de biréfringence. La Figure IV-18 représente le principe de fonctionnement simplifié d'un tel microscope. Il se compose d'un microscope éclairé par un faisceau traversant l'échantillon, de chaque côté de l'échantillon est placé un polariseur. L'angle de l'un des deux polariseurs peut être modifié.

Dans cette thèse j'utilise le plus fréquemment une polarisation croisée des polariseurs. La lumière traversant le premier polariseur devient linéairement polarisée. Lors du passage par un matériau biréfringent la polarisation de la lumière est modifiée du fait de l'orientation du matériau, de ces indices, de la longueur d'onde et de l'épaisseur traversée. La lumière rencontre ensuite le second polariseur (analyseur) qui va filtrer une partie de la lumière en fonction de l'échantillon traversé. Ainsi suivant l'échantillon et la gamme spectrale de la source, les couleurs perçues témoigneront ou non de l'orientation des CL. Les Figure IV-18 (b) et (c) présentent deux cas d'observation de cette orientation.

- Dans le cas (b), une cellule de CL sans ancrage est observée, les CL sont orientés aléatoirement sur les faces de la cellule causant une rotation de la polarisation sur la majeure partie de l'échantillon, le résultat obtenu est alors coloré et non uniforme sauf dans le point de colle (matériau non biréfringent)

- Dans le cas (c), les CL sont alignés dans le dispositif dans le même sens que le polariseur. La lumière incidente ne perçoit donc que l'indice extraordinaire de l'échantillon, ce qui évite une rotation de la polarisation, expliquant que l'image apparaisse noire sauf autour du point de colle où le régime est perturbé.

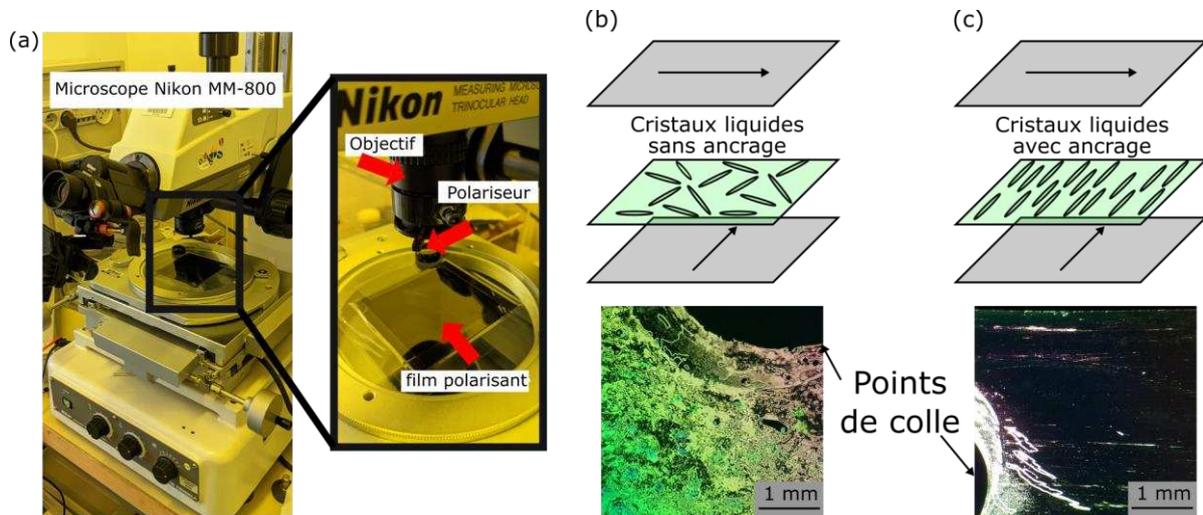


Figure IV-18 : (a) Photographie du microscope polarisant en transmission utilisé pour observer les effets d'ancrages des cellules de CL. (b) et (c) exemple de résultats visuel pour un CL avec et sans ancrage.

IV Mise en œuvre des composants

IV.A Procédé de fabrication des électrodes

La Figure IV-19 représente les principales étapes permettant de réaliser l'architecture d'adressage électrique pour réaliser le test des deux approches proposées. Le procédé de fabrication est le même pour les deux approches, seul change le masque de lithographie utilisé comme on a pu le voir précédemment. Le procédé est réalisé sur un substrat de verre (en Borofloat) opacifié par une couche de Titane recouverte de SiN. Cette couche garantit une compatibilité sur les équipements de salle blanche. Un dépôt d'ITO est réalisé suivi d'un recuit sous atmosphère de N_2 à 190°C pour améliorer la transparence de l'ITO. Après une lithographie pour réaliser les électrodes d'adressage, une couche de Chrome est déposée et lithographiée pour réaliser les plots de contact. A noter que le dépôt d'ITO comme première étape de fabrication va contraindre les autres étapes de fabrication à des températures relativement basses pour éviter de dégrader la transparence de l'ITO (typiquement un maximum de 300°C).

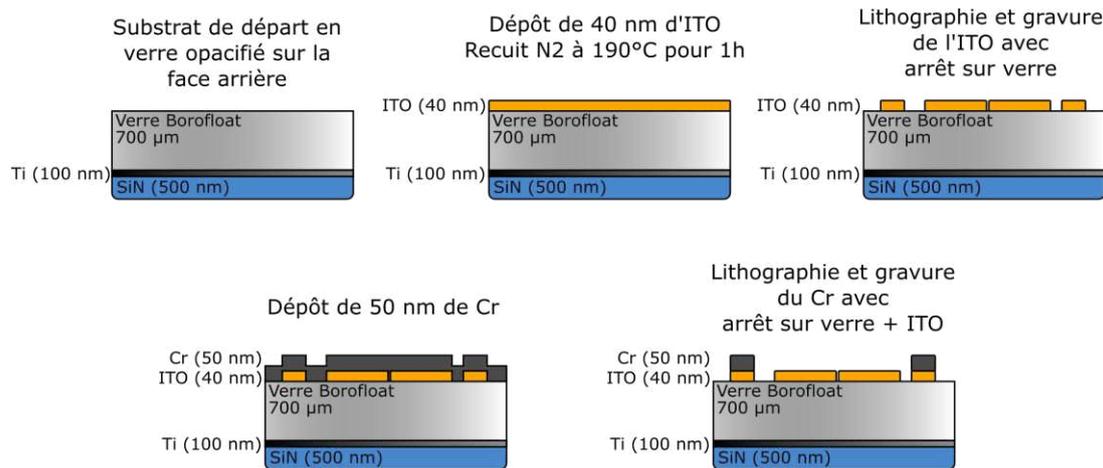


Figure IV-19 : Représentation des étapes de fabrication de l'architecture d'adressage électronique pour les deux approches proposées.

Dans le cas de l'approche par effacement, la fabrication de l'électrode et des contacts sont les seules étapes de fabrication nécessaires sur le substrat supérieur de la cellule. Le réseau ainsi que la contre électrode reliée à la masse doivent être réalisés sur le substrat inférieur comprenant le circuit photonique. Au contraire dans le cas de l'approche par déconfinement, le réseau doit être fabriqué directement sur les électrodes en ITO.

IV.B Procédés de fabrication des réseaux

Dans ce travail de thèse deux méthodes de fabrication des réseaux ont été utilisées : une première méthode utilisant des moyens de lithographie et de gravure classiques permettant de réaliser des réseaux en SiN ; une seconde méthode utilisant un processus sol-gel pour fabriquer des réseaux avec un indice contrôlable à la fabrication.

IV.B.1 Réseau en Nitrure de Silicium

La réalisation des réseaux en SiN est menée dans les salles blanches du CEA Leti. La Figure IV-20 représente les différentes étapes permettant la fabrication des réseaux de diffraction pour l'approche par déconfinement du mode guidé. La fabrication est réalisée sur le substrat d'adressage électronique avant le dépôt de Chrome pour la réalisation des pads de connexion. Une couche de SiO_2 de 20 nm est déposée pour assurer l'adhérence du SiN sur l'ITO. Une couche de SiN de 250 nm est ensuite déposée puis une étape de CMP permet d'aplanir les défauts de surface causés par la présence des électrodes en ITO. On réalise ensuite la lithographie et la gravure du SiN avec arrêt sur le SiO_2 . Une seconde gravure est réalisée pour enlever les résidus de SiO_2 au-dessus de l'ITO notamment dans le but de pouvoir déposer les pads de Chrome en contact avec l'ITO qui a été décrit par les étapes représentées à la Figure IV-19.

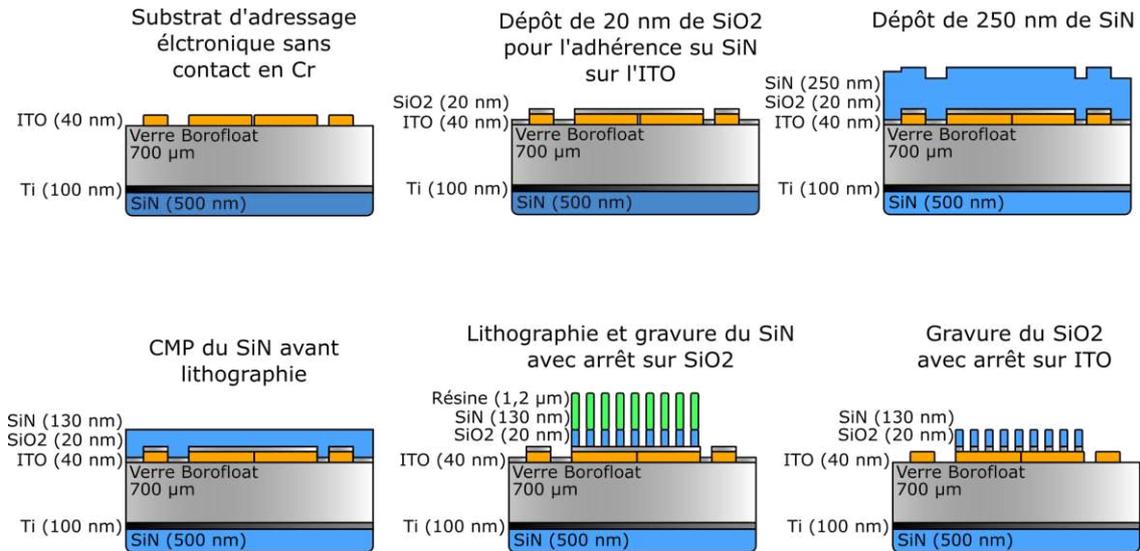


Figure IV-20 : Représentation des étapes de fabrication permettant de fabriquer les réseaux en SiN par-dessus les électrodes d'adressage en ITO, pour la démonstration de l'extraction utilisant l'approche par déconfinement du mode guidé.

La plupart des étapes de fabrication sont bien contrôlées du fait de leur fréquente utilisation. Il a toutefois fallu réaliser des tests de gravure du SiO2 avec arrêt sur couche d'ITO, cette étape n'étant pas habituellement réalisée. La Figure IV-21 représente des photographies réalisées au MEB d'un réseau en Verre lui-même réalisé sur un substrat de Si recouvert d'ITO. Les échantillons observés ont permis de déterminer les conditions de gravure permettant l'arrêt sur l'ITO.

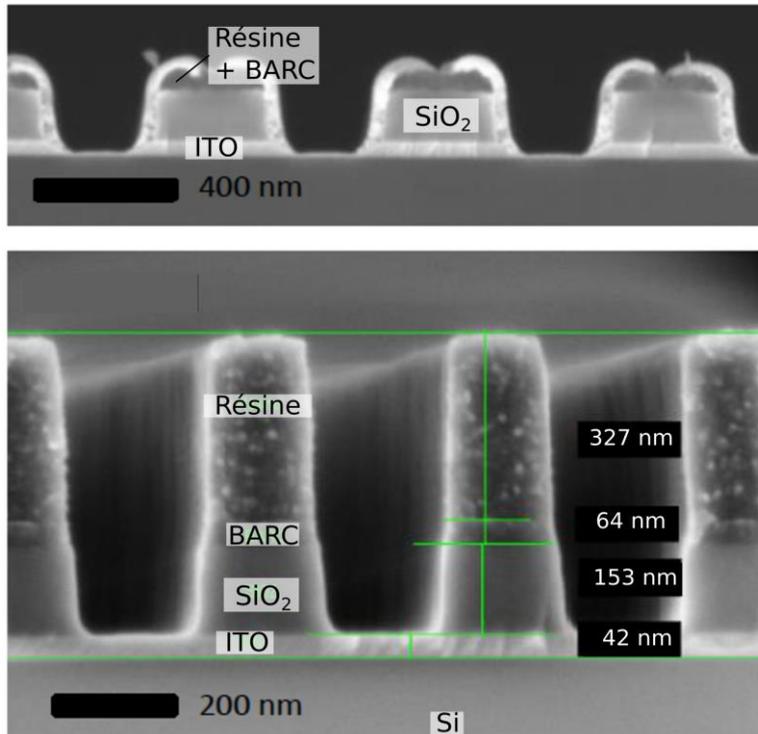


Figure IV-21 : Photographie MEB, de la réalisation d'une gravure de SiO2 sur un substrat de Si recouvert d'une couche d'ITO. Le but de ces photographies est de déterminer les conditions de gravure pour obtenir un arrêt de la gravure du SiO2 sur l'ITO. Dans le cas (a), la gravure est trop forte et l'ITO a été consommé et s'est redéposé sur les réseaux en SiO2. Dans le cas (b) la gravure s'est arrêtée sur l'ITO.

Dans le cas de la Figure IV-21 (a), une durée de gravure trop importante a causé une consommation de l'ITO qui s'est redéposée par-dessus le réseau en SiO_2 recouvrant la couche d'anti reflet (BARC). Au contraire dans le cas de la Figure IV-21 (b) la gravure permet de s'arrêter sur la couche d'ITO sans la consommer. Ainsi la gravure du SiO_2 avec arrêt sur ITO est bien contrôlée permettant d'assurer la présence des électrodes sous les réseaux en SiN . La plupart des réseaux seront obtenus sans dégradation notable, seuls les réseaux de 400 nm sont difficiles à obtenir dans les zones périphériques du wafer 200 mm où la lithographie est moins précise.

Dans le cas de l'approche par effacement du réseau, il est nécessaire de réaliser un réseau dont l'indice peut être maîtrisé lors de la fabrication. Le CEA Leti ne dispose pas de méthode pour réaliser une telle fabrication elle a donc été sous-traitée à la start-up « Solnil ».

IV.C Fabrication des réseaux de diffraction par procédé sol-gel

« Solnil » développe différentes structures sur verre en utilisant un procédé sol-gel permettant de mouler des gels dérivés de la Silice avec des oxydes métalliques. Le procédé de fabrication du matériau utilisé a dû être modifié pour s'adapter à notre application. Dans cette partie je détaillerai les étapes de développement qui ont permis à Solnil d'obtenir les réseaux utilisés dans mon travail de thèse. Dans la suite de ce document le gel de Silice utilisé pour réaliser les réseaux sera appelé le sol-gel.

L'avantage de l'utilisation du procédé sol-gel en oxyde de métal (Al_2O_3) avec la technologie Solnil pour la fabrication des réseaux est la capacité à accorder l'indice de réfraction du matériau utilisé pour la nano-impression. De plus la méthode de nano-impression permet de réaliser avec une grande précision des motifs de taille nanométrique et à bas coût sur des petits échantillons.

IV.C.1 *Procédé de fabrication des réseaux en sol-gel*

Le procédé sol-gel consiste en l'utilisation d'un gel sous la forme liquide, qui est mis en forme à l'aide d'un moule en matériau Silicone (Polydimethylsiloxane ou PDMS). La Figure IV-22 représente les différentes étapes permettant de réaliser un réseau composé d'alumine de silicate contenant 70% d' Al_2O_3 sur un substrat de verre avec un dépôt fin d'ITO.

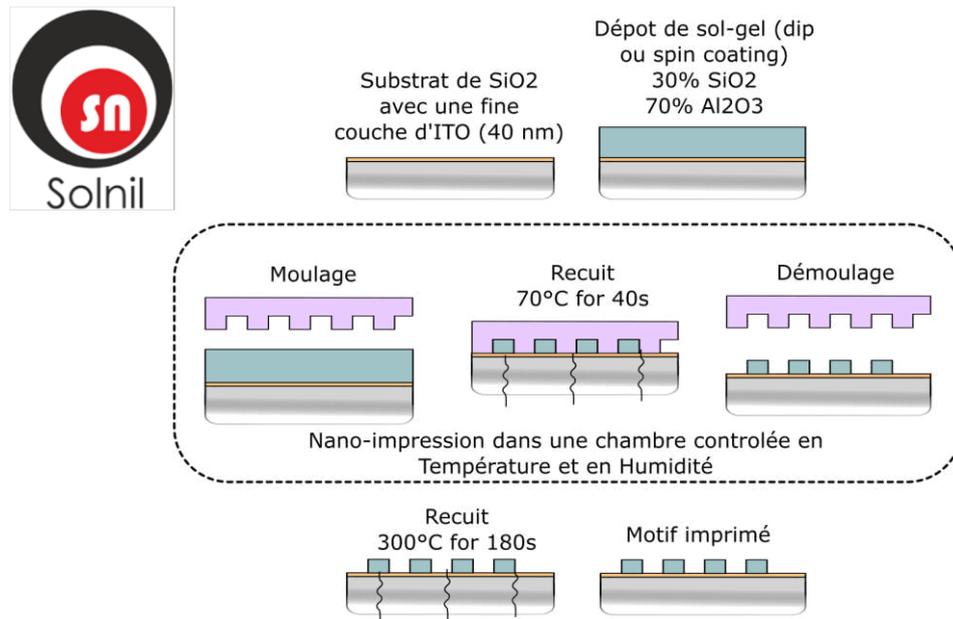


Figure IV-22 : Schéma des étapes permettant de réaliser la nano-impression d'un réseau en sol-gel sur un substrat de verre recouvert d'une fine couche d'ITO.

En temps normal, les températures du second recuit de la fabrication du réseau devraient être beaucoup plus élevées de l'ordre typiquement de (1100 °C) pour permettre la densification de la structure imprimée. Néanmoins dans le cas de l'échantillon actif et transparent que l'on souhaite réaliser il est nécessaire de conserver la transparence de la couche d'ITO. Des recuits à température trop élevée pourraient réduire la transparence de cette dernière : c'est pourquoi ici il a été décidé de travailler à des températures plus faibles, ici 300°C.

Comme le montre la Figure IV-22 le procédé de fabrication d'un réseau en sol-gel requiert relativement peu d'étapes et peut-être réalisé rapidement. Toutefois la complexité de ce procédé repose sur la gestion précise de l'environnement dans lequel est réalisé le réseau. Une modification de l'humidité ou de la température peut notamment créer des bulles dans la structure imprimée ce qui détériore significativement sa qualité optique. C'est pourquoi il est important de réaliser les étapes de moulage sous des conditions de température et d'humidité précises.

