



**HAL**  
open science

# Cristaux liquides adressés thermo-optiquement pour l'optique ultra-rapide

Loïc Ramousse

► **To cite this version:**

Loïc Ramousse. Cristaux liquides adressés thermo-optiquement pour l'optique ultra-rapide. Optique [physics.optics]. Université Côte d'Azur, 2023. Français. NNT : 2023COAZ4047 . tel-04273071v2

**HAL Id: tel-04273071**

**<https://hal.science/tel-04273071v2>**

Submitted on 10 Nov 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.



$$\rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + v \cdot \nabla v \right) = -\nabla p + \nabla \cdot T + f$$

$$e^{i\pi} + 1 = 0$$

# THÈSE DE DOCTORAT

## CRISTAUX LIQUIDES ADRESSÉS THERMO-OPTIQUEMENT POUR L'OPTIQUE ULTRA RAPIDE

**Loïc RAMOUSSE**

Institut de Physique de Nice

Présentée en vue de l'obtention  
du grade de docteur en Physique  
de l'Université Côte d'Azur

Dirigée par : Aurélie Jullien

Soutenue le : 10 Juillet 2023

Devant le jury, composé de :

**Frédéric Druon**, Directeur de Recherche,  
LCF, Université Paris Saclay, Rapporteur

**Inka Manek-Hönniger**, Professeure,  
CELIA, Université de Bordeaux,  
Rapporteuse

**Sébastien Montant**, Ingénieur de  
Recherche CEA, CEA-CESTA,  
Examineur

**Olivier Utéza**, Directeur de Recherche,  
LP3, Université Aix-Marseille,  
Examineur

**Nicolas Forget**, Directeur de Recherche,  
INPHYNI, Co-encadrant de thèse

**Aurélie Jullien**, Directrice de Recherche,  
INPHYNI, Université Côte d'Azur,  
Directrice de thèse



# Résumé

## Cristaux liquides adressés thermo-optiquement pour l'optique ultra rapide

Cette thèse est menée dans le cadre du laboratoire commun SOFTLITE, une collaboration entre l'Institut de Physique de Nice (INPHYNI) et la société Fastlite. L'objectif de ce projet est le développement de dispositifs innovants à base de cristaux liquides (LCs) nématiques en couche épaisse adaptés à la manipulation spatiale et/ou spectro-temporelle d'impulsions femtosecondes. Dans ce contexte, l'objectif principal de la thèse est d'approfondir un nouveau type de contrôle de la biréfringence des cristaux liquides, ayant donné lieu à la conception d'un nouveau type de modulateur spatial de lumière (SLM) : le TOA-SLM (SLM à adressage thermo-optique). Il s'agit d'un composant réflectif basé sur les propriétés thermotropes des cristaux liquides nématiques. Le TOA-SLM est un dispositif multicouche comprenant une couche épaisse ( $>50 \mu\text{m}$ ) de LC nématique thermotrope insérée entre un substrat transparent et une couche métallique. La fonction de cette couche métallique est d'abord de générer de la chaleur via l'absorption partielle d'un laser dit d'écriture. La chaleur générée se propage par diffusion dans la couche de LC, donc l'indice optique est ainsi modulé. Cette modulation d'indice est ensuite sondée par un laser dit de lecture, réfléchi par la couche métallique. Ce dispositif est ultra-large bande (une démonstration de principe a permis la modulation de phase d'une bande spectrale multi-octaves) et permet une modulation de phase continue et supérieure à  $2\pi$ . La première partie de cette thèse est consacrée à la caractérisation, l'optimisation et au dimensionnement numérique et expérimental du composant. Ce travail pointe la difficulté d'obtenir un modèle fortement prédictif et aboutit aux dimensions d'un dispositif optimal pour la modulation de phase et ouvre la voie au TOA-SLM de grande taille (2 pouces) avec de nombreux points de contrôle. Une deuxième partie consiste à vérifier l'adéquation du composant pour la modulation d'impulsions laser ultrabrèves à haute intensité et/ou à haute puissance moyenne. Cela passe, dans un premier temps, par l'identification des mécanismes physiques régissant le seuil d'endommagement laser (LIDT) à  $1 \mu\text{m}$  en régime femtoseconde du cristal liquide seul puis du dispositif complet. Cette démarche est alors complétée par une étude chromatique ( $0.8 \mu\text{m}$  à  $2.1 \mu\text{m}$ ) du LIDT et démontre comment cette valeur est limitée en régime femtoseconde par les effets non linéaires aux interfaces. L'ensemble de cette étude aboutit à une cartographie des plages d'utilisation du TOA-SLM et valide son utilisation dans des systèmes d'optique ultra-rapide. Enfin, nous développons un protocole de programmation arbitraire de la phase générée par le dispositif. La difficulté de développer un modèle théorique fortement prédictif nous conduit à exploiter l'apprentissage via un algorithme de deep learning. L'entraînement est réalisé à partir de données expérimentales et l'algorithme ainsi obtenu permet de prédire avec précision le profil du faisceau d'écriture nécessaire à l'obtention d'une phase cible et valide cette approche.

**Mots-clés :** optique ultra-rapide, cristaux liquides, modulateur spatial de lumière, miroir déformable, réseau de neurone

# Abstract

## Thermo-optically addressed liquid crystals for ultrafast optic

This thesis is CIFRE contract conducted as part of the SOFTLITE joint laboratory, a collaboration between the Institut de Physique de Nice (INPHYNI) and the Fastlite company. The aim of this project is the development of innovative devices based on thick layer of nematic liquid crystals (LCs) adapted for spatial and/or spectro-temporal manipulation of femtosecond pulses. In this context, the main objective of the thesis is to deepen a new type of control of liquid crystal birefringence, which has led to the design of a new type of spatial light modulator (SLM) : the Thermo-Optical Addressable SLM (TOA-SLM) patented in 2019. The TOA-SLM is a multi-layer device composed of a thick layer ( $>50 \mu\text{m}$ ) of thermotropic nematic LC inserted between a transparent substrate and a metallic layer. The function of this metallic layer is twofold. Firstly, it allows the absorption of a writing laser to generate heat propagating by diffusion in the LC layer in order to modulate its optical index. This index modulation is then probed by a reading laser reflected by the metallic layer. It is therefore a reflective component based on the thermotropic properties of nematic liquid crystals. This device is ultra-wideband (a proof-of-concept has demonstrated the modulation of phase of a multi-octave spectral band) and allows for continuous phase modulation greater than  $2\pi$ . The first part of this thesis is devoted to the characterization, optimization, and numerical and experimental dimensioning of the component. This work highlights the difficulty of obtaining a highly predictive model and leads to the dimensions of an optimal device for phase modulation, paving the way for a large (2-inch) TOA-SLM with many control points. The second part consists in verifying the suitability of the component for use with an ultra-short laser source and/or high average power. This involves firstly identifying the physical mechanisms governing the laser-induced damage threshold (LIDT) at  $1 \mu\text{m}$  in single-shot and high repetition rate regimes of the LC crystal alone and then of the complete device. This latter study is then complemented by a chromatic study ( $0.8 \mu\text{m}$  to  $2.1 \mu\text{m}$ ) of the LIDT and demonstrates the influence of nonlinear effects at interfaces in femtosecond regime. This entire part leads to a mapping of the TOA-SLM's operating ranges and validates its use in ultra-fast optical systems. Finally, the last part involves developing a protocol for arbitrary programming of the phase generated by the device. Indeed, the models used until now not being predictive, an approach using a neural network and a deep learning algorithm is chosen. The training is carried out using experimental data, and the resulting model accurately predicts the writing beam profile necessary to obtain a target phase. This result validates this approach and also validates the use of the TOA-SLM as a deformable mirror.

**Keywords :** ultrafast optics, liquid crystal, spatial light modulator, deformable mirror, machine learning

## Remerciements

Seul, mener à bien cette thèse aurait été impossible, aussi il est capital pour moi de remercier les personnes qui ont contribué de près ou de loin à cette réussite. La première personne qui me vient à l'esprit lorsque je songe à ces trois années de travail est ma directrice de thèse au sein de l'Institut de Physique de Nice : Aurélie Jullien. Je souhaite la remercier pour son temps, sa rigueur, sa présence au quotidien et son œil avisé sur mon travail. Sa bienveillance a su porter cette thèse même lors des moments plus difficiles et son expertise m'a permis d'apprendre tant et plus en optique expérimental. Merci pour tout Aurélie.