Un des avantages de l'utilisation du procédé sol-gel est la capacité à réaliser des moulages sur une grande diversité de substrats sans modification du procédé. Lors du travail de thèse il a été demandé à l'entreprise Solnil de réaliser des réseaux sur des substrats de Verre, avec et sans ITO, ainsi que des substrats de Si également avec et sans ITO. La Figure IV-23 montre des photographies de deux échantillons comportant des réseaux avec des pas variant de 20 µm à 900 nm imprimés sur un substrat de Silicium et un substrat de Verre. Sur les deux photographies, les réseaux apparaissent comme des zones colorées du fait de leurs périodicités entraînant la diffraction de la lumière d'observation à différents angles selon la longueur d'onde et le pas du réseau.

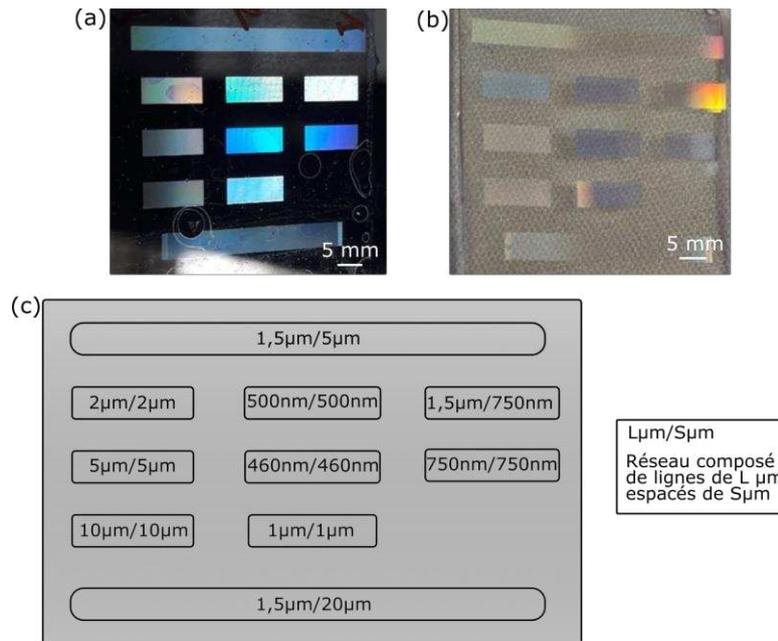


Figure IV-23 : (a) et (b) Photographie de réseaux réalisés à l'aide du procédé sol-gel sur un échantillon de Silicium (a) et sur un échantillon de verre (b), les réseaux apparaissent comme des zones colorées du fait de la diffraction de la lumière par les périodes imprimées. En (c) on représente les pas des réseaux imprimés sur les échantillons (a) et (b).

L'impression de réseaux sur des substrats de Si est utile pour réaliser des caractérisations à l'aide d'un Microscope Electronique à Balayage (MEB) des réseaux car l'utilisation du réseau cristallin du Si permet de réaliser le clivage des substrats pour observer les réseaux en coupe comme on pourra le voir par la suite. Dans un premier temps des réseaux en Silice sont réalisés avec le procédé classique de fabrication à haute température c'est-à-dire dans des conditions de fabrication optimales. La Figure IV-24 montre des photographies MEB d'un tel échantillon.

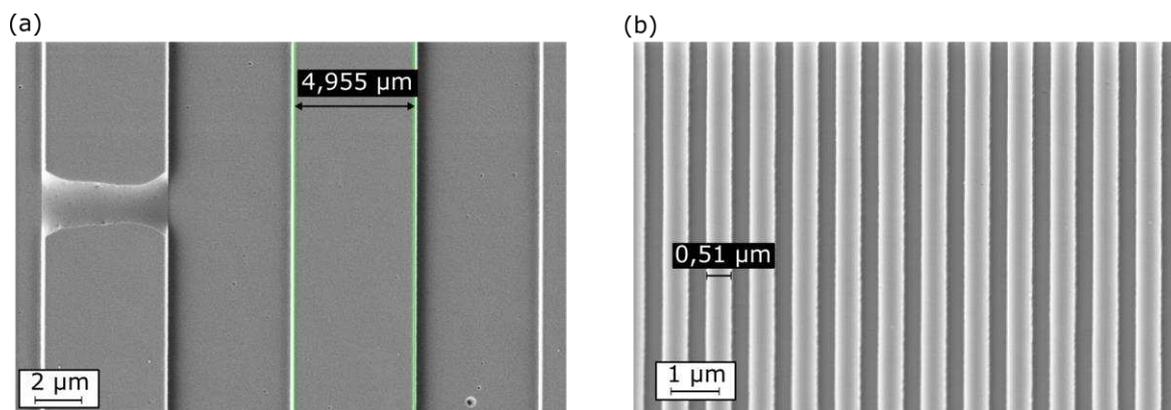


Figure IV-24 : (a) et (b) image d'un échantillon de réseaux réalisés dans des conditions optimales de fabrication, (a) réseau de pas 10 µm avec des lignes de 5 µm (b) pas de 1 µm avec des lignes de 500 nm.

Comme on peut le voir à la Figure IV-24 , l'utilisation du procédé sol-gel permet d'obtenir des réseaux d'une grande qualité. On note toutefois la présence de quelques défauts locaux dus à des problèmes de remplissage du moule (comme à la Figure IV-24 (a)). Toutefois, ces défauts sont peu nombreux et la qualité des réseaux est globalement très bonne.

IV.C.2 Adaptation du processus de fabrication du réseau

Par la suite il a été nécessaire de modifier le procédé de fabrication des réseaux pour pouvoir réaliser des réseaux avec un indice donné en accord avec les contraintes thermiques imposées par la présence de l'ITO. De manière à conserver une électrode transparente on impose un bilan thermique avec une température maximale de 300°C. Les matériaux ainsi que les solvants utilisés pour la réalisation des réseaux en sol-gel ne seront pas détaillés dans cette thèse car ce sont des secrets de fabrication de Solnil.

Une première formule avait été réalisée mais présentait des problèmes de stabilité et de répétabilité à faible température. En effet en utilisant des températures de recuit de 300°C, le matériau ne pouvait pas être suffisamment densifié. Cette faible densification entraînait l'apparition de porosités, lors de la nano-impression, se remplissant d'humidité expliquant les problèmes de stabilité.

Une seconde formulation a été développée par Solnil et a permis d'obtenir des réseaux avec une meilleure stabilité grâce à la réduction de la taille des porosités dans le matériau. Cette réduction à des tailles inférieures à 2 nm a permis d'empêcher la présence d'humidité dans le matériau. La présence des porosités, même de petites tailles a toutefois causé une diminution de l'indice perçu du matériau car les vides dans les structures impliquaient une réduction de l'indice moyen des structures. Ainsi l'indice du matériau a été augmenté de manière à compenser la baisse d'indice due aux vides dans les porosités. La Figure IV-25 représente une mesure élispométrique du matériau obtenu. On peut voir que l'indice à 532 nm est 1,5439, donc très proche de la valeur souhaitée (1,542).

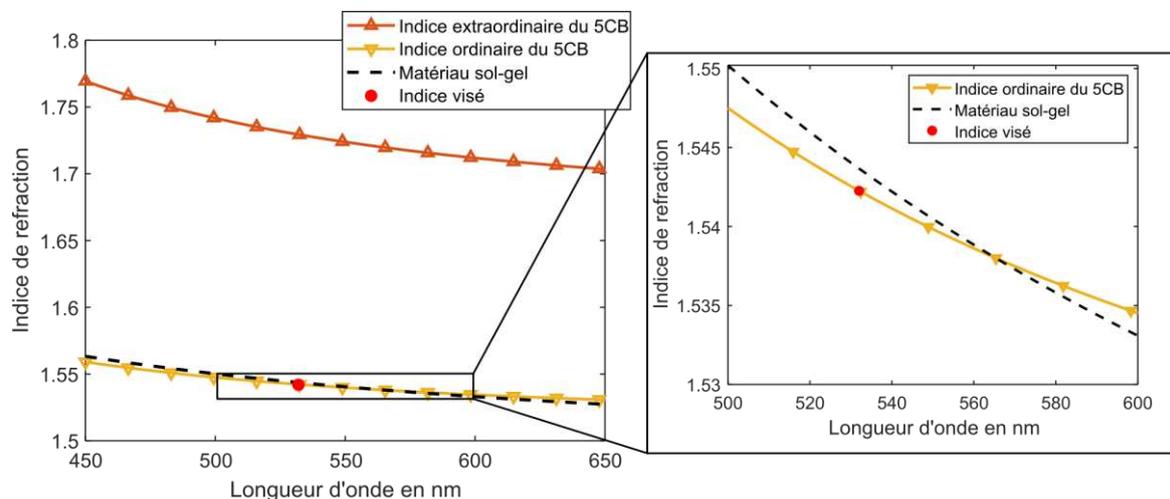


Figure IV-25 : Mesure de l'isométrie réalisée sur un échantillon de sol-gel dont l'indice a été optimisé pour correspondre à l'indice ordinaire du 5CB.

La formule développée est donc mise à profit pour réaliser des réseaux sur des substrats de verre et de Si recouverts d'une fine couche d'ITO. La Figure IV-26 représente des photographies au MEB d'un réseau réalisé avec la formule. La température utilisée pour le procédé est de 300°C ce qui permet de conserver une forte transparence de la couche d'ITO. On peut noter plusieurs différences avec les réseaux obtenus à la Figure IV-24 :

- Les réseaux sont moins réguliers et des défauts apparaissent à leurs surfaces.

- On observe également une diminution de la hauteur des réseaux, mesurée ici à 200 nm en comparaison de la première impression, mesurée à 300 nm. Cette diminution peut être attribuée à la porosité de l'ITO causant une absorption partielle du sol-gel lors de l'impression.
- Enfin le clivage du substrat permet de mettre en évidence des non-uniformités à l'intérieur des réseaux qui pourraient causer des défauts optiques (pertes).

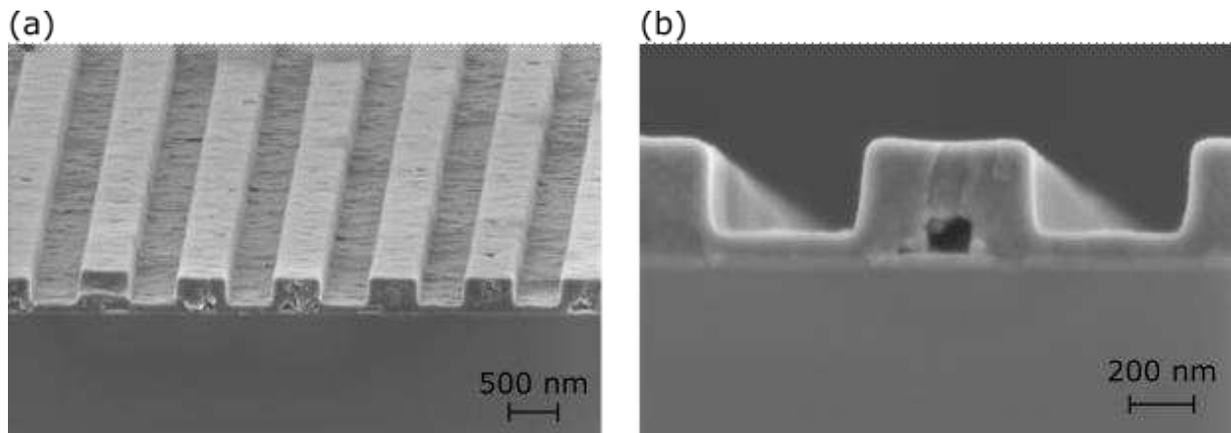


Figure IV-26 : Photographie MEB de réseaux avec un indice optimisé et un procédé de fabrication avec des températures de 300°C. (a) l'observation des réseaux montre des défauts à la surface de ces derniers. Une observation de la coupe du réseau (b) montre la présence de l'ITO sous le réseau (couche claire) et met en évidence des défauts d'uniformité à l'intérieur du réseau.

Ainsi les réseaux obtenus permettent bien d'approcher de manière précise l'indice ordinaire du CL choisi. De plus il a été possible de réaliser des réseaux sur un substrat d'ITO en respectant les contraintes thermiques de ce dernier. Toutefois la diminution des températures de recuit a causé une diminution de la qualité des réseaux. Une perspective de recherche pour le projet serait de réaliser des réseaux à une température plus élevée pour trouver un compromis entre la transparence de l'ITO et la qualité optique du réseau.

I.B Réalisation des cellules de cristaux liquides

Après avoir réalisé l'architecture d'adressage électronique, ainsi que les réseaux d'extraction et l'architecture photonique étant déjà disponible (dans le cas de l'approche par déconfinement), il est nécessaire de s'intéresser à l'encapsulation des CL entre les deux substrats. On distingue quatre étapes pour réaliser cette encapsulation : la mise en œuvre de l'ancrage, la réalisation du cordon de colle, le remplissage des CL et enfin le scellement de la cellule. Ces étapes sont représentées à la Figure IV-27.

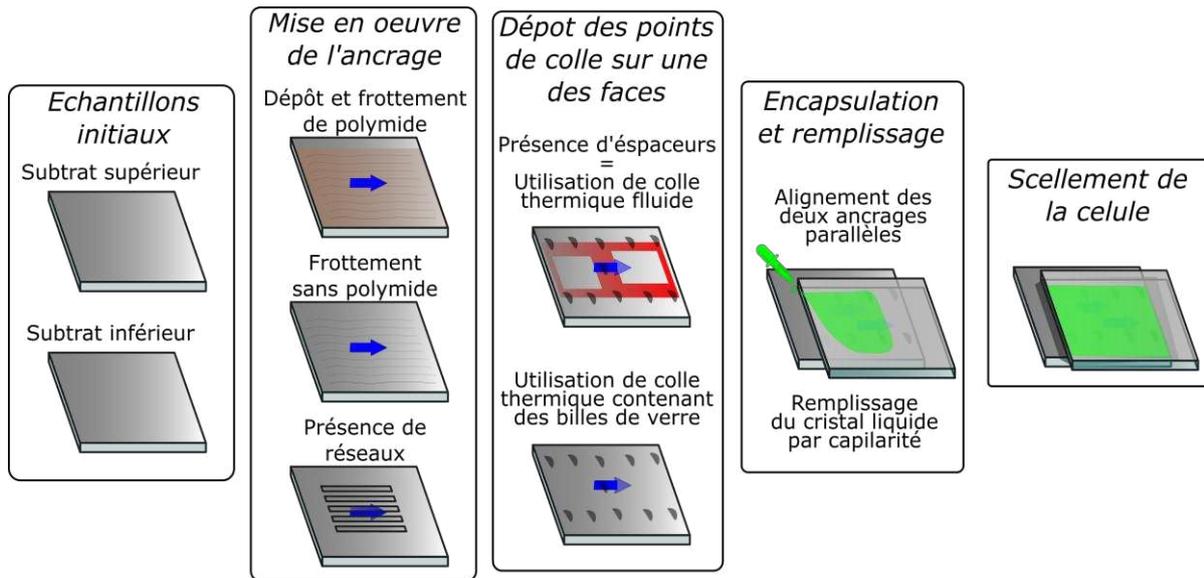


Figure IV-27 : Représentation des étapes permettant le montage des cellules de CL permettant la démonstration du fonctionnement des approches d'activation de l'extraction dimensionnées.

La plupart des étapes présentées à la Figure IV-27 sont maîtrisées au CEA Leti ; toutefois dans le cadre de l'utilisation de substrat photonique j'ai mené deux études pour vérifier la faisabilité des composants :

- L'étude de l'ancrage dans le composant.
- L'étude du cordon de colle dans le cas d'une cellule de CL fine.

IV.C.3 Ancrage des cristaux liquides

Comme expliqué à la Figure IV-27 dans le cadre des échantillons fabriqués, j'ai réalisé 3 types d'ancrages : des ancrages par frottement de polyamide, par frottement de substrats et des ancrages dans les réseaux de diffraction et d'extraction. Il a été nécessaire de réaliser une observation de ces ancrages pour témoigner de leurs bons fonctionnements.

Ancrage des cristaux liquide dans les réseaux

Pour étudier l'ancrage des CL dans des réseaux j'observe des cellules de CL avec une des faces de la cellule recouverte d'un réseau. J'utilise les réseaux en sol-gel, avec un indice modifié, réalisés sur verre et réalisés sur un substrat d'ITO. Ces réseaux ont des pas allant de 20 μm à 920 nm et des hauteurs de 300 nm dans le cas du substrat de verre et de 200 nm dans le cas du substrat d'ITO. La partie supérieure de la cellule est quant à elle un substrat de verre recouvert de polyimide frotté dans la direction parallèle au substrat.

La Figure IV-28 représente des photographies des échantillons, réalisées à l'aide du microscope polarisant en transmission.

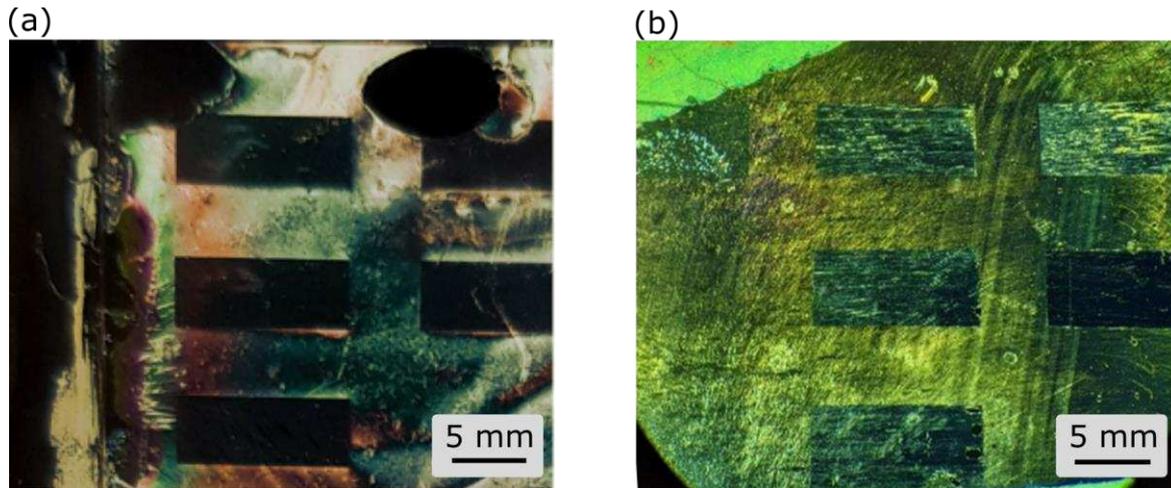


Figure IV-28 : Photographies au microscope polarisant en transmission en croisant les deux polariseurs, dans le cas d'une cellule de CL comportant des réseaux en sol-gel réalisée sur un substrat de verre (a) et sur un substrat de verre recouvert de 40 nm d'ITO (b).

La Figure IV-28 met en évidence un comportement différent des deux échantillons suivant les substrats utilisés :

- Dans le cas du substrat en verre, les réseaux dans la cellule apparaissent sombres indépendamment de leurs pas et de leurs positions. Cela indique que les cristaux sont ancrés dans le sens des réseaux
- Dans le cas du substrat recouvert d'ITO, seul un réseau apparaît sombre, ce réseau a un pas de 1,5 μm et un facteur de forme de 50%. Les autres réseaux apparaissent non uniformes et on observe un dégradé des réseaux en fonction de leurs positions. Bien qu'encapsulés, certains réseaux (tout à gauche de l'image) avec de grands pas ne sont quasiment pas visibles. Les réseaux du centre avec des pas allant de 940 nm à 2 μm apparaissent partiellement visibles mais on observe une forte non-homogénéité démontrant d'un mauvais ancrage dans les réseaux

Après une discussion avec Solnil, le défaut d'ancrage dans le cas d'une impression sur un substrat d'ITO peut s'expliquer par la mauvaise adhérence observée lors de l'impression sur ce matériau causant des inhomogénéités lors de l'étape de démoulage. Malgré l'ancrage infructueux de ces CL dans les réseaux sur ITO, il sera possible d'activer l'effacement de ces réseaux en orientant verticalement les CL dans la cellule à l'aide d'une tension.

Dans le cas de l'approche par effacement, les réseaux seront réalisés sur le substrat photonique et l'électrode enterrée sous le verre (loin du guide). Ainsi le matériau où sera déposé le composant sera du SiO_2 ce qui permettra d'obtenir un ancrage semblable à celui des réseaux de la Figure IV-28 (a). Dans le cadre de cette thèse de tels échantillons n'ont pas pu être étudiés ; toutefois les échantillons de la Figure IV-28 ont été étudiés en transmission comme on le verra dans la partie V de ce Chapitre.

Ancrage sur le réseau photonique pour l'approche par déconfinement

Dans un second temps j'ai observé l'ancrage des CL au-dessus du substrat photonique. Dans le cas idéal, l'ancrage devait être réalisé en frottant simplement le substrat photonique à l'aide d'un tissu spécialement prévu pour réaliser des ancrages. J'ai donc réalisé une première

cellule en frottant simplement le composant photonique et en encapsulant à l'aide du réseau par déconfinement. L'observation au microscope polarisant en transmission permet d'observer la Figure IV-29 (a).

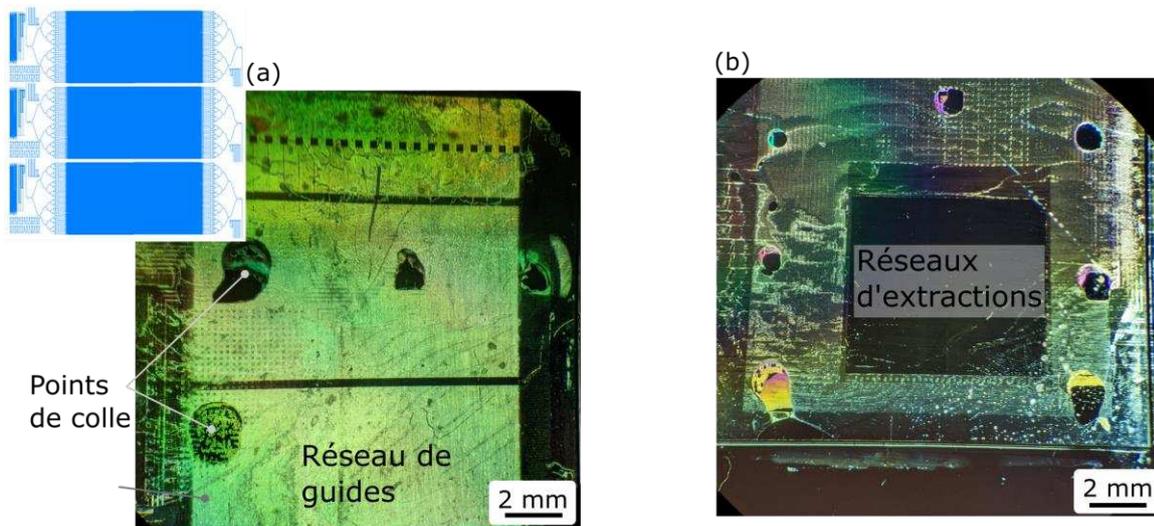


Figure IV-29 : (a) Photographie au microscope polarisant en transmission d'une cellule de CL dont l'une des faces est un échantillon photonique frotté pour obtenir un ancrage perpendiculaire aux guides. L'autre face est l'échantillon d'adressage électronique avec les réseaux d'extraction (b) Photographie d'un échantillon identique mais en réalisant un dépôt de polymide avant le frottement.

L'observation de la Figure IV-29 (a) met clairement en évidence l'apparition des réseaux de guide comme impactant l'ancrage des CL. Plus précisément on voit que les réseaux de guides apparaissent lumineux en observation avec les polariseurs croisés. Cela indique que les CL sont orientés dans le sens des guides donc dans le sens perpendiculaire au frottement appliqué. Néanmoins les réseaux de guides devraient normalement être enterrés sous une fine couche de verre qui a été polie par CMP : il ne devrait pas y avoir d'impact de ces réseaux sur l'ancrage des CL.

Une explication possible à cet effet serait que la couche d'encapsulation du réseau photonique aurait été trop fine et que lors de l'étape de polissage l'encapsulation soit totalement consommée. Cette hypothèse est probable car une étude de l'étape de polissage a démontré que les échantillons avaient été sûr-gravés d'environ 18 nm. L'épaisseur d'encapsulant étant spécifiée à 20 nm, il est possible que sur certaines puces du wafer les guides ne soient plus encapsulés. Du fait d'une différence des résistances mécaniques du SiN et du SiO₂, la sur-gravure aurait pu causer l'apparition d'une structuration de surface expliquant l'ancrage des CL dans le sens des réseaux.

Pour remédier à ce problème un second échantillon a été réalisé en déposant une couche de 50 nm de polymide avant de réaliser le frottement d'ancrage. L'échantillon obtenu est observé au microscope polarisant et on observe le résultat de la Figure IV-29 (b). On ne voit plus apparaître les réseaux de guides. Seuls les réseaux d'extraction sur la face de l'architecture d'adressage électrique apparaissent en sombre indiquant un ancrage réussi dans la structure.

IV.C.4 Cordons de colle

Dans le cadre de la réalisation d'échantillons utilisant l'approche par déconfinement du mode guidé, on a pu voir que l'épaisseur de la cellule était plus fine que celle classiquement utilisée dans les cellules de CL. C'est pour cela que des espaceurs en résine durcie (utilisant la résine TLER durcie grâce à une étape de recuit) sont nécessaires.

La gestion de cellules de faible épaisseur ($< 1\mu\text{m}$) est complexe car il est nécessaire d'utiliser une colle assez fluide pour ne pas créer de contrainte mécanique qui pourrait causer une augmentation de l'épaisseur de la cellule. Mais il est également nécessaire d'utiliser une colle pouvant être utilisée avec les CL. Enfin il faut contrôler l'épaisseur de colle déposée pour éviter un étalement de la colle sur les zones actives lors de l'encapsulation.

Nous avons testé plusieurs colles pour réaliser les points de colle, notamment une colle UV, une colle thermique non fluide utilisée habituellement pour les cellules de CL et enfin une colle optique thermique fluide (n°360 de Epoxytech). Ces essais ont été réalisés sur des substrats de Si, où des motifs d'espaceurs de 700 nm ont été réalisés. L'utilisation de substrat en Silicium permet d'utiliser les interférences de la lumière visible entre les deux faisceaux réfléchis sur les interfaces de la lame d'air pour estimer son épaisseur. Les détails théoriques de cette méthode de caractérisation peuvent être trouvés en ANNEXE A.2. Pour la compréhension de cette partie il est nécessaire d'observer que le spectre réfléchi dépendra de l'épaisseur de la cellule. La couleur théorique observée en fonction de l'épaisseur de la cellule est représentée à la Figure IV-30 (a).

L'utilisation d'une colle peu fluide a vite été écartée car créant des épaisseurs trop grandes du fait de la difficulté à étaler la colle lors de l'encapsulation. La colle UV a également été mise de côté du fait de la difficulté à presser la cellule mécaniquement tout en insolant efficacement les points de colle. Enfin la colle thermique fluide a permis d'obtenir des résultats intéressants : Dans le cas d'une dispense de la colle à la main, on observe le résultat observé à la Figure IV-30 (b). On observe que les points de colle se sont étalés et ont quasi-totalement recouvert la zone utile. J'ai donc réalisé d'autres échantillons en utilisant une dispense automatique (temps-pression) qui m'a permis d'obtenir des épaisseurs de cellule comme celles de la Figure IV-30 (c). On voit que les couleurs observées correspondent à une cellule d'une épaisseur d'environ 400 nm au centre et avoisinant les 700 nm au niveau des zones avec des espaceurs.

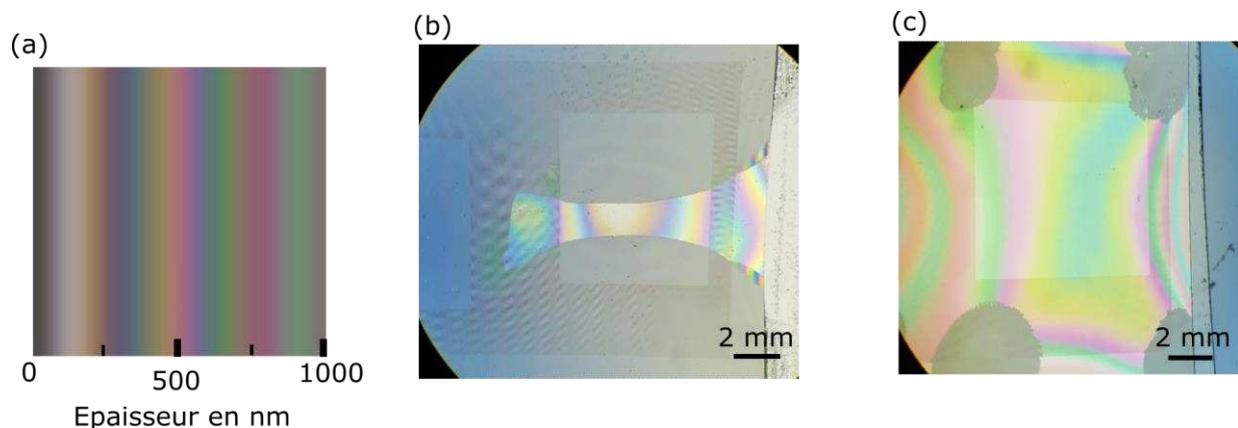


Figure IV-30 : (a) Résultat de l'étude théorique de l'évolution de la couleur observée pour différentes épaisseurs de cellule remplie d'air, (b) et (c) Observation au microscope d'une cellule, réalisée à l'aide de points de colle thermique fluide (n°360 Epoxytech). Dans le cas d'une dispense à la main (b) et d'une dispense automatique temps-pression (c)

L'utilisation d'une colle fluide a permis d'obtenir une cellule active fonctionnelle avec une faible épaisseur. Il est à noter que les inhomogénéités d'épaisseur sont dues à un bombement de la cellule. Lors du remplissage par des CL ce bombement devrait être réduit, mais risque de ne pas totalement disparaître. Une solution pour réduire ces inhomogénéités serait de réaliser des espaceurs dans un matériau plus résistant que la résine utilisée ce qui permettrait d'éviter les inhomogénéités dues aux espaceurs se comprimant sur les bords de la cellule, et également de réaliser quelques motifs d'espaceur au centre de la cellule afin d'éviter son affaissement.

Dans le cas de la preuve de concept réalisé ici on conservera cette méthode de points de colle.

IV.C.5 Réalisation des contacts électriques

Après le remplissage des CL, effectué par capillarité, et le scellement de la cellule à l'aide d'une colle époxy thermique, il a été nécessaire de réaliser des contacts électriques des échantillons. Nous avons réalisé avec Salaheddine (un stagiaire de 3^{ème} année d'école d'ingénieur que j'ai encadré en fin de thèse) deux types d'échantillons :

- Un échantillon de diffraction en optique à espace libre, utilisant des réseaux sol-gel sur ITO. Pour cet échantillon, les contacts sont réalisés à l'aide d'un scotch conducteur déposé sur chacune des faces, sur lesquelles sont repris des contacts électriques par une soudure en étain ;
- Un échantillon d'extraction exploitant l'approche de déconfinement des réseaux pour extraire de la lumière depuis les guides d'onde. Pour cet échantillon les contacts sont réalisés à l'aide d'une époxy conductrice à base d'argent déposée sur les plots de contact et reliée à une carte PCB de contacts électriques.

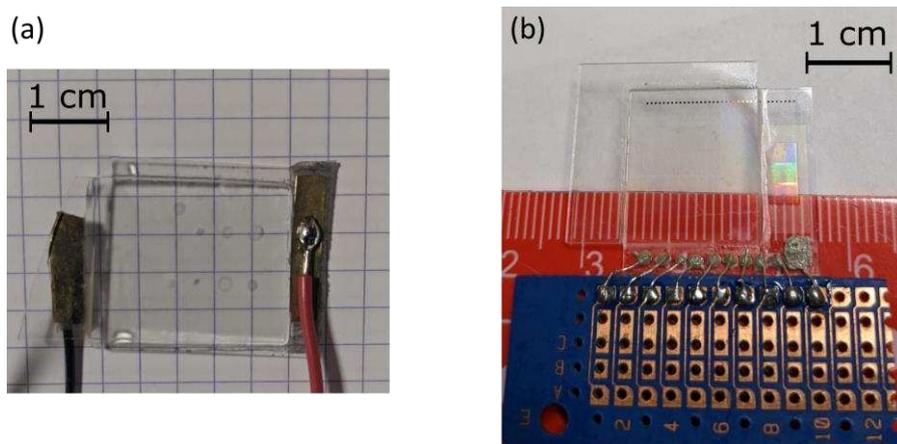


Figure IV-31 : Photographies des contacts électriques réalisées sur les cellules après remplissage, (a) échantillon de diffraction en optique à espace libre activable pour le test de l'effacement des réseaux. (b) échantillon d'extraction en optique intégrée pour le test de l'approche par déconfinement du mode guidé.

V Test de l'effacement des réseaux

Comme expliqué précédemment, je n'ai pas pu évaluer expérimentalement l'approche par effacement du réseau sur circuit de photonique du fait des fortes pertes de propagation dans les guides.

L'effet d'effacement du réseau a par conséquent été étudié en transmission en espace libre avec différents pas de réseaux. Dans cette partie je présente tout d'abord une étude théorique des effets de diffraction d'un réseau de phase, puis je compare ces résultats à l'étude expérimentale d'un réseau de phase encapsulé dans des liquides d'indice. Enfin je teste les réseaux encapsulés dans un CL pour observer leur effacement sous tension électrique.

V.A Théorie de la diffraction par un réseau de phase en transmission

L'étude d'un réseau de phase en transmission (en optique à espace libre) peut être menée à l'aide de la théorie de Fourier [46]. Un réseau de phase étant un objet possédant une fonction de transmission $t(x, y)$ tel que

$$t(x, y) = \exp\left(-\frac{j2\pi}{\lambda}r(x, y)\right) \quad (4.9)$$

Avec $r(x, y)$ une fonction traduisant le retard de l'onde traversant le réseau en un point (x, y) . Dans le cas de l'étude d'un réseau à 1D, la fonction $r(x, y)$ ne dépendra que d'une coordonnée de l'espace (ici x) ainsi :

$$r(x, y) = r(x) \quad (4.10)$$

Dans le cas particulier d'un réseau périodique, tel que celui représenté à la Figure IV-32, de période a , de rapport cyclique F et de différence de marche entre les dents r_0 . La fonction $r(x)$ peut s'écrire

$$r(x) = \sum_{n=-N/2}^{N/2} r_0 \cdot \Pi_{F,\Lambda}(x - \Lambda n) \quad (4.11)$$

Avec Π_a la fonction porte de largeur a et N le nombre de périodes comprise dans le réseau.

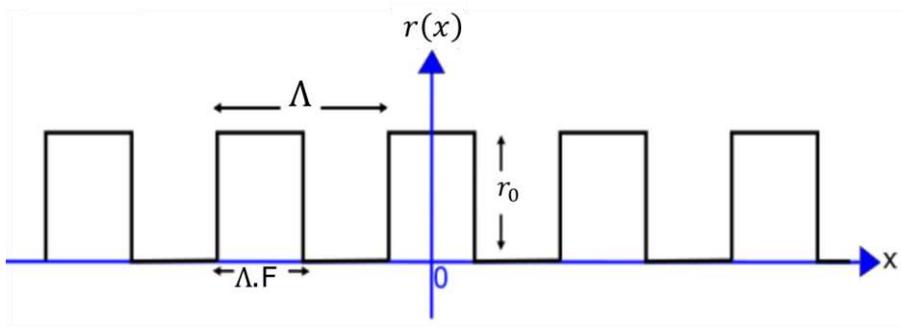


Figure IV-32 : Représentation de la fonction traduisant le retard de la phase en fonction de la position x dans le cas d'un réseau de phase.

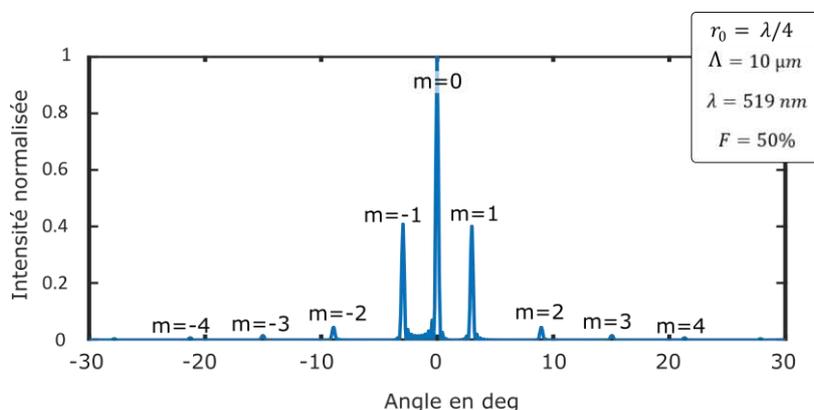
Dans le cas où une onde plane traverse cet échantillon en incidence normale, l'intensité en champ lointain (à une distance z) sera donnée par la fonction :

$$I(x) = \frac{1}{\lambda^2 z^2} |TF(t(x))|^2 \quad \text{Évaluée en } v_x = \frac{x}{\lambda z} \quad (4.12)$$

Dans notre cas d'application la différence de marche entre les dents du réseau sera liée à la différence d'indice (notée Δn) entre les dents du réseau en sol-gel et le matériau encapsulant ce réseau, ainsi que de l'épaisseur du réseau noté e .

$$r_0 = e \cdot \Delta n \quad (4.13)$$

La Figure IV-33 représente un exemple du calcul de figure de diffraction dans le cas d'un échantillon avec un retard tel que $r_0 = \lambda/4$, avec un pas de $10 \mu\text{m}$ et un rapport cyclique de 50%. Cette méthode de calcul me permet par la suite de caractériser l'effacement du réseau en diffraction.



De manière à caractériser le réseau on introduit les notions d'efficacité de diffraction relative des ordres de diffractions (noté η_m avec m le numéro de l'ordre considéré) par rapport à l'ordre 0 défini tel que :

$$\eta_m = \frac{P_m}{P_0} \quad \text{Où } m \in \mathbb{Z} \quad (4.14)$$

Avec P_m la puissance dans l'amplitude de l'ordre m et P_0 l'amplitude de l'ordre 0.