A l'INPHYNI, j'ai également toujours pu compter sur Gilles que je tiens également à remercier chaleureusement. Ses conseils ont toujours permis d'éclairer certaines de mes incompréhensions et le partage de son expérience dans le domaine m'a permis de prendre plus de recul sur mon travail. Je souhaite également le remercier pour nos échanges plus informels sur la moto ou encore le triathlon (promis mon premier est pour bientôt). J'ai également eu l'occasion d'interagir avec nombre d'autres permanents pendant ces quelques années, que ce soit sur le plan scientifique ou personnel, notamment Stéphane, Mathilde, Claire et je voudrais les remercier pour la richesse de nos échanges. Je veux également témoigner ma gratitude à mes collègues, doctorants ou post-docs, qui sont devenus des amis. Pitou, Pierre, Gianni, Juliette, Martial et tous les autres, merci pour les soirées passées ensemble, toutes les activités partagées et les rires quotidiens en votre compagnie.

Ma thèse était également menée dans la société Fastlite. Je souhaite d'abord remercier Pascal qui a su me faire confiance pendant ces trois et six mois passés au sein de la société. Je veux également remercier Nicolas Forget qui, en tant que référent dans l'entreprise, s'est toujours montré disponible, accessible et de bons conseils. Travailler à tes côtés et partager ta passion m'a permis d'en apprendre énormément. Merci également à tous les employés de Fastlite où chacun de mes passages m'a permis de me rendre compte de la chance que j'avais de mener ma thèse dans ce cadre et dans cette société à taille humaine. Une pensée toute particulière à Anna qui, au cours de toutes ces années a toujours su me rendre la vie plus facile. Également merci à Inès et Benjamin, avec qui j'ai pu partager des passions telles que la moto ou l'escalade et à qui je souhaite bonne chance pour la suite de leur thèse. Enfin, un grand merci à Vincent, mon ami avec qui j'ai eu plaisir à travailler, merci pour les tennis, le golf, les parties de pétanque à Saint-Paul, les barbecues, merci pour ta joie de vivre et ton état d'esprit et à bientôt.

Ce travail n'aurait pas eu de sens sans mon entourage. Tout d'abord ma famille sur laquelle j'ai toujours pu compter, papa, maman, vous m'avez toujours soutenu de votre mieux et fait confiance merci, sans vous je n'y serai jamais arrivé. A mes grands parents, merci pour tout, je ne saurais mettre des mots sur tout ce que vous avez fait pour moi tant il y en a. Ce travail est pour vous, pour que vous soyez fier de votre petit fils. A mes amis, Erwan, Julien, Cyril, Charly, Maxime, Manon, Mathilde, Jeremy et les autres, vous avez toujours été là et j'espère encore partager de nombreuses autres aventures à vos côtés.

Enfin, Marjorie, la femme qui partage mon quotidien depuis bientôt trois ans, la femme de ma vie, merci. Sans toi rien n'aurait été possible tu as su me rassurer, me supporter et partager les bons moments comme les mauvais sans jamais douter.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Notions d'optique ultra-rapide	1
1.1.1	Formalisme de l'optique ultra-rapide : champ temporel, phase spectrale	1
1.1.2	Quelques méthodes de caractérisation temporelle d'impulsions femtosecondes	4
	L'interférométrie spectrale par transformée de Fourier (FTSI)	5
	Frequency resolved optical-gating (FROG)	7
1.1.3	Façonnage temporel linéaire	8
	Paire de prismes	8
	Compresseur à réseaux	9
	Miroirs dispersifs	9
1.1.4	Façonnage temporel programmable	10
	Acousto-optic programmable dispersive filter (AOPDF)	10
	Ligne à dispersion nulle	11
1.2	Cristaux liquides	12
1.2.1	Généralités	12
1.2.2	Cristaux liquides en phase nématique (NLC)	13
1.2.3	Effet d'un champ électrique sur un NLC	14
1.2.4	Cristaux liquides nématiques thermotropes	15
1.2.5	Quelques cristaux liquides	17
	E7	17
	MLC2132	18
	MLC2073	18
1.3	Modulateurs spatiaux de lumière à base de cristaux liquides (LC-SLM)	18
1.3.1	Principe des modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides	18
1.3.2	Les différents types de SLMs	20
1.3.3	Performances et limitations	20
1.4	Modulateurs spatiaux de lumière à base de miroirs déformables (DM)	22
1.4.1	Les miroirs déformables piézoélectriques	22
1.4.2	Les miroirs déformable à micro-système électromécanique (MEMS)	22
1.4.3	Performances	24
1.5	Modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides adressés thermo-optiquement	25
1.5.1	Principe	25
1.5.2	Résultats préliminaires	26
1.5.3	Objectifs de la thèse	27



<b>2</b>	<b>Caractérisation et optimisation du TOA-SLM</b>	<b>29</b>
2.1	Présentation du TOA-SLM	29
2.1.1	Procédé de fabrication d'un TOA-SLM	30
2.1.2	Matériaux composant le TOA-SLM	31
	Substrat et miroir métallique	31
	Fenêtre avant	32
	Cristal liquide	32
2.2	Adressage du dispositif	33
2.3	Modélisation de la diffusion de la chaleur dans TOA-SLM	35
2.3.1	Hypothèses et modèle thermique	35
2.3.2	Implémentation dans COMSOL Multiphysics	37
2.3.3	Le compromis résolution spatiale VS dynamique de modulation de phase	39
	Déphasage maximal	39
	Résolution spatiale	40
	Paramètres	40
2.3.4	Optimisation de la structure	41
	Dynamique de modulation de phase	41
	Résolution spatiale	42
2.3.5	Conclusions et limites du modèle	43
2.4	Caractérisation expérimentale	44
2.4.1	Méthodes	44
	Dispositif expérimental d'interférométrie spatiale	44
	Traitement et interprétation des figures interférométriques	45
	Mesure du front d'onde	46
	Les différents TOA-SLM étudiés	47
2.4.2	Mise en évidence de l'inhomogénéité thermique	48
2.4.3	Modulation de phase maximale	50
2.4.4	Résolution spatiale	51
2.5	Performances du dispositif optimisé	54
2.5.1	Design optimal	54
2.5.2	Performances typiques	56
<b>3</b>	<b>Seuil de dommage laser des cristaux liquides en régime femtoseconde</b>	<b>59</b>
3.1	Introduction	59
3.1.1	Motivations	59
3.1.2	Seuil d'endommagement laser	60
3.1.3	État de l'art	61
3.1.4	Mécanismes d'endommagement de films minces	62
3.2	Configuration expérimentale	63
3.2.1	Dispositif expérimental	63
3.2.2	Présentation des échantillons : films minces auto-suspendus	65
3.3	Méthodes	67
3.3.1	Contrôle par interférométrie spectrale	67
3.3.2	Protocole de mesure	67
3.3.3	Critère d'endommagement et détection in situ	68

3.3.4	Étude statistique . . . . .	68
3.4	Résultats expérimentaux . . . . .	69
3.4.1	Étude en régime mono-coup . . . . .	69
3.4.2	Influence du taux de répétition du laser . . . . .	71
3.4.3	Influence de la durée d'impulsion . . . . .	73
3.5	Mécanismes d'endommagement . . . . .	74
3.5.1	Endommagement du PVA . . . . .	74
3.6	Conclusion . . . . .	74
<b>4</b>	<b>Etude chromatique du seuil d'endommagement laser du TOA-SLM en régime femtoseconde</b>	<b>77</b>
4.1	Introduction . . . . .	77
4.2	Méthodes . . . . .	78
4.2.1	Échantillons . . . . .	78
4.2.2	Configuration expérimentale . . . . .	78
4.2.3	Détection : échauffement et endommagement . . . . .	81
4.2.4	Protocole de mesure . . . . .	81
4.3	Résultats expérimentaux . . . . .	82
4.3.1	Génération de troisième harmonique . . . . .	82
4.3.2	Identification des mécanismes de THG dans le TOA-SLM . . . . .	83
4.3.3	Influence de la THG sur le LIDT . . . . .	86
LIDT=LIFT	. . . . .	86
LIDT à 1030 nm	. . . . .	87
LIDT chromatique	. . . . .	88
4.4	Conclusion . . . . .	89
4.5	Perspectives . . . . .	90
<b>5</b>	<b>Programmation arbitraire du TOA-SLM</b>	<b>91</b>
5.1	Introduction . . . . .	91
5.1.1	Objectif . . . . .	91
5.1.2	Apprentissage automatique . . . . .	91
5.1.3	Résolution du problème inverse . . . . .	92
5.2	Montage expérimental . . . . .	93
5.3	Le réseau de neurones . . . . .	95
5.3.1	Design du modèle . . . . .	95
5.3.2	Entraînement et augmentation de données . . . . .	96
5.4	Résultats . . . . .	98
5.4.1	Quantification du résidu . . . . .	98
5.4.2	Miroir concave, miroir convexe . . . . .	101
5.4.3	Aberrations complexes . . . . .	102
5.5	Implémentation comme miroir déformable . . . . .	105
5.5.1	Qualité de la programmation arbitraire . . . . .	105
5.5.2	Application à l'étude de la cohérence spectrale de super-continuum . . . . .	105
5.6	Conclusion et perspectives d'amélioration . . . . .	107

<b>6 Conclusions et perspectives</b>	<b>109</b>
6.1 Bilan de la thèse . . . . .	109
6.1.1 Le TOA-SLM pour l'optique ultra-rapide . . . . .	109
6.1.2 Complémentarité avec les modulateurs existants . . . . .	110
6.2 Perspectives . . . . .	110
6.2.1 Évolution technique du TOA-SLM . . . . .	110
6.2.2 Évolution de la fonction . . . . .	111
6.2.3 Évolution du mode de dépôt de chaleur . . . . .	112
6.2.4 Évolution de la mésophase du LC . . . . .	113
<b>A Productions scientifiques</b>	<b>115</b>
A.1 Liste des publications . . . . .	115
A.2 Communications en conférences . . . . .	115
A.3 Participation aux formations . . . . .	116



# Introduction générale

L'optique ultra-rapide est une branche de la physique étudiant les phénomènes ultra-courts, c'est-à-dire, les processus qui se déroulent sur une échelle temporelle inférieure à la picoseconde ( $10^{-12}$  secondes). Depuis les années 1980, cette discipline a pris un essor considérable avec le développement des sources lasers brèves qui délivrent des impulsions lumineuses d'une durée de l'ordre de quelques femtosecondes ( $10^{-15}$  secondes) à quelques centaines de femtosecondes. En pratique, la production de ses impulsions a lieu au sein d'une cavité laser par la technique du blocage de mode (mode-locking) actif (à l'aide d'un modulateur optique dans la cavité) ou passif (avec un absorbant saturable). Ces dernières années, la méthode d'amplification par dérive de fréquence (chirped pulse amplification ou CPA), récompensée par le prix Nobel de physique en 2018, a particulièrement dynamisé le domaine et a permis la génération d'impulsions ultra-brèves très énergétiques ouvrant la voie à la physique des hautes intensités. Cela a contribué au développement des applications telles que pour la physique des plasmas, l'accélération de particules, ou encore l'optique non-linéaire (microscopie multi-photons ou micro-structuration de matériaux). Récemment, la capacité à générer des impulsions intenses, dont la durée ne dépasse pas quelques oscillations du champ électrique et avec une phase stabilisée entre la porteuse et l'enveloppe a repoussé les limites temporelles et mené à la création du domaine de la physique attoseconde ( $10^{-18}$  secondes) récompensée par le Prix Wolf de Physique 2022. Les lasers femtosecondes disposent également de multiples applications pluri-disciplinaires en biologie ou en chimie pour sonder les processus ultra-rapides ayant lieu dans les bio-molécules et molécules. Ils sont également largement employés dans le cadre de la chirurgie réfractive ou pour l'usinage industriel. Chacune des applications citées est un domaine de recherche à part entière. En parallèle du développement des sources femtosecondes, des procédés et des dispositifs de mesure et de contrôle des impulsions ont été développés avec la possibilité de les façonner spatialement, spectralement et temporellement.

Les cristaux liquides (LCs) sont un état particulier de la matière et présentent des propriétés intermédiaires entre celles des liquides et des solides cristallins. Leur organisation moléculaire fluide leur confère une grande sensibilité à des facteurs externes tels que la température, la pression ou l'application d'un champ électrique ou magnétique, ce qui leur permet de répondre rapidement et de manière réversible à des changements dans leur environnement. Les cristaux liquides ont été découverts pour la première fois dans les années 1880 par l'autrichien Friedrich Reinitzer, qui a observé que certains composés organiques se transformaient en liquides à des températures élevées, mais présentaient des propriétés optiques inhabituelles. Cependant, ce n'est que dans les années 1960 que les cristaux liquides ont été utilisés pour la première fois dans des applications technologiques, notamment dans les afficheurs à cristaux liquides (LCD) que l'on retrouve aujourd'hui dans les écrans d'ordinateurs, de téléphones portables et de téléviseurs. Les cristaux liquides sont utilisés dans une variété d'applications en raison de leurs propriétés uniques. Par exemple, les écrans à cristaux liquides exploitent le changement de polarisation de la lumière lorsqu'elle traverse un cristal liquide en fonction de l'orientation des molécules. Les cellules à cristaux liquides sont également utilisées dans les capteurs de pression, les détecteurs de température, les capteurs d'humidité et les capteurs chimiques. Les cristaux liquides sont largement exploités en photonique et en optique. Ils sont utilisés, entre autres, pour l'optique adaptative ou la modulation spatiale de la lumière (SLM). Cependant, en dépit de leurs propriétés optiques remarquables, leur exploitation en optique ultra-rapide est restée relativement occasionnelle.

Le laboratoire commun SOFTLITE a été fondé en 2015 sur ce constat. Il s'agit d'une collaboration

entre l'Institut de Physique de Nice (INPHYNI) et la société Fastlite. L'objectif de ce projet est le développement de dispositifs innovants à base de cristaux liquides nématiques en couche épaisse adaptés à la manipulation spatiale et/ou spectro-temporelle d'impulsions femtosecondes. Dans ce contexte, l'objectif principal de la thèse, essentiellement expérimentale, est d'approfondir un nouveau type de contrôle de la biréfringence des cristaux liquides, ayant donné lieu à la conception d'un nouveau type de SLM : le TOA-SLM (SLM à adressage thermo-optique) breveté en 2019. Le TOA-SLM est un dispositif multicouche comprenant une couche épaisse ( $>50 \mu\text{m}$ ) de LC nématique thermotrope insérée entre un substrat transparent et une couche métallique. Cette dernière permet l'absorption d'un laser d'écriture, afin de générer de la chaleur qui se propage par diffusion dans la couche de LC de manière à en moduler l'indice optique. Cette modulation d'indice est ensuite sondée par un laser de lecture réfléchi par la couche métallique. Ce dispositif est réflectif, ultra-large bande et permet une modulation de phase continue et supérieure à  $2\pi$ .

Après un chapitre d'introduction, le deuxième chapitre de cette thèse est consacré à la caractérisation, l'optimisation et au dimensionnement numérique et expérimental du composant. Ce travail pointe la difficulté d'obtenir un modèle parfaitement prédictif et aboutit aux dimensions d'un dispositif optimal pour la modulation de phase. Le résultat est un TOA-SLM de grande taille (2 pouces) avec une résolution spatiale sub-millimétrique. Les troisièmes et quatrièmes chapitres s'emploient à vérifier l'adéquation du composant pour la mise en forme d'une source laser ultrabrève, à haute intensité et/ou à haute puissance moyenne. Cela passe par l'identification des mécanismes physiques régissant le seuil d'endommagement laser (LIDT) en régime femtoseconde à  $1 \mu\text{m}$  en monocoup et à des cadences élevées. Le chapitre 3 est consacré au cristal liquide seul puis s'élargit au chapitre 4 sur une étude du dispositif complet. Cette dernière est alors complétée par une étude chromatique ( $0.8 \mu\text{m}$  à  $2.1 \mu\text{m}$ ) du LIDT et s'intéresse à l'impact sur le LIDT des effets non-linéaires aux interfaces, en régime femtoseconde. Ces deux chapitres aboutissent à une cartographie des plages d'utilisation du TOA-SLM et valident son utilisation dans des systèmes d'optique ultra-rapide. Enfin, le dernier chapitre présente le développement d'un protocole de programmation arbitraire de la phase générée par le dispositif. En effet, les modèles utilisés jusque-là n'étant pas prédictifs, une approche à l'aide d'un réseau de neurones et d'un algorithme de Deep Learning est choisie. L'algorithme ainsi obtenu permet de prédire avec précision le profil du faisceau d'écriture nécessaire à l'obtention d'une phase cible et valide cette approche.