Dans le cadre de l'étude des réseaux je m'intéresserai tout particulièrement à l'efficacité de diffraction de l'ordre 1. Cette efficacité sera observée en fonction de la différence d'indice entre le réseau et son encapsulation ainsi qu'en fonction de la hauteur du réseau.

Avant l'encapsulation par des CL, les échantillons avec des réseaux en sol-gel à indice fixé (proche de l'indice ordinaire du 5CB) ont été testés en transmission à l'aide du banc de mesure goniométrique en espace libre représenté à la Figure IV-17. Pour réaliser ces tests les réseaux sont encapsulés à l'aide de liquides d'indice (liquides dont l'indice est spécifié par un constructeur, ici Cargille). On observe alors l'évolution de la diffraction de l'ordre 1 en fonction des indices des liquides encapsulant. Ces indices sont choisis proches de l'indice du sol-gel ($n_{sol-gel} = 1.542$) pour pouvoir observer l'effacement du réseau en transmission.

La Figure IV-34 représente les résultats des mesures de l'efficacité de diffraction du réseau de période $1 \mu\text{m}$ pour chacun des substrats de dépôt (avec et sans ITO). Ces résultats sont comparés à des courbes obtenues en simulant la figure de diffraction à l'aide de l'équation (4.12).

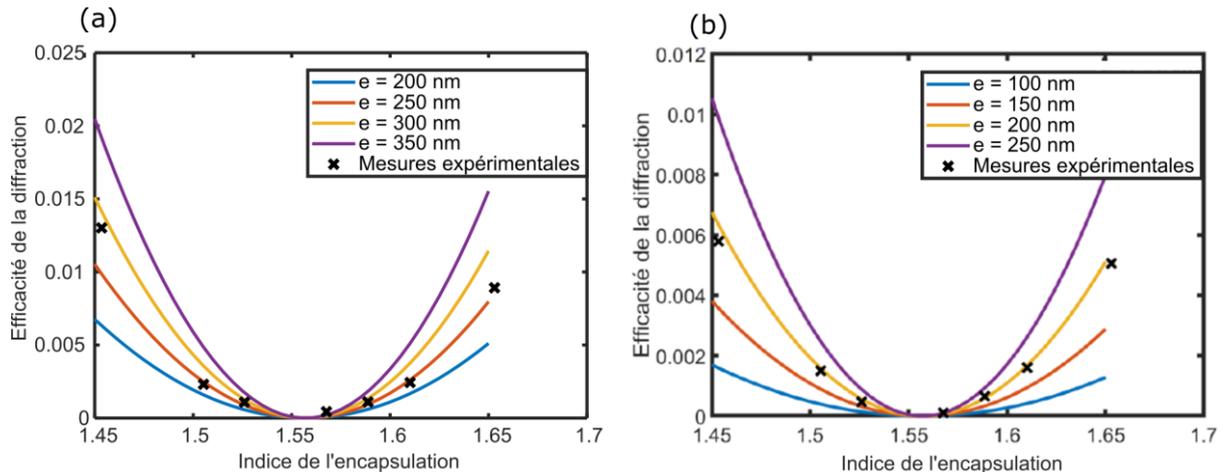


Figure IV-34 : Mesures de l'efficacité de la diffraction (en espace libre) relative de l'ordre 1 en encapsulant les réseaux en sol-gel dans des liquides d'indice permettant d'effacer l'effet de diffraction, comparaison avec les valeurs théoriques pour différentes épaisseurs de réseau. (a) Dans le cas de réseaux réalisés sur un substrat de verre. (b) Dans le cas de réseau réalisé sur substrat de Verre recouvert de 40 nm d'ITO.

La Figure IV-34 valide le principe de l'extinction du réseau de diffraction, lorsque l'indice de l'encapsulant se rapproche de celui du réseau dans une configuration en espace libre (la configuration en espace intégrée ne pouvant pas être testée). On observe une différence dans les mesures réalisées sur Verre et sur ITO. Dans le cas de la mesure sur verre, les mesures correspondent à un réseau d'une épaisseur d'environ 300 nm. Dans le cas du réseau sur ITO la mesure indique un fonctionnement correspondant à une épaisseur de 200 nm. Ces valeurs concordent à celles évoquées plus tôt dans ce Chapitre confirmant la différence entre les deux échantillons.

Nous avons également réalisé des mesures sur un échantillon avec des pas de réseaux plus faibles (de $1 \mu\text{m}$ à 200 nm). Mais les pas trop petits de ces échantillons ont rendu complexe l'observation de l'effet d'effacement notamment du fait des forts angles de diffractions de ces petits pas qui causent une réduction du flux pouvant être observé.

V.B Test d'un effacement en polarisation avec cristaux liquides

Après avoir testé l'effet d'effacement en modifiant la nature de l'encapsulant on réalise le remplissage des réseaux tel qu'il a été décrit précédemment. Une fois l'échantillon rempli, il est possible de réaliser un test d'effacement passif du réseau par les CL. Pour cela il suffit de modifier la polarisation du faisceau incident (noté α). On identifie deux cas de fonctionnement extrêmes :

- Le cas où la polarisation est parallèle au réseau ($\alpha = 0^\circ$, appelée polarisation TE). Alors dans ce cas si les CL sont bien alignés dans les réseaux, la lumière perçoit un indice extraordinaire, donc un fort contraste d'indice entre les dents du réseau ;
- Le cas où la polarisation est perpendiculaire au réseau ($\alpha = 90^\circ$, appelée polarisation TM). Dans ce cas la lumière perçoit un indice ordinaire causant un effacement du réseau.

Cette mesure permet également de confirmer ou non le bon ancrage des CL dans les réseaux. Dans le cas où l'efficacité de diffraction n'est pas maximum à l'état TE et minimum à

l'état TM, les CL sont orientés autrement que dans les réseaux (soit de manière ordonnée dans une autre direction, soit de manière aléatoire).

La Figure IV-35 représente l'évolution de l'efficacité de diffraction en fonction de l'angle formé entre la polarisation et le réseau. Cette mesure est réalisée pour l'échantillon sur verre pour plusieurs tailles de réseau (Figure IV-35 (a)). On réalise également une mesure identique sur l'échantillon réalisé sur ITO (Figure IV-35 (b))

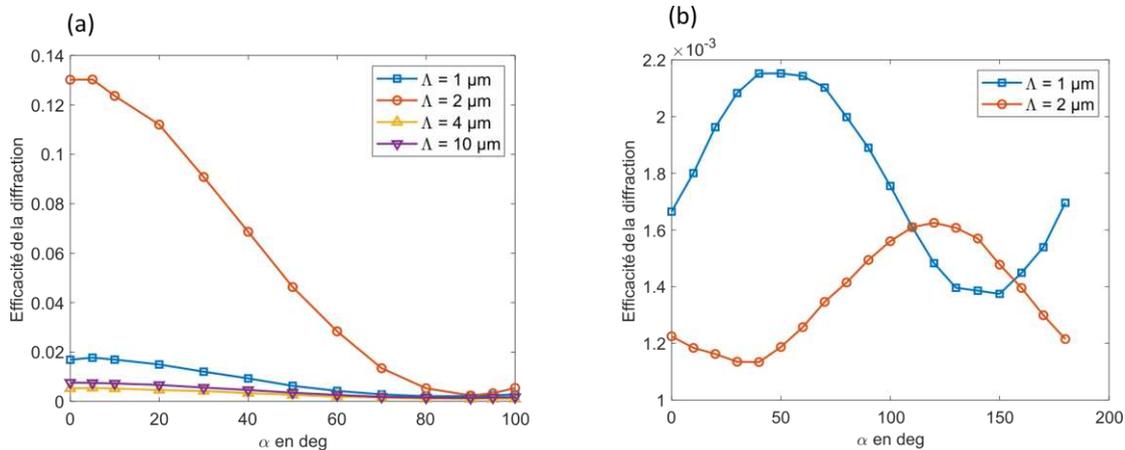


Figure IV-35 : Mesures de l'efficacité de la diffraction relative de l'ordre 1 en encapsulant les réseaux en sol-gel avec des CL, la rotation de la polarisation permet d'adresser différents indices permettant d'effacer l'effet de diffraction. (a) Dans le cas de réseaux réalisés sur un substrat de verre l'effet d'effacement est bien observé. (b) Dans le cas de réseau réalisé sur substrat de Verre recouvert de 40 nm d'ITO l'ancrage aléatoire des cristaux liquide perturbe l'effet.

La Figure IV-35 (a) met en évidence une différence d'efficacité des réseaux suivant leurs pas. Cette différence d'efficacité s'observe également en simulation et s'explique par la différence de rapport entre le pas et la hauteur des réseaux de phase étudié ici. On note également le fonctionnement de l'effacement dans le cas de l'utilisation des réseaux sur substrat de verre. On peut voir qu'indépendamment de leurs périodes, l'ensemble des réseaux sont effacés lorsque la polarisation passe de TE à TM. Au contraire dans le cas de l'échantillon sur ITO (Figure IV-35 (b)), on observe que les deux réseaux ont des comportements très différents, malgré leurs pas proches :

- Tout d'abord, on peut remarquer que la position de leurs minimum et maximum ne correspond pas avec les polarisations TE et TM et ne sont pas les mêmes au sein de l'échantillon.
- De plus on remarque que l'amplitude de variation de l'efficacité de diffraction est bien plus faible que dans le cas où les CL sont ancrés correctement. Cela indique que les CL sont ancrés de manière aléatoire au sein d'un réseau ce qui cause la perception d'un indice moyen par le faisceau diffracté entraînant cette baisse de variation.

De même que les observations d'ancrages qui avaient été réalisées à l'aide du microscope polarisant ; on observe un très bon fonctionnement du réseau en sol-gel dans le cas où ce dernier est réalisé sur un substrat de verre. Néanmoins dans le cas de la réalisation sur un substrat d'ITO on voit de nouveau apparaître des effets de défauts d'alignement qui réduisent les effets de diffraction observés. Ces défauts pourraient être liés à la présence des non-

uniformités à l'intérieur et sur les réseaux observés à la Figure IV-26 causant des orientations anarchiques des CL à l'interface avec le réseau.

V.C Test de l'activation de l'effacement des réseaux de diffraction

La mesure d'activation de l'effacement consiste à utiliser la couche d'ITO sur laquelle ont été réalisés les réseaux en sol-gel pour appliquer une tension à la cellule de CL. Ainsi comme schématisé à la Figure IV-36, lors de l'application d'une tension les CL s'orienteront verticalement dans le réseau et le contraste d'indice devrait être diminué réduisant l'efficacité du réseau. Cet effet dépend en théorie de la polarisation, car dans le cas TM, les CL sont toujours perpendiculaires à la polarisation donc il n'y a pas de diminution du contraste.

Dans le cas de cette mesure on observe le réseau de 1 μm de pas en appliquant une tension alternative de 10 kHz dont l'amplitude est contrôlée. J'utilise ici une tension alternative pour éviter les phénomènes de migration des CL dans la cellule.

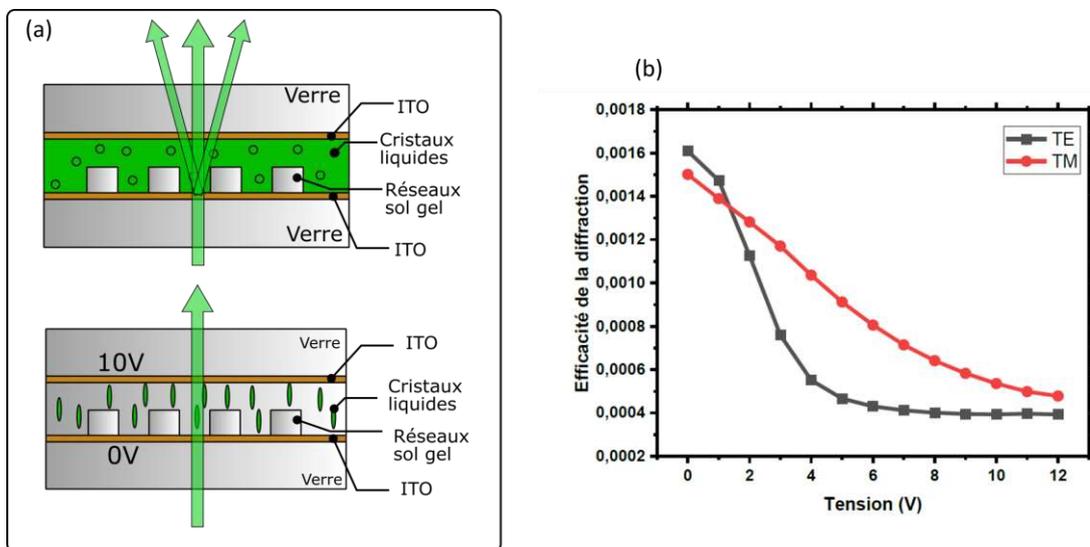


Figure IV-36 : (a) Représentation schématique de l'activation électrique de l'effacement du réseau de diffraction. Résultat expérimental de l'évolution de l'efficacité de diffraction en fonction de la tension appliquée pour un réseau de 1 μm de période réalisé en sol-gel sur un substrat d'ITO.

On note une efficacité de la diffraction en transmission plus faible que dans le cas passif (observé à la Figure IV-35 (a)) et cela même sans tension appliquée, cela s'explique par la présence de la couche d'ITO qui comme observé à la Figure IV-35 (b) dégrade l'effet de diffraction.

La Figure IV-36 confirme la possibilité d'effacer le réseau électriquement :

- Dans le cas de l'utilisation de la polarisation TE, l'efficacité du réseau décroît très rapidement avant d'atteindre une valeur de saturation. A cette valeur le réseau n'est pas totalement éteint et l'augmentation de la tension ne semble pas permettre de finir d'effacer le réseau.
- Dans le cas de la polarisation TM on observe également un effacement du réseau de diffraction alors qu'il ne devrait pas y avoir d'effet de réseau indépendamment de la tension appliquée. Ici encore on observe probablement l'effet du mauvais ancrage des CL à l'équilibre. Concernant l'évolution de l'effacement on observe que l'extinction du

réseau est moins rapide, que dans le cas TE. Cet effet est difficile à justifier néanmoins il pourrait être dû à un ancrage global des CL plus fort dans une certaine direction du réseau.

Pour conclure concernant les mesures sur l'approche par effacement du réseau, on a pu démontrer la réalisation de réseaux en sol-gel dont l'indice optique peut être modifié à la fabrication pour être accordé à celui d'un CL. La fabrication d'un tel réseau en présence d'ITO s'est avéré complexe du fait de la nécessité de ne pas dépasser un bilan thermique de 300°C. Néanmoins l'adaptation du procédé a permis de réaliser des réseaux avec un indice très précis. Les mesures d'effacement du réseau en polarisation ont montré une capacité nette à effacer un réseau réalisé sur un substrat de verre. Toutefois le passage à une impression directement sur l'ITO a posé des problèmes de stabilité et de qualité de la surface du sol-gel. Ces défauts ont entraîné des effets sur l'alignement des CL dans le réseau causant une perte de l'effet d'effacement du réseau. Enfin des mesures sous tension ont permis de montrer l'intérêt de l'approche par effacement pour réaliser une fonction photonique active.

VI Test des cellules par déconfinement

Contrairement à la méthode par effacement du réseau, la méthode par dé-confinement du réseau a pu être réalisée sous forme de brique d'activation sur PIC. Dans cette partie je présente quelques résultats concernant l'interaction entre le réseau de guides d'ondes et la couche de CL.

VI.A Test de l'adressage électrique des cellules

Une première étape de test préalable à l'extraction depuis un guide d'onde est le test des électrodes d'activation. Pour cela on observe au microscope polarisant en transmission la cellule réalisée en appliquant une tension alternative de 10 kHz de fréquence sur les contacts réalisés. A la Figure IV-37, l'application de la tension sur différents contacts électriques de la cellule permet de laisser passer la lumière provenant de zones activées. Ainsi on confirme que les contacts sont bien réalisés ce qui rend possible l'adressage de l'interaction entre les guides d'onde et les CL

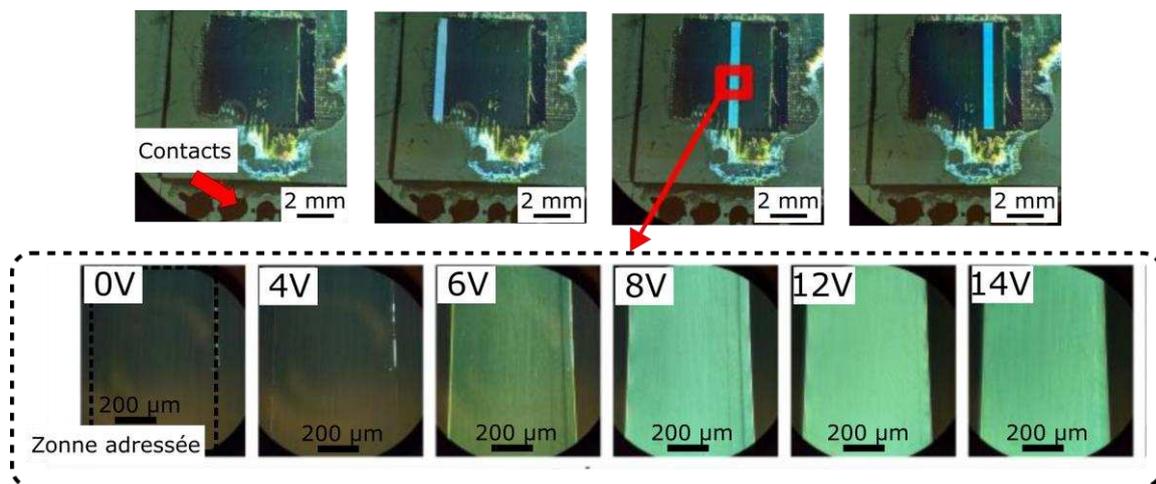


Figure IV-37 : Photographie sous microscope polarisant en transmission de la réponse en tension d'une cellule par déconfinement du mode guidé pour une fréquence d'activation de 10 kHz.

La partie inférieure de la Figure IV-37 met en évidence l'existence d'une tension seuil en dessous de laquelle la cellule ne s'active pas (ici environ 6V). Cette tension de seuil est prise en compte dans l'activation de l'effet photonique dans la partie suivante.

VI.B Mesure de déconfinement

La mesure de l'extraction active de la lumière s'avère complexe. Du fait des réflexions parasites ainsi que des pertes de propagation déjà observées à la Figure IV-12, le signal utile de l'extraction est rapidement bruité. La Figure IV-38 (a) montre une photographie de l'échantillon lors de la mesure. On peut voir que, aux pertes déjà évoquées viennent s'ajouter des pertes dues à la perturbation induite par la présence du cordon de colle et du substrat d'adressage électrique. Le cumul de toutes ces pertes cause l'apparition d'un halo tout autour de l'échantillon et plus particulièrement autour de la zone d'extraction.