## Chapitre 1

# Introduction

### 1.1 Notions d'optique ultra-rapide

#### 1.1.1 Formalisme de l'optique ultra-rapide : champ temporel, phase spectrale

Cette section a pour but de présenter les notions relatives au formalisme des impulsions femtosecondes. Une impulsion laser est entièrement définie par son champ électrique  $\mathcal{E}(t)$  réel composé du produit d'une enveloppe et d'une fonction périodique oscillant à une pulsation de porteuse  $\omega_0$ . Le fait que le champ ait une certaine durée implique qu'il possède une bande spectrale correspondante dans le domaine fréquentiel. En utilisant la transformée de Fourier, le champ électrique peut être vu comme une superposition d'ondes monochromatiques à un point donné dans l'espace. En considérant seulement sa composante temporelle, on peut écrire :

$$E(t) = TF[E(\omega)](t) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega) e^{-i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi} \quad (1.1)$$

$$E(\omega) = TF^{-1}[E(t)](\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) e^{i\omega t} dt \quad (1.2)$$

avec  $E(\omega)$  la valeur complexe du champ électrique obtenue par transformée de Fourier inverse de  $E(t)$ . Puisque  $E(t)$  est une valeur réelle, on peut écrire  $E(\omega)^* = E(-\omega)$ . Les fréquences positives contiennent donc l'ensemble des informations permettant de décrire le champ électrique. On introduit alors le champ complexe  $\mathcal{E}(\omega)$  composé uniquement des valeurs positives de  $\omega$  :

$$\mathcal{E}(\omega) = 2\Theta(\omega)E(\omega) \quad (1.3)$$

où  $\Theta(\omega)$  est la fonction de Heaviside. Réciproquement, le champ électrique peut être déduit à partir de  $\mathcal{E}(\omega)$  :

$$E(\omega) = \frac{1}{2}(\tilde{\mathcal{E}}(\omega) + \tilde{\mathcal{E}}^*(-\omega)) \quad (1.4)$$

Le champ complexe dans le domaine temporel  $\mathcal{E}(t)$ , aussi appelé représentation analytique de  $E(t)$ , et  $\mathcal{E}(\omega)$  sont reliés par la transformée de Fourier :

$$\mathcal{E}(t) = TF[\mathcal{E}(\omega)](t) \quad (1.5)$$

Puisque ces deux quantités sont complexes, il est possible de les décrire à l'aide d'un module (amplitude) et d'un argument (phase) :

$$\mathcal{E}(t) = |\mathcal{E}(t)| e^{i\phi(t)} = A(t) e^{i\phi(t)} \quad (1.6)$$



$$\mathcal{E}(\omega) = |\mathcal{E}(\omega)|e^{i\phi(\omega)} = A(\omega)e^{i\phi(\omega)} \quad (1.7)$$

Dans le domaine temporel,  $A(t)$  est appelée amplitude réelle du champ ou enveloppe.  $\phi(t)$  est la phase temporelle qui peut se décomposer en trois éléments  $\phi(t) = \phi_0 - \omega_0 t + \phi_{NL}(t)$  où  $\phi_0$  est la phase entre la porteuse et l'enveloppe (ou Carrier Envelope Phase (CEP)),  $\omega_0$  la pulsation de la porteuse à  $t=0$  et  $\phi_{NL}$  les termes non-linéaires de la phase temporelle. Dans le domaine fréquentiel,  $A(\omega)$  est la densité spectrale (fonction réelle positive) et  $\phi(\omega)$  la phase spectrale telle que décrite dans l'équation 1.18. On introduit par ailleurs l'intensité spectrale  $I(\omega)$  telle que :

$$A(\omega) = \sqrt{I(\omega)} \quad (1.8)$$

On peut finalement établir une relation entre  $E(t)$  et la quantité complexe  $\mathcal{E}(t)$  :

$$E(t) = \frac{1}{2}(\mathcal{E}(t) + \mathcal{E}^*(t)) = \text{Re}[\mathcal{E}(t)] \quad (1.9)$$

Enfin le champ électrique  $E(t)$  peut également s'écrire sous la forme :

$$E(t) = A(t)\cos(\omega_0 t + \phi(t)) \quad (1.10)$$

En résumé, toutes ces représentations sont reliées par les relations suivantes :

$$E(t) \xrightarrow{TF^{-1}} E(\omega) \xrightarrow{\times 2\Theta(\omega)} \mathcal{E}(\omega) \xrightarrow{TF} \mathcal{E}(t) \quad (1.11)$$

A partir de ces définitions, on introduit les quantités liées au champ électriques qui sont évoquées dans cette thèse. Tout d'abord l'intensité du champ électrique s'exprime en  $[W/cm^2]$  telle que :

$$I(x, y, z, t) = \frac{1}{2}\epsilon_0 c n A(x, y, z, t)^2 \quad (1.12)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité du vide,  $c$  la vitesse de la lumière et  $n$  l'indice de réfraction du milieu. La puissance instantanée est l'intégrale de l'intensité sur la surface  $S$  du faisceau en  $[W]$  et s'exprime comme :

$$P(z, t) = \int_S I(x, y, z, t) dS \quad (1.13)$$

La fluence est alors définie comme l'intégrale de l'intensité sur un intervalle temporel  $[t_1, t_2]$  contenant l'impulsion optique. Elle s'exprime en  $[J/cm^2]$  comme :

$$J(x, y, z) = \int_{t_1}^{t_2} I(x, y, z, t) dt \quad (1.14)$$

Enfin l'énergie est l'intégrale de l'intensité sur la durée de l'impulsion et la surface du faisceau. Elle s'exprime en  $[J]$  comme :

$$E(z) = \int_S \int_{t_1}^{t_2} I(x, y, z, t) dt dS \quad (1.15)$$

On définit  $\Delta t$  et  $\Delta \omega$  qui sont respectivement les largeurs à mi-hauteur (FWHM) en intensité des profils temporels et spectraux de l'impulsion. Pour une impulsion optique courte à une fréquence centrale  $\omega_0$ , on a  $\Delta \omega \ll \omega_0$ . Il est donc possible de passer de la largeur spectrale en fréquence  $\Delta \omega$  à la largeur

spectrale en longueur d'onde  $\Delta\lambda$  grâce au rapport incluant  $c$  la vitesse de la lumière :

$$\Delta\lambda = 2\pi c \frac{\Delta\omega}{\omega_0^2} \quad (1.16)$$

Dans le cas où la phase est plane et donc  $\phi(\omega)$  est une constante, l'impulsion atteint sa durée minimale et elle est dite limitée par transformée de Fourier (FTL) [1]. Le produit temps-bande passante (TBP) est défini d'après l'équation 1.17 :

$$TBP = \Delta t \cdot \Delta\omega \quad (1.17)$$

Pour une impulsion Gaussienne FTL et des largeurs FWHM,  $TBP = \frac{2\ln 2}{\pi} \simeq 0.441$ . La Fig. 1.1 montre les représentations temporelles et spectrales d'une impulsion gaussienne limitée par transformée de Fourier. Le tableau 1.1 montre quelques exemples d'impulsions gaussiennes FTL pour diverses longueurs d'onde. Lorsqu'une impulsion est FTL, sa durée est inversement proportionnelle à sa largeur spectrale.

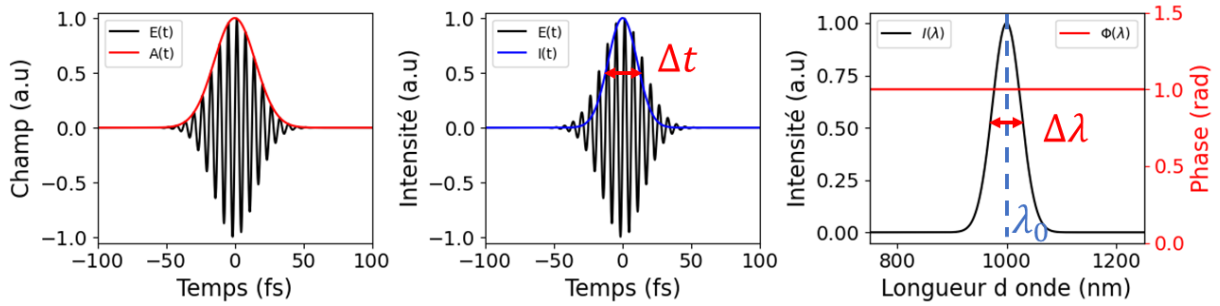


FIGURE 1.1 – Représentation temporelle (gauche et centre) et spectrale (droite) d'une impulsion ultra-courte gaussienne FTL avec une durée de 30 fs et une longueur d'onde centrale  $\lambda_0$  de 1  $\mu\text{m}$ . La phase spectrale est constante.

$\lambda_0$ (nm)	$\Delta t$ (fs)	$\Delta\lambda$ (nm)
1030	100	15.6
1030	30	52.1
1030	5	320
800	100	9.42
800	30	31.4
800	5	191

TABLE 1.1 – Exemples de paramètres d'impulsions gaussiennes FTL

La phase spectrale s'écrit classiquement sous forme d'une série de Taylor développée autour de la pulsation centrale  $\omega_0$  :

$$\phi(\omega) = \phi^{(0)} + \phi^{(1)}(\omega - \omega_0) + \phi^{(2)} \frac{(\omega - \omega_0)^2}{2} + \phi^{(3)} \frac{(\omega - \omega_0)^3}{6} + \dots \quad (1.18)$$

Les coefficients s'interprètent comme suit :

$$\phi^{(0)} = \phi(\omega_0) \equiv \text{phase entre porteuse et enveloppe (CEP)} \quad (1.19)$$

$$\phi^{(1)} = \left. \frac{d\phi(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} \equiv \text{délai de groupe (GD)} \quad (1.20)$$

$$\phi^{(2)} = \frac{d^2\phi(\omega)}{d\omega^2} \Big|_{\omega=\omega_0} \equiv \text{dispersion de délai de groupe (GDD)} \quad (1.21)$$

$$\phi^{(3)} = \frac{d^3\phi(\omega)}{d\omega^3} \Big|_{\omega=\omega_0} \equiv \text{dispersion de troisième ordre (TOD)} \quad (1.22)$$

L'impact sur l'amplitude temporelle d'une impulsion gaussienne de ces différents termes est présenté sur la Fig. 1.2, mais pour aller à l'essentiel :

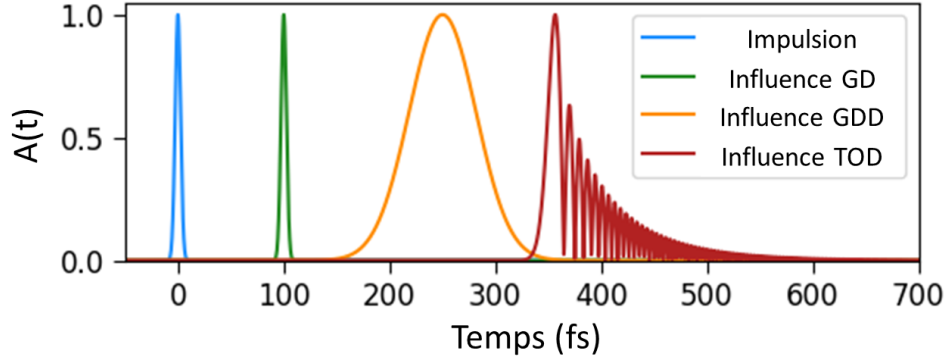


FIGURE 1.2 – Influence des trois premiers ordres de la phase spectrale sur le profil temporel d'une impulsion gaussienne.

- Le GD correspond à un décalage temporel de l'impulsion sans aucune déformation de son profil temporel.
- La GDD, aussi appelée chirp, est responsable de l'élargissement temporel de l'impulsion. Elle permet de décrire le fait que, dans un milieu dispersif, les différentes composantes spectrales ne se propagent pas à la même vitesse de groupe.
- Enfin, la TOD provoque l'apparition de pré-impulsions et post-impulsions dans le domaine temporel. Les ordres supérieurs ne sont pas considérés au cours de cette thèse.

Dans le cas de la propagation d'une impulsion dans un milieu dispersif d'épaisseur  $z$  et d'indice optique  $n(\omega)$ , la phase spectrale accumulée est :

$$\phi(\omega) = \omega \frac{n(\omega)z}{c} \quad (1.23)$$

Une impulsion femtoseconde est donc entièrement définie par  $I(\omega)$  et  $\phi(\omega)$ . Si expérimentalement, la mesure de  $I(\omega)$  ne pose pas de difficultés, la mesure de  $\phi(\omega)$  est moins directe. La section suivante présente un ensemble de méthodes permettant de la mesurer.

### 1.1.2 Quelques méthodes de caractérisation temporelle d'impulsions femtosecondes

Afin de caractériser temporellement des impulsions femtosecondes, des méthodes optiques ont été développées car le temps de réponse des dispositifs électroniques ne permet pas de diagnostiquer des phénomènes aussi courts. La plupart d'entre elles visent à mesurer les propriétés de l'impulsion dans le domaine spectral afin d'obtenir le profil temporel correspondant. Un grand nombre de méthodes existent [2] mais au cours de cette thèse, deux sont utilisées.

### L'interférométrie spectrale par transformée de Fourier (FTSI)

Méthode introduite par les travaux de Froehly [3], la FTSI (Fourier Transform Spectral Interferometry) permet la caractérisation complète d'une impulsion  $E(t)$  à partir d'une impulsion de référence  $E_{ref}(t)$  connue. La Fig. 1.3 montre un exemple de montage de FTSI qui consiste en une interférence collinéaire entre les faisceaux de référence et de sonde. Dans un premier temps,  $I(\omega)$  est obtenu à l'aide d'une simple mesure du spectre de  $E(t)$  en bloquant la voie de référence. Dans un second temps, l'impulsion de test  $E(t)$  est recombinaison avec l'impulsion de référence  $E_{ref}(t)$  retardée d'un délai  $\tau$ , et le spectre d'interférence entre ces deux impulsions est mesuré au spectromètre. L'espacement des franges constituant cet interférogramme dépend directement du délai  $\tau$ . Le traitement numérique de l'interférogramme est basé sur la méthode développée dans [4] et permet de déterminer la différence de phase spectrale  $\Delta\phi(\omega) = \phi(\omega) - \phi_{ref}(\omega)$ .  $\phi_{ref}(\omega)$  étant connu,  $\phi(\omega)$  est alors accessible.

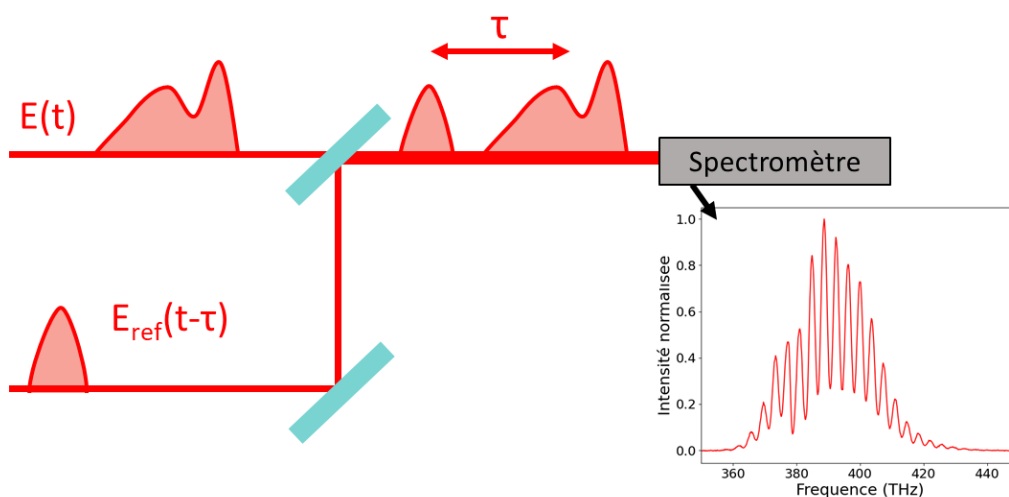


FIGURE 1.3 – Schéma simplifié d'un montage d'interférométrie spectrale, l'impulsion test  $E(t)$  est transmise à un spectromètre après recombinaison avec une impulsion de référence retardée de  $\tau$ .