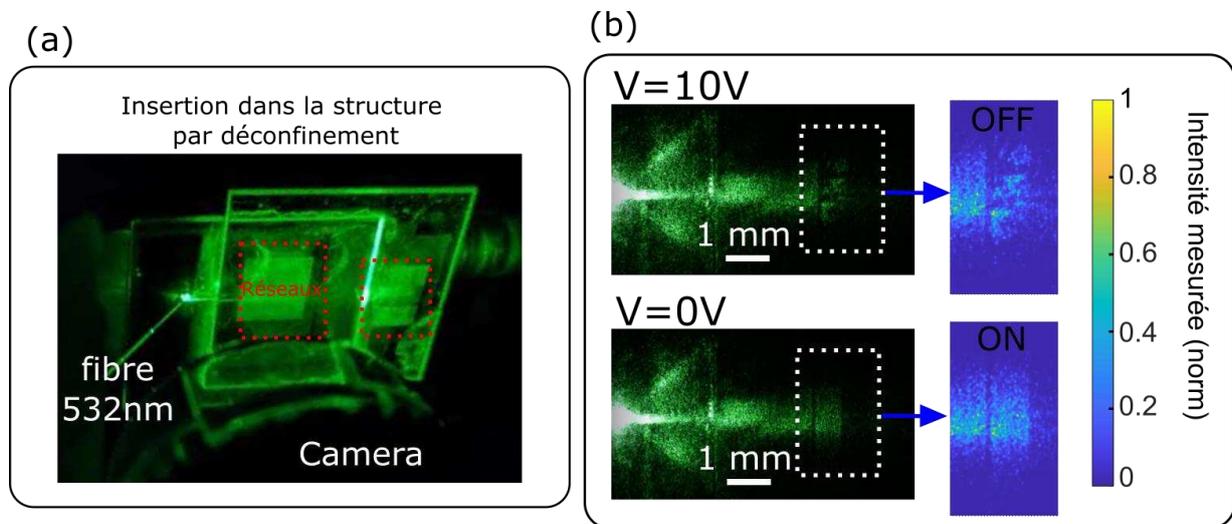


Figure IV-38 : (a) Photographie de l'échantillon d'extraction par approche de déconfinement du mode guidé, les pertes causent un halo autour de l'échantillon et autour de la zone d'extraction, (b) Réalisation de la mesure de l'activation du déconfinement. Lors de l'application d'une tension, les CL s'orientent de manière à confiner le mode et à réduire les interactions avec le réseau.

Malgré les pertes rendant l'observation compliquée, nous avons réalisé une mesure de l'extraction de la lumière. Lors de l'adressage d'un guide d'onde, on n'observe pas d'extraction directive de la lumière projetée. Seules sont visibles des pertes par diffusion ; néanmoins lors de l'activation de la tension on observe une nette diminution de la diffusion dans la zone correspondant à l'intersection entre les guides adressés et l'électrode activée.

La Figure IV-39 représente la soustraction de l'état ON à l'état OFF obtenue lors de la mesure représentée à la Figure IV-38. On ajoute à cette mesure les délimitations du réseau de guides d'ondes adressés ainsi que les délimitations des électrodes activées pour la mesure.

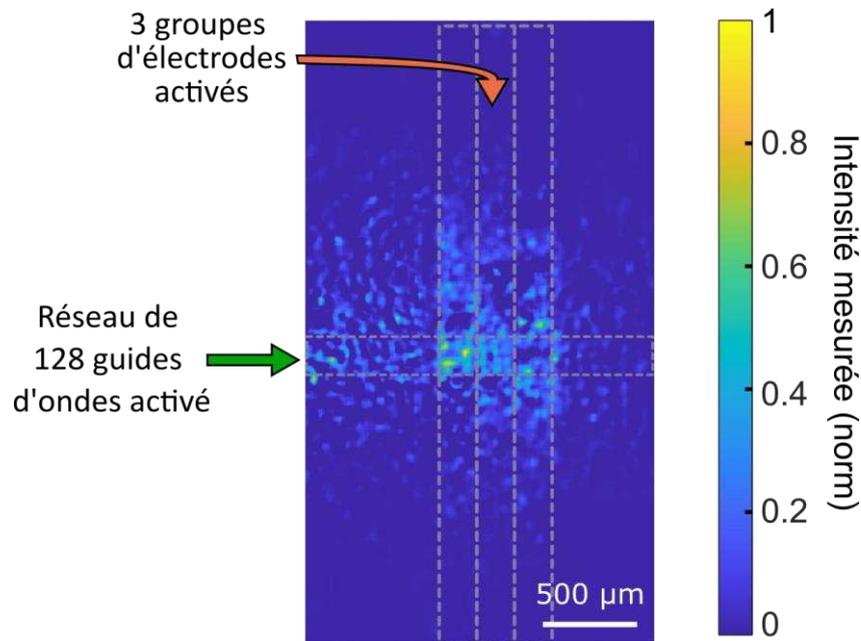


Figure IV-39 : Représentation de la soustraction de l'état ON à l'état OFF lors de la mesure d'extraction active en utilisant l'approche par déconfinement du mode guidé.

La Figure IV-39 nous a permis de mettre en évidence une interaction entre la distribution de guides d'ondes et la couche de CL pouvant être modulée de manière électrique. Toutefois la caractérisation de cette extraction n'a pas été menée plus loin, à cause des pertes ainsi que d'un manque de temps en fin de thèse.

On envisage deux interprétations possibles de l'effet mis en évidence. La première possibilité est celle qui avait été envisagée lors du dimensionnement de l'architecture, c'est-à-dire un déconfinement du mode guidé dans le guide 1D vers le réseau permettant une extraction. La seconde possibilité est une diffusion du mode guidé lors de l'interaction avec la couche de CL comme proposé par A. Héliot [111]. Cette interaction serait également modulée par le confinement du mode dans le guide et par la modification de l'orientation des CL. La discrimination d'un effet de l'autre devrait pouvoir être réalisé en observant le champ lointain émit par le dispositif. Toutefois le bruit créé pendant la mesure rend difficile une telle mesure.

Plusieurs éléments pourraient être améliorés pour observer plus précisément le fonctionnement de l'approche par déconfinement :

- Tout d'abord, l'utilisation d'un nouveau substrat photonique avec une encapsulation légèrement plus grande aurait permis d'éviter les problèmes d'ancrage des cristaux sur les guides d'ondes. Cela aurait évité de déposer une couche de polymide créant potentiellement des pertes.
- Ensuite la fabrication de guide d'onde avec des méthodes permettant de réduire les pertes par propagation permettrait de mieux observer les effets d'activation
- Enfin le dimensionnement d'un nouveau dispositif photonique dont les réseaux d'insertion ne seraient pas dirigés vers la zone d'extraction permettrait de réduire les effets des réflexions parasites. On pourrait par exemple réaliser des virages à 90°

après l'insertion pour éviter que ces réflexions soient présentes sur les zones d'extractions.

- Il serait également judicieux de développer des moyens d'encapsulation plus robustes pour limiter le nombre d'échantillons rebus lors des étapes de collage de la cellule où les étapes de pression et de collage sont difficiles à réaliser de manière répétable.

Conclusion du Chapitre IV

Dans ce Quatrième Chapitre j'ai développé la branche d'activation en optique intégrée, pour cela je me suis concentré sur la preuve de concept de l'extraction de la puissance d'un guide d'onde modulable. J'ai commencé par réaliser un premier dimensionnement des deux approches proposées précédemment au Chapitre II. Ce dimensionnement, basé sur des simulations FDE et FDTD a mis en évidence la pertinence des deux approches envisagées. Toutefois le dimensionnement a également permis de mettre en évidence l'incapacité de réaliser dans le temps imparti dans la thèse une des approches envisagées, l'approche utilisant le principe d'effacement du réseau. Ainsi seule l'approche par déconfinement du mode guidé aura pu être testée dans cette thèse sur un réseau de guides. La méthode par effacement du réseau a quant à elle été testée sous la forme de réseaux de diffraction en optiques à espace libre

A la suite de ce constat j'ai présenté deux masques d'électrodes dimensionnés pour pouvoir appliquer les approches proposées à un réseau photonique déjà existant. J'ai ensuite détaillé les étapes de fabrication des différents éléments composant les approches proposées et notamment le réseau à indice modulable utilisé dans l'approche par effacement du réseau. Ces réseaux ont été caractérisés en optique espace libre en utilisant l'effacement de l'effet de diffraction pour mettre en évidence la capacité à orienter les CL pour réduire le contraste d'indice au sein du réseau. Ces caractérisations ont également permis de mettre en évidence des effets de surface indésirables lors de la réalisation des réseaux directement sur des substrats recouvert d'ITO. Ces considérations seront prises en compte pour les prochains échantillons réalisés au CEA.

En optique intégrée, l'utilisation de l'approche par déconfinement du mode guidé a permis de mettre en évidence un premier effet de l'interaction entre le réseau dense de guides d'onde et une couche de CL. Toutefois la présence de fortes pertes dues à des rugosités de surface ainsi que des effets de réflexions dans le substrat ont rendu une observation plus poussée complexe. Des perspectives d'amélioration ont donc été données pour améliorer de possibles futurs dispositifs de tests.

Conclusion et perspectives

Dans cette dernière partie marquant l'aboutissement de ce manuscrit de thèse je dresse la conclusion du travail de thèse en rappelant les objectifs initiaux de la thèse et en détaillant leurs aboutissements au vu du travail réalisé. Je donnerai ensuite plusieurs perspectives d'évolution pouvant être appliquées à court et long terme pour améliorer les résultats de ce travail de recherche.

Réalisation des objectifs initiaux

Pour rappel, les objectifs initiaux de ce travail sur l'interfaçage des hologrammes pixélisés étaient répartis en deux catégories : l'adressage des hologrammes pixélisés en optique espace libre et l'adressage des hologrammes en optique intégrée. Dans cette partie je détaillerai les différents objectifs en concluant vis à vis de leurs réussites individuelles.

Adressage des hologrammes pixélisés en optique espace

- ✓ Dimensionnement et mise en œuvre d'un banc de lecture holographique statique. Un banc de lecture statique des hologrammes a été réalisé et testé pour mettre en évidence le fonctionnement de la projection d'images à l'aide de DPH. Les résultats obtenus avec ce banc ont mis en évidence les effets d'interférences croisées des hologrammes ainsi que les effets de diffractions des hologrammes pixélisés.
- ✓ Dimensionnement et mise en œuvre d'un banc d'activation des hologrammes. La réalisation de ce second banc est passée par une adaptation du banc précédent. Pour réaliser ce banc, il a fallu étudier les technologies de masques dynamiques disponibles. Une étude en profondeur a permis d'identifier une technologie pouvant convenir à un banc de lecture dynamique mais également à un possible futur banc d'écriture utilisant un masque dynamique.
- ✓ Ce banc de lecture a été utilisé pour réaliser la lecture de DPH périodiques, permettant la projection d'images de manière séquentielle. Le banc a également permis la projection d'images dynamiques pouvant être relues sans aucun traitement informatique. Ces mesures sont importantes pour le projet car elles sont les premières mesures de projection d'images par effet d'auto-focalisation utilisant les hologrammes pixélisés.

Les résultats obtenus à l'aide du banc d'optique en espace libre sont donc très satisfaisants vis à vis des objectifs donnés et ouvrent à de nouvelles perspectives pour le projet de projection rétinienne du CEA comme on le verra par la suite.

Adressage des hologrammes en optique intégrée

En parallèle à la capacité à activer les hologrammes en optique à espace libre, j'ai développé des éléments d'interfaçage des hologrammes en optique intégrée.

- ✓ Etude et dimensionnement de la technologie d'activation des points d'émission. Après avoir exploré plusieurs pistes de technologies permettant de réaliser une modulation de l'extraction, j'ai envisagé deux approches qui auraient dû permettre de réaliser une preuve de concept de l'activation d'un effet d'extraction. Ces approches basées sur l'interaction entre la photonique et des CL ont été dimensionnées sur la base d'un circuit de photonique déjà existant. L'utilisation de ce circuit photonique préexistant a mis en défaut une des deux approches proposées qu'il n'a pas été possible de tester pendant la thèse.
- ✓ J'ai ensuite dimensionné, dessiné et fait fabriquer des masques permettant de réaliser des architectures d'adressages électriques de deux systèmes de projections basés sur les approches proposées.
- ! Comme expliqué, une des architectures n'a pas pu être testée en optique intégrée. Toutefois des tests en optique espace libre ont démontré des effets probants lors de l'utilisation de cette approche en optique espace libre. J'ai notamment démontré des effets d'activation et de désactivation de l'effet de diffraction d'un réseau.
- ! La seconde architecture a, elle, pu être réalisée et interfacée électriquement et optiquement pour former un écran adressable. Cette intégration a soulevé plusieurs problèmes de fabrication, qui ont pu être partiellement résolus. Lors de la caractérisation de l'échantillon obtenu j'ai observé un effet d'interaction entre les guides d'ondes et la couche de CL pouvant être activée à l'aide d'une tension. Toutefois, du fait du manque de temps en fin de thèse ainsi que de nombreuses sources de bruit, la mesure de l'effet n'a pas pu être étudiée plus en profondeur.
- ✗ Réunir les approches en optique espace libre et en optique intégrée, pour activer de manière dynamique des hologrammes pixélisés à partir d'un réseau photonique. Ce dernier objectif, le plus ambitieux, n'a pas pu être réalisé au cours de la thèse notamment aux vues de la complexité à observer un effet d'interaction entre le réseau dense de guide à disposition et le réseau d'électrodes d'extraction réalisé. Cet effet d'interaction entre guide d'ondes et hologrammes est un sujet que j'ai abordé en surface, au cours de la thèse, à l'aide de simulation FDTD. Le sujet s'est avéré très complexe à étudier, c'est pourquoi j'ai préféré me concentrer sur l'activation des hologrammes en optique espace libre ainsi que l'activation de l'extraction d'une onde guidé.

Pour conclure, la majorité des objectifs de la thèse ont été adressés et ont abouti à des résultats de recherches importants pour le projet de projection rétinienne. Toutefois je n'ai pas pu adresser la problématique de l'activation des hologrammes en optique intégrée. Cette problématique a donné lieu à la création d'un sujet de thèse à part entière qui sera mené par Salahedine TOUBI, l'étudiant que j'ai encadré lors de ma troisième année de thèse.

Perspectives

Perspective pour l'adressage en optique espace libre

Comme j'ai pu le montrer cette thèse a permis de démontrer de premiers résultats de projection d'images à l'aide du principe d'auto-focalisation en se basant sur l'utilisation d'hologrammes pixélisés. La démonstration de cet effet amène de nombreuses perspectives d'évolutions aussi bien du point de vue de l'écriture des futurs hologrammes que de possibles améliorations du banc de lecture des hologrammes.

Concernant le banc d'écriture des hologrammes pixélisés :

- A court terme, il est possible d'envisager de réaliser des écritures de distributions aléatoires d'hologrammes permettant de supprimer les ordres de diffraction observés dans les mesures présentées. Ce type de distribution permettrait de réaliser des images avec des FOV plus importants que ceux limités par le recouvrement avec les ordres de diffraction. On pourrait notamment envisager des résolutions angulaires pouvant être perçues par l'œil humain ce qui permettrait de pouvoir projeter de premières images visibles directement au fond de l'œil.
- A plus long terme, il est important que le montage d'écriture intègre l'utilisation de masques dynamiques pour réaliser des distributions aléatoires sans recouvrement des hoels. On a montré dans cette thèse que l'utilisation du masque basé sur des CL sur Si permettrait de réaliser la fonction de masque dynamique tout en conservant le front d'onde de l'onde incidente.

Concernant le banc de lecture des hologrammes pixélisés :

- A court terme il aurait été intéressant de développer plus en profondeur l'activation des DPH de manière dynamique. Pour cela il est envisageable d'étudier l'activation simultanée de spels éloignés l'un de l'autre. Cette perspective devrait permettre d'obtenir des meilleures résolutions dans le temps court d'intégration de la caméra de mesure.
- Également comme cela a été proposé dans le Chapitre III, il serait intéressant d'utiliser un masque à base de μ -miroirs dans le banc de lecture car ces masques ont des fréquences de fonctionnement plus rapides. Ainsi cela permettrait d'adresser plus de spels en utilisant la méthode d'adressage dynamique.

Ces différentes perspectives pourraient permettre de converger vers un dispositif de projection en optique espace libre pouvant être placé devant l'œil d'un utilisateur. Ce type de dispositif ne permettrait pas de répondre aux contraintes d'encombrement soulevées dans le Chapitre I. Néanmoins il permettrait de mettre en avant les recherches réalisées de manière innovante.

Perspectives pour l'adressage en optique intégrée

Le sujet de l'adressage en optique intégré a rencontré un développement plus difficile que celui en optique espace libre. Ainsi les perspectives que je propose dans cette partie seront tournées vers des améliorations qui permettraient de valider un adressage des hologrammes en optique intégrée.

- A court terme, il sera nécessaire d'identifier des méthodes de fabrication des guides d'ondes permettant de réduire les effets de pertes par propagation observés dans le composant utilisé. En effet plusieurs travaux recensent des guides avec des dimensions du même ordre de grandeurs que ceux utilisés mais avec des pertes bien moins grandes [123], [124]. L'obtention de guides avec des pertes du même ordre que ces travaux permettront une amélioration conséquente des mesures d'extraction active réalisables.
- De manière à pouvoir démontrer l'utilisation de l'approche par effacement du réseau, il sera nécessaire de réaliser un nouveau lot de photonique intégré comportant une électrode enterrée sous un système de projection. Ce type d'architecture est d'ores et déjà à l'étude au travers d'un sujet de thèse mené par Kyllian MILLARD.
- Au vu des effets de structuration observés sur les réseaux de sol-gel, il serait intéressant d'étudier plus précisément l'interaction entre un guide d'onde et un tel réseau sous différentes conditions de fabrication (haute température et température inférieure à 300°C). Ces études pourraient permettre de statuer sur la capacité ou non à utiliser le sol-gel pour notre assemblage de fonctions optiques.
- Il semble également important de se pencher sur la nature du CL utilisé dans le projet pour essayer de limiter au maximum les effets de diffusion du mode guidé observé dans le travail de thèse mais également par d'autres auteurs [111].

Ces différentes perspectives d'études devraient permettre d'améliorer le fonctionnement des approches d'extraction proposées. Cela permettra de se rapprocher de l'objectif qui n'a pas été rempli pendant cette thèse qui consisté à utiliser les approches dimensionnées pour interfacier un hologramme.