Je détaille ici les grandes lignes de cette méthode. Le signal spectral  $I_{tot}(\omega)$  mesuré au spectromètre s'écrit :

$$I_{tot}(\omega) = |\tilde{E}(\omega) + \tilde{E}_{ref}(\omega)e^{i\omega\tau}|^2 \quad (1.24)$$

En développant, il vient :

$$I_{tot}(\omega) = I(\omega) + I_{ref}(\omega) + 2\sqrt{I(\omega)I_{ref}(\omega)} \times \cos[\phi(\omega) - \phi_{ref}(\omega) - \omega\tau] \quad (1.25)$$

Dans cette équation 1.25, deux contributions se distinguent dans le terme en cosinus. La première, en  $-\omega\tau$ , est le terme de délai. La deuxième, en  $\phi(\omega) - \phi_{ref}(\omega)$  décrit la différence de phase spectrale entre l'impulsion test et celle de référence. Afin d'évaluer cette différence de phase à partir de l'interférogramme, un filtrage de Fourier est nécessaire [5] pour isoler le terme en cosinus et en extraire son argument. La Fig. 1.4 reprend les différentes étapes de l'algorithme nécessaire à l'obtention de la phase spectrale.

L'algorithme se décompose en plusieurs étapes. :

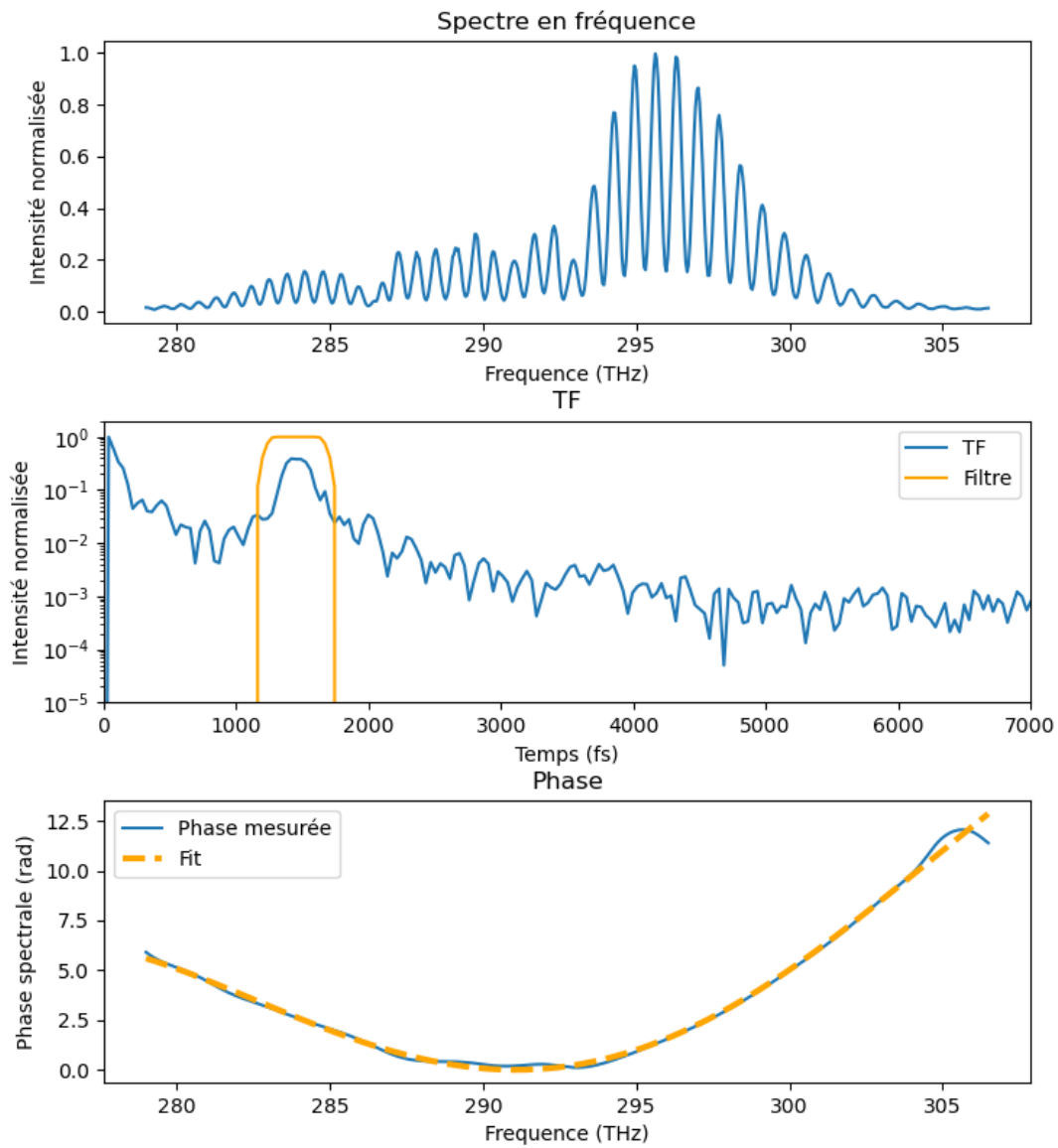


FIGURE 1.4 – Représentation des différentes étapes de l’algorithme de FTSI. En haut, l’interférogramme  $I(\omega)$ . Au milieu, sa transformée de Fourier et le filtre temporel appliqué. En bas, phase spectrale mesurée et ajustement polynomial d’ordre 3 donnant  $\phi_2 = 3000 fs^2$  et  $\phi_3 = 20000 fs^3$  à une fréquence centrale de 291 THz

1. Calcul de la transformée de Fourier du spectre d'interférence qui donne 2 pics centrés à 0 et  $\tau$
2. Filtrage dans le domaine temporel autour du pic à  $t = \tau$  (si  $\tau$  largement supérieur à la durée de l'impulsion).
3. Transformée de Fourier inverse du signal filtré, on obtient alors :

$$I_{tot}(\omega) = \sqrt{I(\omega)} \sqrt{I_{ref}(\omega)} e^{i(\phi(\omega) - \phi_{ref}(\omega) - \omega\tau)} \quad (1.26)$$

4. Extraction de l'argument de l'équation 1.26 :

$$\theta(\omega) = \phi(\omega) - \phi_{ref}(\omega) - \omega\tau \quad (1.27)$$

5. Soustraction du terme linéaire  $-\omega\tau$

A ce stade,  $\phi_{ref}(\omega)$  étant connu, la phase spectrale  $\phi(\omega)$  est déterminée. Un ajustement polynômial de la phase retrouvée permet d'obtenir la valeur des différents coefficients (GDD, TOD) qui la composent. Ainsi, connaissant  $I(\omega)$  et  $\phi(\omega)$ ,  $\mathcal{E}(t)$  peut être reconstruit.

### Frequency resolved optical-gating (FROG)

A la différence de la méthode précédente, le FROG est une méthode non linéaire auto-référencée. Basée sur les travaux [6], l'idée générale est de fenêtrer l'impulsion inconnue à l'aide d'une fonction porte, et de mesurer le spectre de l'impulsion fenêtrée en fonction du délai relatif  $\tau$  entre l'impulsion et la porte. Plusieurs types de FROG existent mais le plus commun, et celui utilisé au cours de cette thèse, est basé sur la génération de seconde harmonique (SHG-FROG) [7, 8]. Le schéma 1.5 présente un exemple typique de montage expérimental utilisé pour la réalisation d'un SHG-FROG.