Références

- [1] B. Kress 'Optical Architectures for Augmented-, Virtual-, and Mixed-Reality Headsets' (Book) *Spie Book 2020*. ISBN: 9781510634336
- [2] J. Carmigniani, B. Furht et al. 'Augmented reality technologies, systems and applications', *Multimed. Tools Appl.*, vol. 51, no. 1, pp. 341–377, Jan. 2011, doi: 10.1007/s11042-010-0660-6.
- [3] P. Coni, N. Damamme, and J.-L. Bardon, 'The Future of Holographic Head-Up Display', *IEEE Consum. Electron. Mag.*, vol. 8, no. 5, pp. 68–73, Sep. 2019, doi: 10.1109/MCE.2019.2923935.
- [4] W. S. Khor, B. Baker et al. 'Augmented and virtual reality in surgery—the digital surgical environment: applications, limitations and legal pitfalls', *Ann. Transl. Med.*, vol. 4, no. 23, p. 454, Dec. 2016, doi: 10.21037/atm.2016.12.23.
- [5] N. Cui, P. Kharel, and V. Gruev, 'Augmented reality with Microsoft HoloLens holograms for near infrared fluorescence based image guided surgery', *Mol.-Guid. Surg.*, 2017, doi: 10.1117/12.2251625.
- [6] D. Wagner and D. Schmalstieg, 'Handheld Augmented Reality Displays', in *IEEE Virtual Reality Conference*, 2006, pp. 321–321. doi: 10.1109/VR.2006.67.
- [7] M. J. Heinrich and M. I. Olsson, 'Wearable device with input and output structures', US9606358B1, Mar. 28, 2017
- [8] T. Zhan, K. Yin et al. 'Augmented Reality and Virtual Reality Displays: Perspectives and Challenges', *iScience*, vol. 23, no. 8, p. 101397, Aug. 2020, doi: 10.1016/j.isci.2020.101397.
- [9] F. Fidler, A. Balbekova et al. 'Laser beam scanning in XR: benefits and challenges', in *Optical Architectures for Displays and Sensing in Augmented, Virtual, and Mixed Reality (AR, VR, MR) II*, Mar. 2021, vol. 11765, p. 1176502. doi: 10.1117/12.2576490.
- [10] E. Peillard, Y. Itoh et al. 'Can Retinal Projection Displays Improve Spatial Perception in Augmented Reality?', in *2020 IEEE International Symposium on Mixed and Augmented Reality (ISMAR)*, Nov. 2020, pp. 80–89. doi: 10.1109/ISMAR50242.2020.00028.
- [11] A. Maimone, R. Chen et al. 'Wide field of view compressive light field display using a multilayer architecture and tracked viewers', *J. Soc. Inf. Disp.*, vol. 22, no. 10, pp. 525–534, 2014, doi: 10.1002/jsid.285.
- [12] R. Haeussler, S. Reichelt et al. 'Large real-time holographic displays: from prototypes to a consumer product', *Proc SPIE*, vol. 7237, Feb. 2009, doi: 10.1117/12.805873.
- [13] C. Jang, K. Bang et al. 'Holographic near-eye display with expanded eye-box', *ACM Trans. Graph.*, vol. 37, no. 6, pp. 1–14, Dec. 2018, doi: 10.1145/3272127.3275069.
- [14] D. M. Hoffman, A. R. Girshick et al. 'Vergence–accommodation conflicts hinder visual performance and cause visual fatigue', *J Vis*, vol. 8, no. 3, p. 33.1–3330, Mar. 2008, doi: 10.1167/8.3.33.
- [15] C. Vienne, L. Sorin et al. 'Effect of the accommodation-vergence conflict on vergence eye movements', *Vision Res.*, vol. 100, pp. 124–133, Jul. 2014, doi: 10.1016/j.visres.2014.04.017.
- [16] M. B. Kumar et al., 'Compact vari-focal augmented reality display based on ultrathin, polarization-insensitive, and adaptive liquid crystal lens', *Opt. Lasers Eng.*, vol. 128, p. 106006, May 2020, doi: 10.1016/j.optlaseng.2020.106006.
- [17] Y.-H. Lin, T.-W. Huang et al. 'Liquid crystal lens set in augmented reality systems and virtual reality systems for rapidly varifocal images and vision correction', *Opt. Express*, vol. 30, no. 13, pp. 22768–22778, Jun. 2022, doi: 10.1364/OE.461378.
- [18] Y. Zhao et al., 'Liquid crystal devices as imaging optical components in virtual reality', in *Emerging Liquid Crystal Technologies XVII*, Mar. 2022, vol. PC12023, p. PC1202307. doi: 10.1117/12.2609106.
- [19] A. Takagi, S. Yamazaki et al. 'Development of a stereo video see-through HMD for AR systems', in *Proceedings IEEE and ACM International Symposium on Augmented Reality (ISAR 2000)*, Oct. 2000, pp. 68–77. doi: 10.1109/ISAR.2000.880925.

- [20] J. P. Sullivan, Y.-Y. Chen et al. 'Head mounted display', USD771625S1, Nov. 15, 2016
- [21] C. Zellweger, B. E. Barberis et al. 'Head mounted display', USD761258S1, Jul. 12, 2016
- [22] Website : 'Augmented Reality Technology Smart Glasses Developer Company | AR Enterprise'. <https://www.thirdeyegen.com/> (accessed Jul. 21, 2022).
- [23] Website : 'Microsoft HoloLens | Mixed Reality Technology for Business'. <https://www.microsoft.com/en-us/hololens> (accessed Jul. 20, 2022).
- [24] Website : 'Enterprise augmented reality (AR) platform designed for business | Magic Leap'. <https://www.magicleap.com/en-us/> (accessed Jul. 20, 2022).
- [25] Y.-T. Chen, C.-C. Chen et al. 'Object tracking system and object tracking method', US20200211207A1, Jul. 02, 2020
- [26] Website : 'Lynx-R1 : Mixed Reality Standalone Headset'. <https://www.lynx-r.com/> (accessed Jul. 20, 2022).
- [27] W. Cui *et al.*, 'Development of an ultra-compact optical combiner for augmented reality using geometric phase lenses', *Opt. Lett.*, vol. 45, no. 10, pp. 2808–2811, May 2020, doi: 10.1364/OL.393550.
- [28] J. Xiong, G. Tan et al. 'Breaking the field-of-view limit in augmented reality with a scanning waveguide display', *OSA Contin.*, vol. 3, no. 10, pp. 2730–2740, Oct. 2020, doi: 10.1364/OSAC.400900.
- [29] Website : 'Focals by North'. <https://www.bynorth.com/> (accessed Jul. 21, 2022).
- [30] A. Tervonen, 'Challenges and opportunities for integrated optics in optical networks', in *Integrated Optics Devices III*, Mar. 1999, vol. 3620, pp. 2–11. doi: 10.1117/12.343716.
- [31] B. Szelag *et al.*, 'Hybrid III–V/Silicon Technology for Laser Integration on a 200-mm Fully CMOS-Compatible Silicon Photonics Platform', *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 5, pp. 1–10, Sep. 2019, doi: 10.1109/JSTQE.2019.2904445.
- [32] A. Politi, J. C. F. Matthews et al. 'Integrated Quantum Photonics', *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 15, no. 6, pp. 1673–1684, Nov. 2009, doi: 10.1109/JSTQE.2009.2026060.
- [33] Website : 'VitreaLab'. <https://vitrealab.com/> (accessed Jul. 21, 2022).
- [34] C. R. Pollock and M. Lipson, '*Integrated Photonics*' (Book) MA: Springer US, 2003. doi: 10.1007/978-1-4757-5522-0.
- [35] S. Mudumba *et al.*, 'Photonic ring resonance is a versatile platform for performing multiplex immunoassays in real time', *J. Immunol. Methods*, vol. 448, pp. 34–43, Sep. 2017, doi: 10.1016/j.jim.2017.05.005.
- [36] L. Laplatine, E. Luan et al. 'System-level integration of active silicon photonic biosensors using Fan-Out Wafer-Level-Packaging for low cost and multiplexed point-of-care diagnostic testing', *Sens. Actuators B Chem.*, vol. 273, pp. 1610–1617, Nov. 2018, doi: 10.1016/j.snb.2018.07.025.
- [37] L. Chrostowski and M. E. Hochberg, '*Silicon photonics design*. Cambridge' (Book) Cambridge University Press, 2015.
- [38] X. Mu, S. Wu et al. 'Edge Couplers in Silicon Photonic Integrated Circuits: A Review', *Appl. Sci.*, vol. 10, no. 4, p. 1538, Jan. 2020, doi: 10.3390/app10041538.
- [39] P. K. Tien and R. Ulrich, 'Theory of Prism–Film Coupler and Thin-Film Light Guides', *J Opt Soc Am JOSA*, vol. 60, no. 10, pp. 1325–1337, Oct. 1970, doi: 10.1364/JOSA.60.001325.
- [40] Y. Wang, J. Flueckiger et al. 'Universal grating coupler design', in *Photonics North 2013*, Oct. 2013, vol. 8915, pp. 284–290. doi: 10.1117/12.2042185.
- [41] C. Martinez and P. Ferdinand, 'Analysis of phase-shifted fiber Bragg gratings written with phase plates', *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 15, p. 3223, May 1999, doi: 10.1364/AO.38.003223.
- [42] A. Yariv and M. Nakamura, 'Periodic structures for integrated optics', *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 13, no. 4, pp. 233–253, Apr. 1977, doi: 10.1109/JQE.1977.1069323.
- [43] J. Xu *et al.*, 'Design and fabrication of a high-performance binary blazed grating coupler for perfectly perpendicular coupling', *Opt. Express*, vol. 29, no. 26, pp. 42999–43010, Dec. 2021, doi: 10.1364/OE.448328.
- [44] G. Quaranta, G. Basset et al. 'Recent Advances in Resonant Waveguide Gratings', *Laser Photonics Rev.*, vol. 12, no. 9, p. 1800017, 2018, doi: 10.1002/lpor.201800017.

- [45] G. Roelkens, D. V. Thourhout, and R. Baets, 'High efficiency grating coupler between silicon-on-insulator waveguides and perfectly vertical optical fibers', *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 11, pp. 1495–1497, Jun. 2007, doi: 10.1364/OL.32.001495.
- [46] J. W. Goodman, '*Introduction to Fourier optics*', (Book) Fourth edition. W.H. Freeman, Macmillan Learning, 2017.
- [47] A. Maimone, A. Georgiou, and J. S. Kollin, 'Holographic near-eye displays for virtual and augmented reality', *ACM Trans Graph*, vol. 36, no. 4, pp. 1–16, Jul. 2017, doi: 10.1145/3072959.3073624.
- [48] C. Martinez, O. Lemonnier et al. 'Complementary computer generated holography for aesthetic watermarking', *Opt. Express*, vol. 20, no. 5, pp. 5547–5556, Feb. 2012, doi: 10.1364/OE.20.005547.
- [49] M. Winterstein, 'Covestro: Photopolymer Film Technology: Key Enabler for Augmented Reality Displays', in *SPIE AVR21 Industry Talks II*, Apr. 2021, vol. 11764, p. 117640J. doi: 10.1117/12.2597447.
- [50] Jr. William, J. Gambogi et al. 'Advances and applications of DuPont holographic photopolymers', in *Holographic Imaging and Materials*, Jan. 1994, vol. 2043, pp. 2–13. doi: 10.1117/12.165557.
- [51] P. Gentet, Y. Gentet, and S.-H. Lee, 'Ultimate 04 the new reference for ultra-realistic color holography', in *2017 International Conference on Emerging Trends Innovation in ICT (ICEI)*, Feb. 2017, pp. 162–166. doi: 10.1109/ETIICT.2017.7977030.
- [52] T. A. Shankoff, 'Phase Holograms in Dichromated Gelatin', *Appl. Opt.*, vol. 7, no. 10, pp. 2101–2105, Oct. 1968, doi: 10.1364/AO.7.002101.
- [53] F. H. Mok, M. C. Tackitt, and H. M. Stoll, 'Storage of 500 high-resolution holograms in a LiNbO₃ crystal', *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 8, pp. 605–607, Apr. 1991, doi: 10.1364/OL.16.000605.
- [54] H. M. Smith, '*Principles of holography*'. (Book) 1969
- [55] D. Brotherton-Ratcliffe, '*Ultra-Realistic Imaging - Advanced Techniques in Analogue and Digital Colour Holography*'. (Book) 2013. doi: 10.1201/b14060.
- [56] G. Li, D. Lee et al. 'Holographic display for see-through augmented reality using mirror-lens holographic optical element', *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 11, p. 2486, Jun. 2016, doi: 10.1364/OL.41.002486.
- [57] M. Popovich, J. D. Waldern, and A. J. Grant, 'DigiLens switchable Bragg grating waveguide optics for augmented reality applications', in *Digital Optics for Immersive Displays*, Strasbourg, France, May 2018, p. 15. doi: 10.1117/12.2315719.
- [58] S. F. Sagan, R. T. Smith, and M. M. Popovich, 'DigiLens color sequential filtering for microdisplay-based projection applications', presented at the International Symposium on Optical Science and Technology, San Diego, CA, USA, Oct. 2000, p. 281. doi: 10.1117/12.405215.
- [59] K.-J. Anuja and R. R. Deshmukh, 'An overview of HPDLC films and their applications', *Liq. Cryst.*, vol. 49, no. 5, pp. 589–604, Apr. 2022, doi: 10.1080/02678292.2021.2000052.
- [60] W.-K. Cheng, B. Gao, et al. 'Self Ordering of Nematic Liquid Crystal Molecules in HPDLC Bragg Gratings', *Chin. Phys Lett*, vol. 29, no. 6, p. 066101, Jun. 2012, doi: 10.1088/0256-307X/29/6/066101.
- [61] D. Stoenescu, 'Cristaux liquides - Applications à la visualisation', *Matér. Fonct. - Matér. Biosourcés*, Apr. 2012, doi: 10.51257/a-v1-n1110.
- [62] T.-J. Wang, C.-K. Chaung et al. 'Electrically Tunable Liquid-Crystal-Core Optical Channel Waveguide', *J Light. Technol*, vol. 31, no. 22, pp. 3570–3574, Nov. 2013, doi: 10.1109/JLT.2013.2285250.
- [63] M. Notaros, M. Raval et al. 'Integrated Visible-Light Liquid-Crystal Phase Modulator', in *Frontiers in Optics / Laser Science*, Washington, DC, 2018, p. FW6B.5. doi: 10.1364/FIO.2018.FW6B.5.
- [64] Y. Atsumi, K. Watabe et al. 'Initial alignment control technique using on-chip groove arrays for liquid crystal hybrid silicon optical phase shifters', *Opt Express*, vol. 27, no. 6, p. 8756, Mar. 2019, doi: 10.1364/OE.27.008756.

- [65] P. Barois, 'Cristaux liquides', *Techniques de l'ingénieur Physique Chimie*, 1996, doi:10.51257/a-v1-a1325
- [66] P. Oswald and P. Pieranski, '*Les cristaux liquides : Concepts et propriétés physiques illustrés par des expériences, tome 1*'. (Book) Paris: Editions scientifiques GB - Gordon and Breach, 2000.
- [67] I. W. Stewart, '*The static and dynamic continuum theory of liquid crystals: a mathematical introduction*', (Book) publ. London: Taylor & Francis, 2004.
- [68] D.-H. Chung *et al.*, 'Comparative Study of Anchoring Strengths for Photo- and Rubbing-Aligned Liquid Crystals on Photoisomerizable Polyimide Alignment Films', *Jpn J Appl Phys*, vol. 39, no. Part 1, No. 3A, pp. 1252–1253, Mar. 2000, doi: 10.1143/JJAP.39.1252.
- [69] D. C. Flanders, D. C. Shaver, and H. I. Smith, 'Alignment of liquid crystals using submicrometer periodicity gratings', *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, no. 10, pp. 597–598, May 1978, doi: 10.1063/1.89864.
- [70] S. R. Nersisyan, N. V. Tabiryan *et al.* 'Study of azo dye surface command photoalignment material for photonics applications', *Appl Opt*, vol. 49, no. 10, p. 1720, Apr. 2010, doi: 10.1364/AO.49.001720.
- [71] L. Burger, 'Novel implementation of a phase-only spatial light modulator for laser beam shaping', Thesis, Stellenbosch : Stellenbosch University, 2016. Accessed: Jan. 30, 2023. [Online]. Available: <https://scholar.sun.ac.za:443/handle/10019.1/98697>
- [72] N. V. Solodkov, J. Shim, and J. C. Jones, 'Self-assembly of fractal liquid crystal colloids', *Nat. Commun.*, vol. 10, no. 1, Art. no. 1, Jan. 2019, doi: 10.1038/s41467-018-08210-w.
- [73] Website : 'GoogleGlass', *Glass*. <https://www.google.com/glass/start/> (accessed Jul. 21, 2022).
- [74] B. C. Kress and I. Chatterjee, 'Waveguide combiners for mixed reality headsets: a nanophotonics design perspective', *Nanophotonics*, vol. 10, no. 1, pp. 41–74, Jan. 2021, doi: 10.1515/nanoph-2020-0410.
- [75] J. Notaros *et al.*, 'Integrated Optical Phased Arrays: LiDAR, Augmented Reality, and Beyond', in *OSA Advanced Photonics Congress (AP) 2019 (IPR, Networks, NOMA, SPPCom, PVLED) (2019), paper IM4A.2*, Jul. 2019, Available: <https://opg.optica.org/abstract.cfm?uri=IPRSN-2019-IM4A.2>
- [76] R. Fatemi, A. Khachaturian, and A. Hajimiri, 'A Nonuniform Sparse 2-D Large-FOV Optical Phased Array With a Low-Power PWM Drive', *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 54, no. 5, pp. 1200–1215, May 2019, doi: 10.1109/JSSC.2019.2896767.
- [77] G. M. Long and R. J. Beaton, 'The contribution of visual persistence to the perceived duration of brief targets', *Percept. Psychophys.*, vol. 28, no. 5, pp. 422–430, Sep. 1980, doi: 10.3758/BF03204886.
- [78] R. S. Johnston and S. R. Willey, 'Development of a commercial retinal scanning display', in *Helmet- and Head-Mounted Displays and Symbology Design Requirements II*, May 1995, vol. 2465, pp. 2–13. doi: 10.1117/12.209726.
- [79] C.-P. Hsu *et al.*, 'A Review and Perspective on Optical Phased Array for Automotive LiDAR', *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 1, pp. 1–16, Jan. 2021, doi: 10.1109/JSTQE.2020.3022948.
- [80] N. A. Tyler *et al.*, 'SiN Integrated Photonics for near-infrared LIDAR', in *2018 IEEE CPMT Symposium Japan (ICSJ)*, Nov. 2018, pp. 63–66. doi: 10.1109/ICSJ.2018.8602596.
- [81] C. Martinez, 'Image projection device', US20150370073A1, Dec. 24, 2015
- [82] C. Martinez, V. Krotov *et al.* 'See-through holographic retinal projection display concept', *Optica*, vol. 5, no. 10, p. 1200, Oct. 2018, doi: 10.1364/OPTICA.5.001200.
- [83] K. Millard, B. Meynard *et al.* 'Experimental validation of SiN photonic integrated waveguide arrays at $\lambda = 532$ nm for augmented reality display applications', in *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXV*, Mar. 2021, vol. 11689, pp. 219–229. doi: 10.1117/12.2582369.
- [84] B. Meynard, C. Martinez *et al.* 'Integrated optical network design for a retinal projection concept based on single-mode Si₃N₄ waveguides at 532 nm', in *Integrated Optics: Devices, Materials, and Technologies XXIII*, San Francisco, United States, Mar. 2019, p. 32. doi: 10.1117/12.2507252.

- [85] B. Meynard, C. Martinez et al. 'Design of Si₃N₄ waveguides and components to form an integrated optical network for retinal projection in thin augmented reality glasses', in *Optical Design Challenge 2019*, San Francisco, United States, Feb. 2019, p. 3. doi: 10.1117/12.2523648.
- [86] C. Martinez, B. Meynard, and Y. Lee, 'Multiplexed pixelated hologram recording process for retinal projection device', in *Practical Holography XXXIII: Displays, Materials, and Applications*, San Francisco, United States, Mar. 2019, p. 22. doi: 10.1117/12.2507249.
- [87] P. Legentil, C. Bereziat et al. 'Development of pixelated holograms recording strategies and aging study of different holographic photopolymer mechanisms for Augmented Reality applications', in *Practical Holography XXXVI: Displays, Materials, and Applications, 2022*, vol. 12026, pp. 17–25.
- [88] V. Krotov, C. Martinez, and O. Haeberlé, 'Experimental validation of self-focusing image formation for retinal projection display', *Opt Express*, vol. 27, no. 15, p. 20632, Jul. 2019, doi: 10.1364/OE.27.020632.
- [89] F. Rainouard, M. Colard et al. 'Optimal dense and random addressing design of emissive points in a retinal projection device', in *Optics, Photonics and Digital Technologies for Imaging Applications VII, 2022*, vol. 12138, pp. 199–208.
- [90] P. S. Salvasaggio, J. R. Schott, and D. M. McKeown, 'Genetic apertures: an improved sparse aperture design framework', *Appl. Opt.*, vol. 55, no. 12, pp. 3182–3191, Apr. 2016, doi: 10.1364/AO.55.003182.
- [91] V. Krotov, 'Concepts d'optique non-conventionnelle pour la visualisation par projection intraoculaire', These en préparation, Mulhouse, 2015. Accessed: Sep. 28, 2022. [Online]. Available: <https://www.theses.fr/s221754>
- [92] F. Rainouard, F. Rainouard et al. 'Mathematical approach for the design of emissive points distributions for holographic retinal projection devices', in *OSA Advanced Photonics Congress (AP) 2020 (IPR, NP, NOMA, Networks, PVLED, PSC, SPPCom, SOF) (2020), paper JTU3F.17*, Jul. 2020, p. JTU3F.17. doi: 10.1364/PSC.2020.JTU3F.17.
- [93] D. Dudley, W. Duncan, and J. Slaughter, 'Emerging digital micromirror device DMD applications', in *Proc. SPIE*, p. 2003.
- [94] Website : 'DLP System Optics. Texas Instrument'. ti.com.cn 2014.
- [95] Website : N. Pascal, 'DLP®Technology for Spectroscopy'. ti.com.cn 2014.
- [96] Website : Texas Instrument, 'DLP®Technology and Products'. 2016.
- [97] Y.-C. Huang and J.-W. Pan, 'High contrast ratio and compact-sized prism for DLP projection system', *Opt Express*, vol. 22, no. 14, p. 17016, Jul. 2014, doi: 10.1364/OE.22.017016.
- [98] J.-W. Pan, J.-S. Li, and C.-M. Wang, 'Global solution of achromatic Total Internal Reflection prism in projection system', *Opt. Commun.*, vol. 428, pp. 144–151, Dec. 2018, doi: 10.1016/j.optcom.2018.07.057.
- [99] E. G. Loewen and E. Popov, '*Diffraction Gratings and Applications*'. (Book) CRC Press, 2017. doi: 10.1201/9781315214849.
- [100] Website : 'Technology', *Forth Dimension Displays*. <https://www.forthdd.com/technology/>
- [101] C. Martinez, D. Fowler, and B. MEYNARD, 'Distributed light projection device', US20210231861A1, Jul. 29, 2021
- [102] F. Gan et al., '*Maximizing the Thermo-Optic Tuning Range of Silicon Photonic Structures*'. (Book) 2007, p. 68. doi: 10.1109/PS.2007.4300747.
- [103] Q. Fang et al., 'Ultralow Power Silicon Photonics Thermo-Optic Switch With Suspended Phase Arms', *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 23, no. 8, pp. 525–527, Apr. 2011, doi: 10.1109/LPT.2011.2114336.
- [104] J. Matsuoka, N. Kitamura et al. 'Temperature dependence of refractive index of SiO₂ glass', *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 135, no. 1, pp. 86–89, Oct. 1991, doi: 10.1016/0022-3093(91)90447-E.
- [105] C. Klitis, M. Sorel, and M. J. Strain, 'Active On-Chip Dispersion Control Using a Tunable Silicon Bragg Grating', *Micromachines*, vol. 10, no. 9, p. E569, Aug. 2019, doi: 10.3390/mi10090569.

- [106] W. K. Marshall and J. Katz, 'Waveguide PIN junction electrooptic phase modulators: theoretical analysis and design criteria', *Appl. Opt.*, vol. 24, no. 13, pp. 1996–2000, Jul. 1985, doi: 10.1364/AO.24.001996.
- [107] G. T. Reed, G. Mashanovich et al. 'Silicon optical modulators', *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 8, pp. 518–526, Aug. 2010, doi: 10.1038/nphoton.2010.179.
- [108] W. Zhang and J. Yao, 'A fully reconfigurable waveguide Bragg grating for programmable photonic signal processing', *Nat. Commun.*, vol. 9, no. 1, Art. no. 1, Apr. 2018, doi: 10.1038/s41467-018-03738-3.
- [109] T. Buß, C. L. C. Smith, and A. Kristensen, 'Electrically modulated transparent liquid crystal -optical grating projection', *Opt Express*, vol. 21, no. 2, p. 1820, Jan. 2013, doi: 10.1364/OE.21.001820.
- [110] A. Héliot *et al.*, 'Active control of light extraction in the near-IR range with sub-wavelength periodic structures', in *2018 Symposium on Design, Test, Integration & Packaging of MEMS and MOEMS (DTIP)*, Roma, May 2018, pp. 1–5. doi: 10.1109/DTIP.2018.8394244.
- [111] A. Héliot, 'Functional materials and technological processes for producing transparent active optical components', phdthesis, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2018. Accessed: Jan. 30, 2023.
- [112] A. Héliot *et al.*, 'Characterization of liquid crystals impregnated micrometric diffraction gratings for an active near-IR light extraction control', *Microsyst Technol*, Aug. 2020, doi: 10.1007/s00542-020-05008-z.
- [113] T. Bottein *et al.*, 'Environment-controlled sol-gel soft-NIL processing for optimized titania, alumina, silica and yttria-zirconia imprinting at sub-micron dimensions', *Nanoscale*, vol. 10, no. 3, pp. 1420–1431, 2018, doi: 10.1039/C7NR07491C.
- [114] M. Modaresialam, Z. Chehadi et al. 'Nanoimprint Lithography Processing of Inorganic-Based Materials', *Chem. Mater.*, vol. 33, no. 14, pp. 5464–5482, Jul. 2021, doi: 10.1021/acs.chemmater.1c00693.
- [115] C. Abélard, A. Suhm et al. 'Fast response time of micropixels with in-plane switching of positive liquid crystals using crossed patterned electrodes', *J. Inf. Disp.*, vol. 20, no. 3, pp. 141–154, Jul. 2019, doi: 10.1080/15980316.2019.1642965.
- [116] C. Martinez, M. Colard, and P. Legentil, 'Sparse holographic imaging for integrated Augmented Reality near-eye display', [*Soumis à OPTICA*], 2022.
- [117] B. Meynard, 'Dispositif de réalité augmentée basé sur des concepts de couplage guide d'onde/hologramme', These de doctorat, Université Grenoble Alpes, 2021. Accessed: May 12, 2022.
- [118] O. H. Schade, 'Optical and Photoelectric Analog of the Eye', *JOSA*, vol. 46, no. 9, pp. 721–739, Sep. 1956, doi: 10.1364/JOSA.46.000721.
- [119] T. A. F. König *et al.*, 'Electrically Tunable Plasmonic Behavior of Nanocube-Polymer Nanomaterials Induced by a Redox-Active Electrochromic Polymer', *ACS Nano*, vol. 8, no. 6, pp. 6182–6192, Jun. 2014, doi: 10.1021/nn501601e.
- [120] R. E. Treharne, A. Seymour-Pierce et al. 'Optical Design and Fabrication of Fully Sputtered CdTe/CdS Solar Cells', *J. Phys. Conf. Ser.*, vol. 286, p. 012038, Mar. 2011, doi: 10.1088/1742-6596/286/1/012038.
- [121] W. De Cort, J. Beeckman et al. 'Wide tuning of silicon-on-insulator ring resonators with a liquid crystal cladding', *Opt Lett*, vol. 36, no. 19, p. 3876, Oct. 2011, doi: 10.1364/OL.36.003876.
- [122] C. Martinez, Y. Lee et al. 'Transparent cube corner array manufacturing process for head-up display applications', in *Advances in Display Technologies XI*, Mar. 2021, vol. 11708, pp. 31–41. doi: 10.1117/12.2578270.
- [123] A. Z. Subramanian *et al.*, 'Low-Loss Singlemode PECVD Silicon Nitride Photonic Wire Waveguides for 532–900 nm Wavelength Window Fabricated Within a CMOS Pilot Line', *IEEE Photonics J.*, vol. 5, no. 6, pp. 2202809–2202809, Dec. 2013, doi: 10.1109/JPHOT.2013.2292698.

[124] W. D. Sacher *et al.*, 'Visible-light silicon nitride waveguide devices and implantable neurophotonic probes on thinned 200 mm silicon wafers', *Opt. Express*, vol. 27, no. 26, pp. 37400–37418, Dec. 2019, doi: 10.1364/OE.27.037400.

[125] Matlab code : T. Guo, 'Convert spectrum to color', 2022.

<https://fr.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/98289-convert-spectrum-to-color> (accessed Oct. 09, 2022).

[126] M. H. Brill, 'How the CIE 1931 color-matching functions were derived from Wright-Guild data', *Color Res. Appl.*, vol. 23, no. 4, pp. 259–259, 1998, doi: 10.1002/(SICI)1520-6378(199808)23:4<259::AID-COL18>3.0.CO;2-7.

[127] Website : 'Interference colour chart', *Wikipedia*. Jun. 16, 2018. Accessed: Jan. 30, 2023.

Liste des publications réalisées pendant la thèse

Publications

- ✓ En cours de relecture: "Sparse holographic imaging for integrated Augmented Reality near-eye display", C. Martinez, M. Colard, P. Legentil, S. Meunier-Della-Gata, Y. Lee, K. Millard, F. Rainouard,
- ! En cours de redaction: "Dynamic image projection based on sparse holograms or retinal projection display", M. Colard, C. Martinez, F. Rainouard, O. Haberle
- ✗ En cours de redaction, titre provisoire: "Study of speckle during image projection using pixelated holograms" F. Rainouard, M. Colard, E. Oudet, C. Martinez, O. Haberle
- ✗ En cours de redaction, titre provisoire : "Optimal dense and random addressing design of emissive points in a retinal projection device" F. Rainouard, M. Colard, E. Oudet, C. Martinez, O. Haberle

Oral

- ! SPIE Photonic West (San Francisco) 2023, "Study and validation of switchable grating using liquid crystal for active waveguide addressing", M. Colard, S. TOUBI, C. Martinez, O. Haeberle
- ✓ Séminaire interne CEA, « Etude des éléments d'interfaçage pour l'activation d'hologrammes pixélisés application à la projection rétinienne », M. Colard, 04 juillet 2022, intervention de 15 minutes.
- ✓ SPIE Photonic West (San Francisco) 2022, "Study of a liquid crystal impregnated diffraction grating for active waveguide addressing" M. Colard, B. Racine, C. Martinez, O. Haeberle
- ✓ Séminaire interne CEA, « Etude des éléments d'interfaçage pour l'activation d'hologrammes pixélisés application à la projection rétinienne », M. Colard, 23 juin 2021, intervention de 15 minutes.

✓ Posters

- ✓ SPIE Photonic Europe (Strasbourg) 2022, "Experimental validation of dynamic activation of pixelated holograms for retinal projection display", M. Colard, P. Legentil, S. Meunier-Della-Gatta, F. Rainouard, Y. Lee, O. Haberle, C. Martinez
- ✓ SPIE Photonic West (San Francisco) 2021, "Analysis of new optical addressing strategies for the optimization of retinal projection display", M. Colard, C. Martinez, O. Haeberlé
- ✓ OSA (Montréal, virtuelle) 2020, "Switching behavior of pixelated holograms for retinal projection display", Matthias COLARD, Christophe MARTINEZ, Olivier HAEBERLÉ
- ✓ Séminaire interne CEA, « Etude des éléments d'interfaçage pour l'activation d'hologrammes pixélisés application à la projection rétinienne », M. Colard, juillet 2020,

Posters

- ✓ Déposé : "Dispositif de projection d'une image dans l'œil dans utilisateur" M. Colard, C. Martinez

ANNEXES

A I. Augmentation de la dynamique de mesure

Dans le Chapitre III du manuscrit, il a été nécessaire de mesurer le signal émis par la distribution d'hologrammes, notamment pour réaliser une mesure du bruit de fond de la mesure lors de la lecture passive des hologrammes. Cela m'a permis de mettre en évidence la diffraction des hologrammes et d'estimer une taille équivalente de ces hologrammes de 22 μm .

Pour observer ce type de courbe, il a été nécessaire de mettre au point une mesure permettant de visualiser une grande dynamique du signal tout en conservant une grande résolution spatiale. Pour cela j'ai utilisé une méthode inspirée du traitement de l'image dit « High Dynamic Range » (HDR). Dans ce traitement on réalise plusieurs acquisitions de la même scène avec des temps de poses différents et on combine les images obtenues pour créer une image avec une plus forte dynamique.

Pour illustrer ce principe je simule la projection d'un spel avec les conditions suivantes :

- Longueur d'onde $\lambda = 532 \text{ nm}$
- Diamètre de la pupille d'émission $D_p = 2 \text{ mm}$
- Taille des points d'émission $a = 50 \mu\text{m}$
- Nombre de points $N = 120$

J'échantillonne le résultat sur 256 valeurs (nombre de valeurs disponible avec la caméra utilisée). La Figure 0-1 représente le résultat ainsi obtenu, dans le cas où l'on observe la mesure en échelle logarithmique avec et sans échantillonnage.

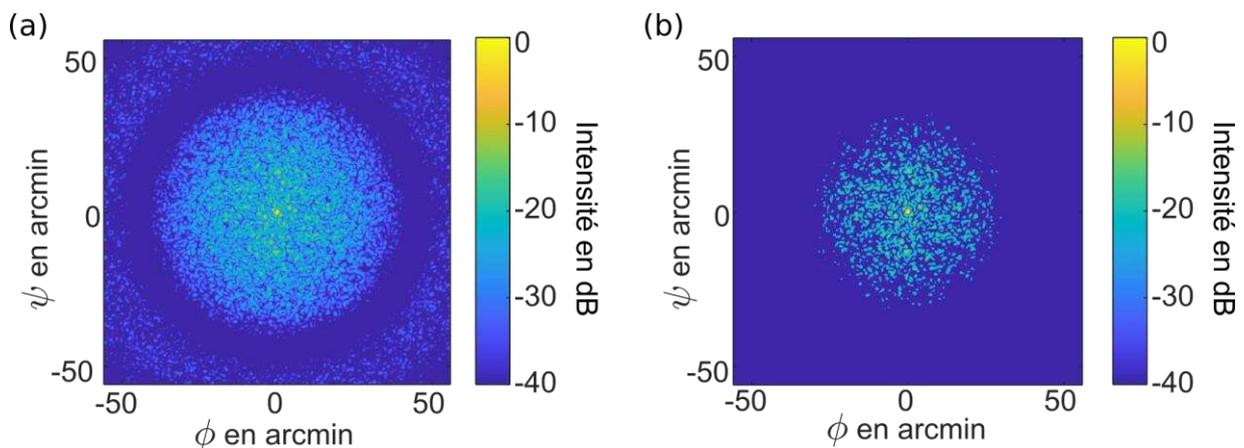


Figure 0-1 : Simulation de la projection d'un spel en utilisant une DPE de 120 points, le résultat est observé en échelle logarithmique. Dans le cas (a) l'échantillonnage de l'intensité n'est pas contraint. Dans le cas (b) l'échantillonnage de l'intensité est contraint à 256 valeurs

En observant le résultat en échelle logarithmique on peut voir qu'il y a une perte d'informations des intensités les plus faibles du fait de l'échantillonnage de la mesure. En modifiant le temps de pose de la mesure, il est possible de saturer le spel de forte intensité et de faire ressortir le bruit de la mesure. La Figure 0-2 représente une coupe de la simulation précédente échantillonnée sur 256 valeurs mais avec deux temps de pose différents.

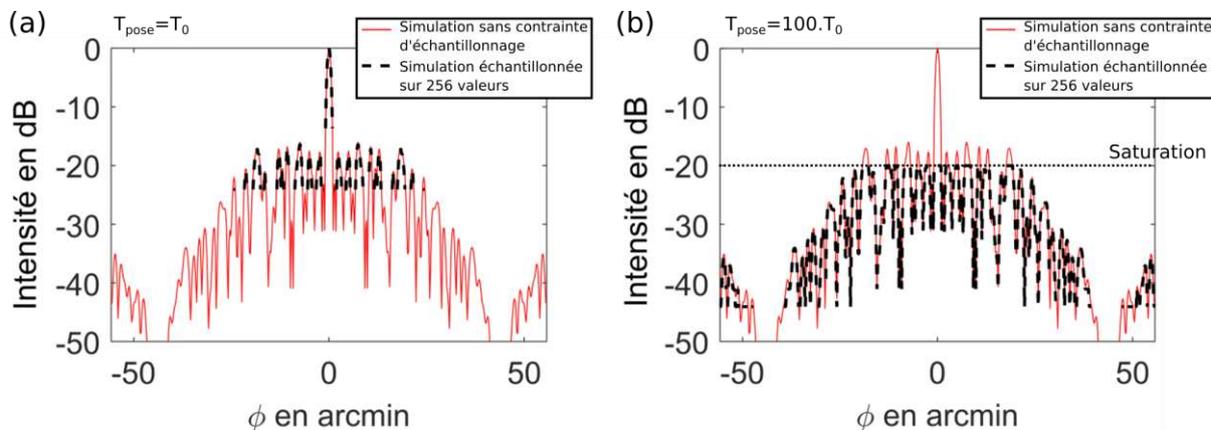


Figure 0-2 : Représentation de la perte d'information lors de l'échantillonnage de l'intensité. (a) dans le cas où le signal n'est pas saturé, on perd les informations de faible puissance, (b) dans le cas où le signal est saturé on perd moins d'informations sur les faibles intensités mais on perd l'information sur les zones saturées.

Dans le cas de la Figure 0-2 (b) il est possible d'observer le bruit de fond mais que la partie de la mesure au centre de l'image est saturée ce qui cause une perte du signal. Les deux mesures avec des temps de pose différents sont complémentaires et permettent de reconstituer la mesure entière malgré la faible dynamique de la caméra.

Pour cela on réalise plusieurs acquisitions avec des temps d'intégrations différents. On a alors pour chaque pixel (i, j) un ensemble de valeur $P_n(i, j)$ avec n l'indice de la mesure avec un temps de pose donné.