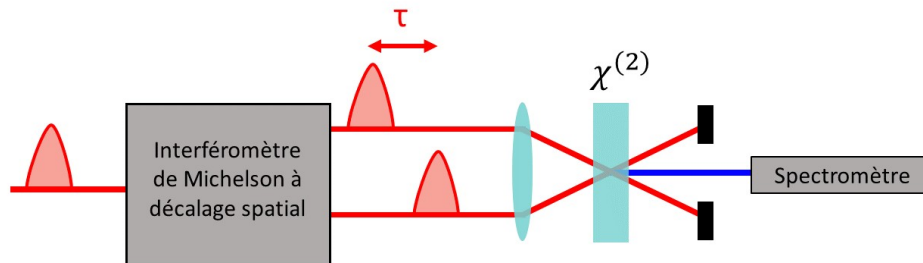


FIGURE 1.5 – Schéma du montage expérimental utilisé pour le SHG-FROG.

La fonction de porte est ici une réplique retardée temporellement de l'impulsion à mesurer  $E(t - \tau)$ . Une ligne à retard mécanique incluse dans l'interféromètre permet de faire varier la valeur de  $\tau$ . Une mesure de SHG-FROG correspond en fait à une mesure d'autocorrelation résolue spectralement de l'impulsion. Le signal obtenu au spectromètre s'exprime comme :

$$S(\tau, \omega) \propto \left| \int E(t) E(t - \tau) e^{i\omega t} dt \right|^2 \quad (1.28)$$

La Fig. 1.6a montre un exemple de carte spectrale mesurée à l'aide d'un FROG. Un algorithme de reconstruction de la phase itératif est ensuite utilisé afin de retrouver l'amplitude et la phase spectrale de l'impulsion.

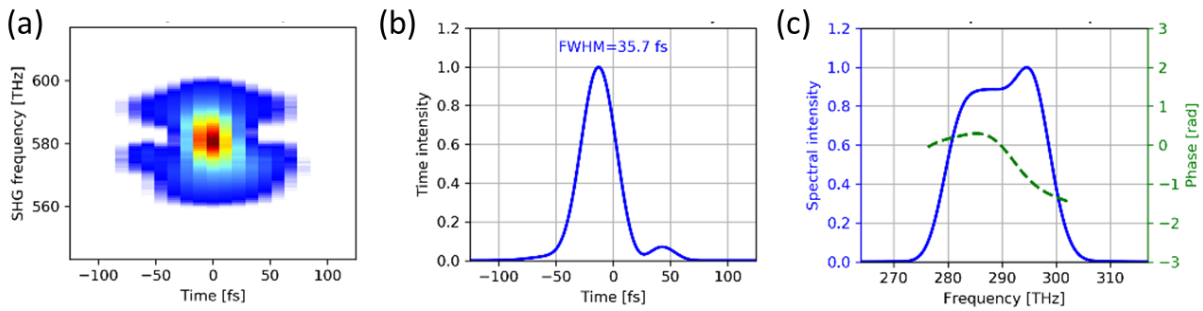


FIGURE 1.6 – a) Carte spectrale mesurée via SHG-FROG b) Amplitude temporelle de l'impulsion mesurée c) Amplitude et phase spectrale de l'impulsion

### 1.1.3 Façonnage temporel linéaire

La mise en forme et le façonnage temporel des impulsions laser reviennent à contrôler  $I(\omega)$  et  $\phi(\omega)$ . Pour y parvenir, un certain nombre de dispositifs ont été développés. Ils sont essentiellement classables en deux catégories principales : les façonneurs avec peu de degrés de liberté et les façonneurs arbitrairement programmables [2]. Chacun des dispositifs présente ses propres avantages et limitations et le choix d'un façonneur particulier dépend des performances requises en termes de longueur d'onde, d'accordabilité, d'acceptance spectrale, de complexité, de coût, de tenue au flux, de cadence, etc. Cette section présente une sélection d'outils permettant la mise en forme d'impulsions. Comme ces dispositifs sont linéaires, on introduit une fonction de transfert  $H(\omega)$  pour les décrire :

$$\tilde{E}_{out}(\omega) = H(\omega)\tilde{E}_{in}(\omega) \quad (1.29)$$

#### Paire de prismes

Une paire de prismes forme un milieu dispersif d'épaisseur variable [9]. La Fig. 1.7 est une représentation schématique du montage expérimental.

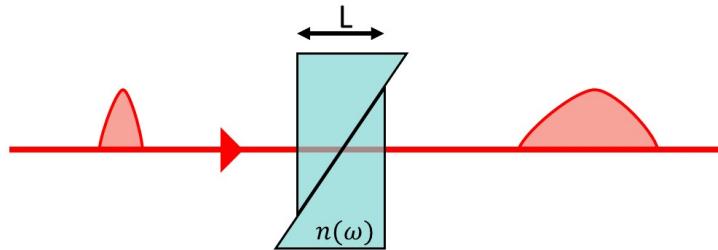


FIGURE 1.7 – Schéma du montage constitué d'une paire de prismes.

La fonction de transfert d'un tel montage est :

$$H(\omega) = \exp\left[i\frac{n(\omega)L\omega}{c}\right] \quad (1.30)$$

où  $L$  est la distance de propagation dans le milieu et  $n(\omega)$  l'indice en fonction de la fréquence. Une translation des prismes permet un ajustement continu de l'épaisseur  $L$  et donc de la dispersion introduite. L'utilisation d'une paire de prismes permet de compenser la déviation du faisceau et la dispersion

angulaire. La GDD introduite peut être positive comme négative suivant la longueur d'onde et le matériau utilisé, elle est généralement positive dans le proche infra-rouge. Il s'agit d'outils très pratiques grâce à leur très large acceptation spectrale mais leurs capacités de génération de GDD sont limitées par l'épaisseur  $L$ .

### Compresseur à réseaux

Le compresseur à réseaux consiste en une paire de réseaux de diffraction parallèles et séparés par une distance  $D$  [10]. La Fig. 1.8 est une représentation schématique du montage expérimental dans une configuration en double passage.

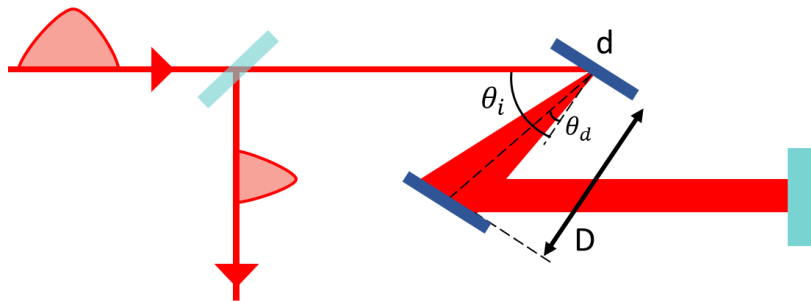


FIGURE 1.8 – Schéma du montage constitué d'un compresseur à réseau en double passage. Avec  $\theta_i$  l'angle d'incidence,  $\theta_d$  l'angle de diffraction et  $d$  la période du réseau.

La fonction de transfert d'un compresseur à réseau est [2] :

$$H(\omega) = \exp\left[2i \frac{\omega}{c} D \frac{\cos(\theta_i + \theta_d)}{\cos(\theta_i)}\right] \quad (1.31)$$

où  $D$  est la distance entre les deux réseaux,  $\theta_i$  l'angle d'incidence,  $\theta_d$  l'angle de diffraction et  $d$  la période du réseau (en traits/mm). Les réseaux permettent la dispersion angulaire de l'impulsion. Les plus grandes longueurs d'onde se propagent sur un chemin optique plus long. Les dynamiques de mise en forme de GDD sont importantes avec cet outil mais l'acceptance spectrale est limitée à une octave par la présence d'ordres de diffraction multiples. Ce façonneur est également limité par l'efficacité de diffraction des réseaux pour des longueurs d'onde éloignées de celle pour laquelle ils sont conçus.