On souhaite à l'aide de cette matrice 3D extraire une matrice 2D avec la plus grande dynamique possible. Pour tous les pixels, il est nécessaire d'écartier les valeurs saturées car elle représente une perte de l'information. Ensuite on extrait la plus grande valeur enregistrée pour un pixel donné :

$$P(i, j) = \max_{n \exists P_n(i, j) < 255} (P_n(i, j)) \quad (\text{A.1})$$

J'enregistre également les temps de pose sous lesquels chaque pixel a été enregistré dans une matrice notée $T(i, j)$. J'obtiens deux matrices, une composée de valeurs de pixels non saturée et une composée de valeurs de temps de pose associés.

Ces deux matrices sont représentées à la Figure 0-3 dans le cas de notre exemple et dans le cas où 5 acquisitions avec des temps de pose différents sont réalisées. De manière à reformer la mesure, il est nécessaire de pondérer la matrice $P(i, j)$ suivant les temps de pose permettant d'obtenir la matrice avec une dynamique augmentée $P_{\text{HDR}}(i, j)$.

$$P_{\text{HDR}}(i, j) = \frac{P(i, j)}{T(i, j)} \quad (\text{A.2})$$

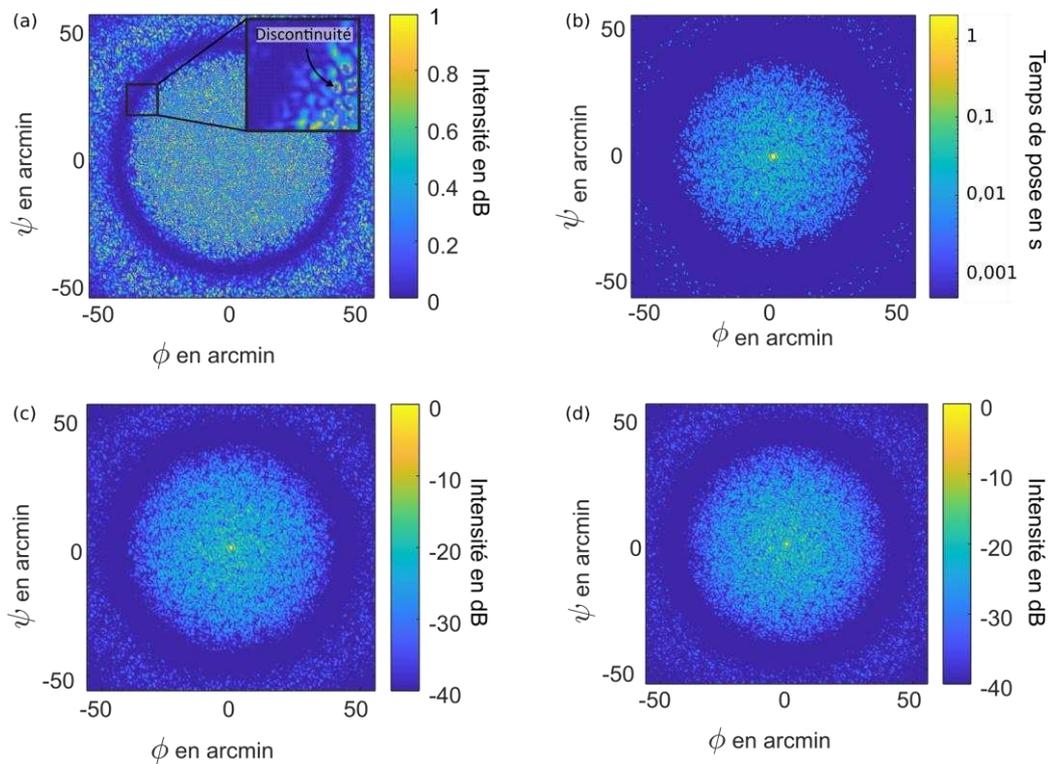


Figure 0-3 : Exemple du traitement de la simulation de la projection d'un speck. (a) Représentation de la matrice $P(i, j)$ contenant les valeurs non saturées de 4 mesures à des temps de pose différents. (b) représentation de la matrice $T(i, j)$. (c) résultat de la reconstitution de la matrice $P_{HDR}(i, j)$ comparé avec (d) résultat de la simulation sans contrainte d'échantillonnage.

On observe à la Figure 0-3 (c) que le résultat de la matrice obtenue $P_{HDR}(i, j)$ après traitement est très proche de la simulation sans contrainte d'échantillonnage. Cela confirme la pertinence de l'utilisation de la méthode développée pour augmenter la dynamique de la mesure.

Dans le cas d'une mesure réelle, il est nécessaire de prendre en compte les différentes sources de bruits de la mesure pouvant varier avec le temps de pose. Plusieurs sources de bruits sont considérées :

- Le bruit électronique (ou dark shot noise)
- Le bruit de lecture (ou read noise)
- Le bruit de photon (ou photon shot noise)

De manière à s'affranchir de ces bruits j'ai réalisé des mesures sans signal utile aux différents temps de pose (notées $B_n(i, j)$) qui ont été soustraites aux mesures réelles avec signal notées $P'_n(i, j)$ permettant d'obtenir les matrices $P_n(i, j)$ nécessaires au traitement proposé :

$$P_n(i, j) = P'_n(i, j) - B_n(i, j) \quad (\text{A.3})$$

A II. Mesure de l'épaisseur des cellules

Lors de la fabrication des cellules de CL dans le Chapitre IV, il est nécessaire de caractériser l'épaisseur des cellules avant remplissage par les CL pour vérifier si les espaceurs réalisés permettent bien d'obtenir une épaisseur proche de 700 nm.

Pour cela j'utilise une méthode basée sur l'observation du spectre obtenu en observant le signal réfléchi par une lame d'air lors d'une observation au microscope. Cette méthode se base sur l'utilisation des interférences entre les faisceaux réfléchis sur les interfaces de la lame d'air tel que montré à la Figure 0-4. En effet, le signal réfléchi sera composé de deux faisceaux principaux, et de plusieurs faisceaux secondaires qui ne seront pas pris en compte dans le cas du développement présenté ici. Ainsi l'intensité du faisceau réfléchi par la lame d'air sera supposée de la forme suivante :

$$I(x) = |E_1(x) + E_2(x)|^2 \quad (\text{A.4})$$

Avec $E_1(x)$ le champ réfléchi sur la première interface (verre-air) et $E_2(x)$ réfléchi sur le substrat de Si comme représenté à la Figure 0-4.

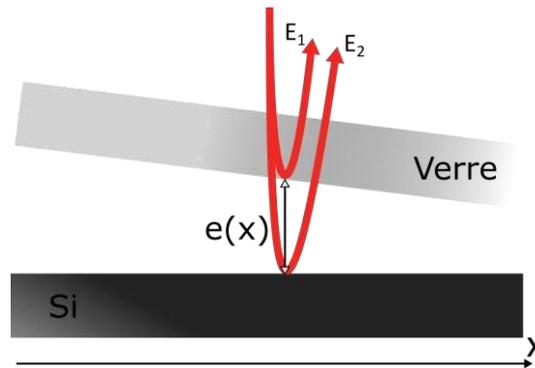


Figure 0-4 : Représentation des deux champs réfléchis par une lame d'air entre un substrat de verre et de Si.

Les amplitudes des champs électriques réfléchis (noté A_1 et A_2) dépendent des coefficients de réflexion de Fresnel sur chacune des interfaces. Dans le cas d'une incidence normale de l'onde ces coefficients (noté α_1 et α_2) vont dépendre des indices des différents matériaux :

$$\alpha_1 = \frac{n_{verre} - n_{air}}{n_{air} + n_{verre}} \quad (\text{A.5})$$

$$\alpha_2 = \frac{n_{air} - n_{Si}}{n_{air} + n_{Si}} \quad (\text{A.6})$$

Ainsi on peut déterminer les amplitudes de chacun des champs électriques du signal mesuré :

$$A_n = E_0 \alpha_n \quad \text{Avec } n \in \{1,2\} \quad (\text{A.7})$$

Avec E_0 L'amplitude du champ incident sur la lame d'air.

Les valeurs d'indices ont une dépendance avec la longueur d'onde (notée λ) d'observation qui sera ici négligée.

En observant que la différence de marche entre les deux faisceaux est équivalente à un aller-retour dans la lame d'air, il est possible d'écrire l'intensité réfléchie par la lame d'air comme suit :

$$I(x, \lambda) = E_0^2 \cdot \left| \alpha_1 + \alpha_2 e^{-\frac{j2\pi}{\lambda} 2e(x)} \right|^2 \quad (\text{A.8})$$

Cette équation peut être développée pour donner l'équation suivante :

$$I(x) = E_0^2 \cdot \left(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_1 \alpha_2 \cos\left(\frac{4\pi e(x)}{\lambda}\right) \right) \quad (\text{A.9})$$

On observe donc une dépendance en cosinus de l'épaisseur et de la longueur d'onde. En connaissant le spectre de la source utilisée, ainsi que la réponse spectrale de la caméra utilisée, il est possible de déterminer l'épaisseur de la lame d'air en un point donné en mesurant le spectre réfléchi par cette dernière. Il est ainsi possible de réaliser une mesure locale de l'épaisseur de la lame d'air. Dans le cas de notre échantillon, je souhaite obtenir l'épaisseur sur l'ensemble de l'échantillon.

Pour cela je simule le spectre de différentes épaisseurs de lame d'air et traduit ces spectres en couleurs à l'aide de la fonction Matlab décrite à la référence [125] pour ensuite comparer ces couleurs aux photographies des échantillons réalisés (normalisées en fonction des caractéristiques de la source et de la caméra utilisées). Cette fonction se base sur l'utilisation de la norme CIE 1931 permettant, à l'aide d'un spectre donné, d'obtenir une couleur sur un graphique de gamuts. J'obtiens alors un triplet de coordonnées (X, Y, Z) permettant de définir la couleur réfléchie par la lame d'air :

$$X = \int I_{X-CIE}(\lambda) \cdot I(\lambda) d\lambda \quad (\text{A.10})$$

$$Y = \int I_{Y-CIE}(\lambda) \cdot I(\lambda) d\lambda \quad (\text{A.11})$$

$$Z = \int I_{Z-CIE}(\lambda) \cdot I(\lambda) d\lambda \quad (\text{A.12})$$

Avec $I_{X-CIE}(\lambda)$, $I_{Y-CIE}(\lambda)$ et $I_{Z-CIE}(\lambda)$ les fonctions colorimétriques de la norme "1931 CIE standard observer" [126].

La Figure 0-5 (b) représente un graphique des gamuts des couleurs obtenues pour différentes épaisseurs de lame d'air simulées.

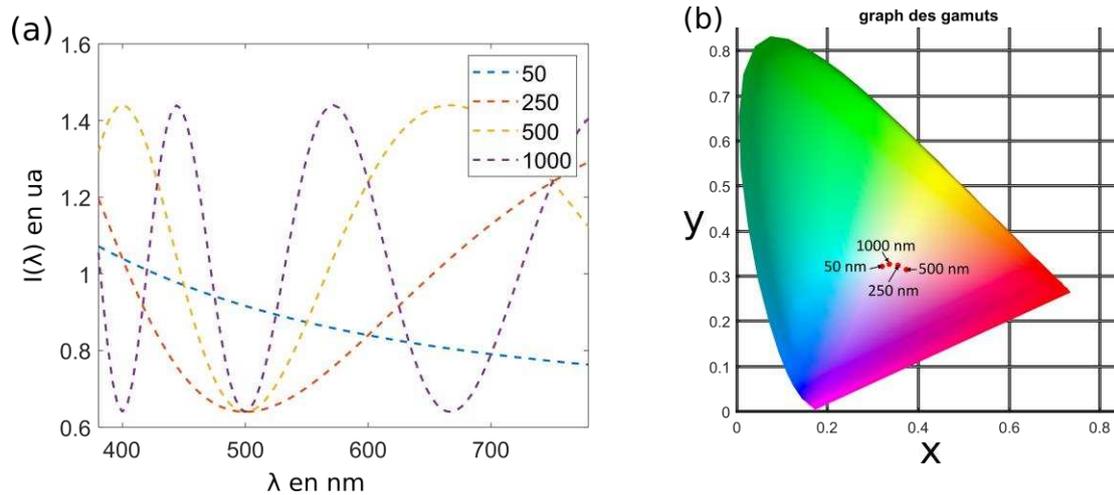


Figure 0-5 : (a) Représentation du spectre simulé de différentes épaisseurs de lame d'air, (b) graph des gamuts avec la correspondance des couleurs des spectres en (a), évalué à l'aide de la norme CIE 1931.

On confirme ainsi qu'il est possible de différencier certaines épaisseurs de lame d'air à l'aide des couleurs observées.

Il est ensuite possible de passer des coordonnées (X, Y, Z) aux coordonnées des couleurs (R, G, B) . Pour cela j'utilise la fonction [xyz2rgb\(XYZ\)](#) du logiciel Matlab permettant de calculer les poids des composantes rouge verte et bleue associées à un triplet (X, Y, Z) . Enfin de manière à mieux différencier certaines épaisseurs dont la couleur est proche (typiquement les faibles épaisseurs qui ont des couleurs en nuance de gris) je normalise les coordonnées des couleurs (R, G, B) obtenus. Pour cela je calcule l'éclairement pour chaque épaisseur simulée, notée $E(e)$ et définit par l'équation suivante :

$$E(e) = \int I(\lambda, e) \cdot d\lambda \quad (\text{A.13})$$

Je normalise ensuite les coordonnées (R, G, B) par le maximum des éclaircements obtenus. J'obtiens le triplet de coordonnées normalisé (R', G', B') suivant :

$$R' = R \cdot \frac{E(e)}{\max_{e \in \Omega} (E(e))} \quad (\text{A.14})$$

$$G' = G \cdot \frac{E(e)}{\max_{e \in \Omega} (E(e))} \quad (\text{A.15})$$

$$B' = B \cdot \frac{E(e)}{\max_{e \in \Omega} (E(e))} \quad (\text{A.16})$$

Avec Ω l'ensemble des épaisseurs de lames d'air simulées.

La Figure 0-6 (a), représente une photographie d'une lame d'air entre un substrat de verre et un substrat de Si, centre de l'image : on observe un contact optique entre les deux substrats. Cette photographie est comparée à la simulation des couleurs obtenues pour différentes épaisseurs de lame d'air allant de 0 à 1500 nm.

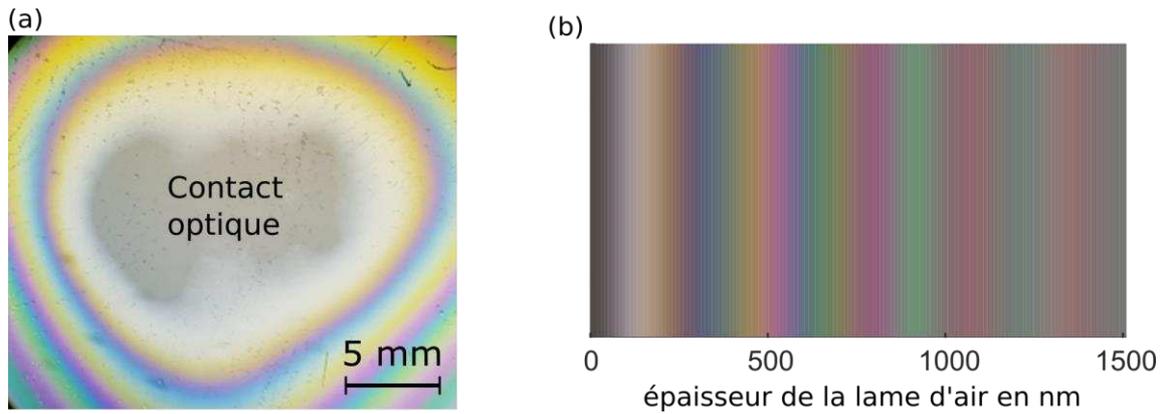


Figure 0-6 : (a) Photographie d'un échantillon de verre sur Si, où un contact optique a été réalisé au centre et des franges de couleurs correspondantes à des épaisseurs différentes de lame d'air sont visibles sur les extrémités. (b) Simulation des couleurs réfléchies pour différentes épaisseurs de lame d'air.

On observe une correspondance dans l'évolution des couleurs de la mesure et de la simulation soulignant la pertinence de l'utilisation de la méthode de caractérisation de l'épaisseur. Cette méthode d'observation permet de réaliser une étude qualitative de l'épaisseur de la lame d'air ainsi que de sa variation sur le substrat ce qui est suffisant dans le cas de notre étude d'homogénéité de l'épaisseur. Une étude plus poussée de l'épaisseur aurait été possible en utilisant des tables d'interférences notamment en observant la couleur réfléchie une fois la cellule de cristaux liquides remplie et en utilisant des tables d'interférences telles que celles de Michel Levy [127].

Résumé de thèse vulgarisé en français :

Le CEA Leti a récemment proposé un concept de dispositif d'affichage proche de l'œil pour les applications de réalité augmentée. Dans ce concept, les éléments optiques permettant la formation de l'image sont intégrés dans le verre de la lunette. Le principe de projection s'appuie sur des circuits photoniques et des composants holographiques pixélisés. Leur association permet de distribuer la lumière devant l'œil, de manière à former des faisceaux projetant des images sur la rétine. Les problématiques soulevées par ce sujet de recherche sont nombreuses. Elles concernent notamment l'optique diffractive, l'optique intégrée, l'holographie, les technologies de fabrication et également des problématiques mathématiques et électroniques.

Cette thèse se concentre sur l'interfaçage des composants holographiques du dispositif. Pour cela deux pistes sont étudiées : une première utilise un système optique classique basé sur une propagation des faisceaux en optique espace libre. Une seconde piste utilise un système en optique intégrée, réalisé sur substrat transparent. Le travail de thèse a permis de mettre au point un banc de lecture dynamique des hologrammes pixélisés. Ce banc a permis d'observer la projection d'images, générées par un système holographique. Plusieurs solutions ont été proposées et mises en œuvre pour améliorer la qualité de l'image. Le travail a également permis dimensionner et tester deux concepts d'architectures d'activation en optique intégrée à base de cristal liquide. A la vue des résultats et des analyses de ce travail de thèse, une configuration d'activation a été retenue pour la suite de l'activité de recherche.

Summary of thesis in English :

The CEA Leti recently proposed a concept for a near-eye display device for augmented reality applications. In this concept, the optical elements that form the image are integrated into the eyeglass lens. The projection principle relies on photonic circuits and pixelated holographic components. Their combination allows for the distribution of light in front of the eye, so as to form beams projecting images onto the retina. The issues raised by this research topic are numerous and include, in particular, diffractive optics, integrated optics, holography, manufacturing technologies, and also mathematical and electronic issues.

This thesis focuses on the interfacing of the holographic components of the device. To do this, two approaches are studied: a first one uses a classical optical system based on beam propagation in free space optics, and a second one uses an integrated optics system made on a transparent substrate. The thesis work has made it possible to develop a dynamic reading bench for pixelated holograms. This bench has made it possible to observe the projection of images generated by a holographic system. Several solutions have been proposed and implemented to improve the quality of the image. The work has also made it possible to size and test two concepts of liquid crystal-based integrated optics activation architectures. Based on the results and analysis of this thesis work, an activation configuration is chosen for the continuation of the research activity