### Miroirs dispersifs

Les miroirs dispersifs (ou chirped mirrors en anglais) sont des miroirs diélectriques dotés d'une structure multicouche. Par analogie avec un miroir de Bragg, le choix des matériaux et des épaisseurs constituant ces couches permet de sélectionner une profondeur de pénétration différente pour chacune des composantes spectrales [11]. La Fig. 1.9 en est une représentation schématique, on y voit une réflexion en surface des plus courtes longueurs d'onde (bleu) et une pénétration plus en profondeur des plus longues (rouge) permettant d'introduire un GDD négatif.

La fonction de transfert d'un miroir dispersif est :

$$H(\omega) = |H(\omega)| \exp[i\phi(\omega)] \quad (1.32)$$

où  $|H(\omega)|$  est la réflectivité du miroir et  $\phi(\omega)$  dépend du design du miroir utilisé avec la possibilité de contrôler jusqu'au quatrième ordre. Montés en paires parallèles, il est possible de faire varier le nombre



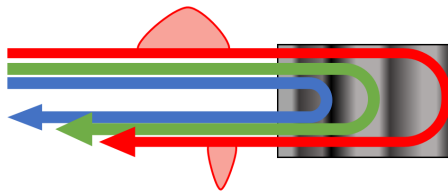


FIGURE 1.9 – Schéma de miroir dispersif.

de rebonds afin d'ajuster finement la dispersion introduite. Ils disposent d'une acceptation spectrale limitée par la largeur de la bande spectrale sur laquelle  $\phi(\omega)$  est maîtrisée bien que cette bande soit potentiellement très large avec des miroirs dispersifs adaptés à la manipulation d'impulsions d'une durée de quelques cycles.

### 1.1.4 Façonnage temporel programmable

#### Acousto-optic programmable dispersive filter (AOPDF)

L'AOPDF ou Dazzler sous son nom commercial (Fastlite) est un dispositif programmable développé à la fin des années 1990 [12]. Il est basé sur l'interaction colinéaire entre une impulsion acoustique et une impulsion ultra-courte dans un cristal biréfringent. L'onde acoustique crée un réseau de diffraction longitudinal transitoire dans le cristal induisant une diffraction acousto-optique. La mise en forme provient de la différence de vitesse de groupe entre les polarisations ordinaires et extraordinaires, et de la localisation longitudinale de la diffraction acousto-optique de chacune des longueurs d'onde. La Fig. 1.10 illustre ce principe de fonctionnement.

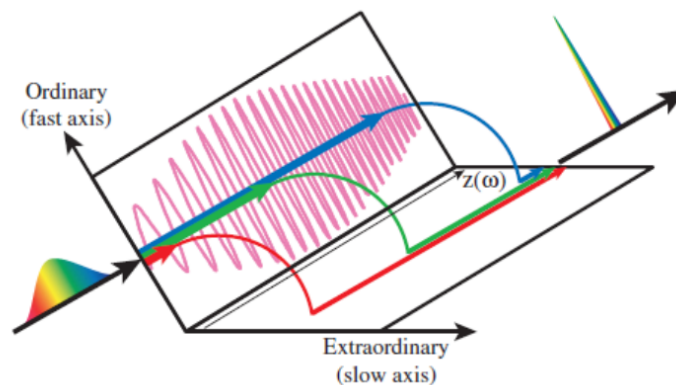


FIGURE 1.10 – Schéma de fonctionnement de l'AOPDF, l'onde acoustique en rose diffracte les composantes spectrales à différentes positions.

Son fonctionnement le rend très polyvalent car il permet un contrôle arbitraire de  $I(\omega)$  et  $\phi(\omega)$ . Cependant l'acceptation spectrale pour un même dispositif est limitée à l'octave. L'ensemble de la gamme des AOPDF existant couvre des longueurs d'onde comprises entre  $0.2 \mu\text{m}$  et  $7 \mu\text{m}$ . Il est limité en cadence par le temps de propagation de l'onde acoustique dans le cristal à des taux de répétition de quelques centaines de kHz.

### Ligne à dispersion nulle

La ligne à dispersion nulle, aussi appelée ligne  $4f$  est un système optique composé de deux réseaux de diffraction identiques et de deux lentilles placés en configuration  $4f$  dans lequel un masque est placé dans le plan de Fourier [13]. La Fig. 1.11 illustre une configuration classique de ligne  $4f$ .

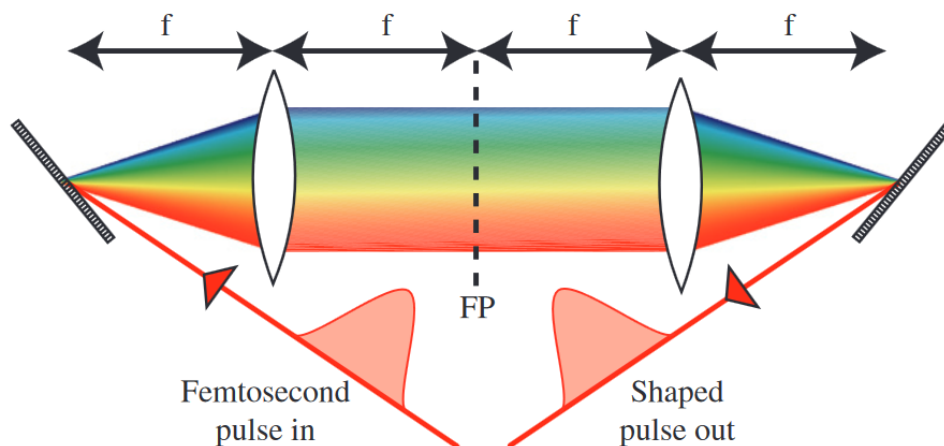


FIGURE 1.11 – Schéma d'une configuration classique de ligne  $4f$  extrait de [2]. FP est le plan de Fourier.

La lumière incidente est angulairement dispersée par le premier réseau puis "collimatée" au travers de la première lentille. Au foyer image de la première lentille (plan de Fourier) les composantes spectrales sont séparées et peuvent être modifiées par un masque d'amplitude et/ou de phase. Enfin, une lentille et un réseau permettent la recombinaison symétrique des fréquences en un seul faisceau collimaté. En l'absence de masque, aucune dispersion n'est introduite et l'impulsion entrante est identique à la sortie. Pour la modulation d'impulsions ultra-courtes, les lentilles sont souvent remplacées par des miroirs cylindriques ou sphériques afin d'éviter la dispersion ou l'apparition d'aberrations chromatiques. Les réseaux peuvent également être remplacés par des wedges dispersifs. Une géométrie en double passage où un miroir est placé au niveau du plan de Fourier permet de disperser puis recombinaison le faisceau à l'aide d'une seule paire réseau-lentille tout en divisant l'encombrement spatial par deux.

Dans le plan de Fourier chaque fréquence est associée à des coordonnées spatiales. En plaçant un masque d'amplitude et de phase spécifique dans ce plan, on peut modifier le chemin optique ou la densité optique pour chaque composante spectrale. Selon le type de masque utilisé, il est possible de contrôler la phase spectrale et l'amplitude spectrale [1], la polarisation [14] et le profil spatial de l'impulsion [15]. Différents types de masques ont historiquement été utilisés avec à l'origine des masques sous forme d'inscriptions micro-lithographiques [16] puis des modulateurs spatiaux de lumière programmables [1, 17, 18], des modulateurs acousto-optiques [19] ou des miroirs déformables [20]. De nos jours, la technique la plus répandue utilise des modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides (LC-SLM). Une description détaillée de ces dispositifs est présentée dans la suite de ce chapitre.

De manière générale, l'ensemble des modulateurs présentés précédemment ont leurs avantages et limitations. On notera que pour la modulation d'impulsions femtosecondes courtes ayant une durée proche du cycle optique, le choix est limité. En effet un dispositif capable de travailler avec de telles impulsions doit être ultra-large bande et capable de moduler une bande spectrale supérieure à une octave,

ce qui restreint les possibilités aux prismes, verres et miroirs dispersifs caractérisés par relativement peu de degrés de liberté.

## 1.2 Cristaux liquides

### 1.2.1 Généralités

L'histoire des cristaux liquides remonte à 1888 où le botaniste Friedrich Reinitzer découvre, lors d'une étude sur la formule du benzoate de cholestértyle, l'existence de deux points de fusion et l'évolution de la substance en liquide trouble puis coloré et enfin transparent [21]. Otto Lehmann introduit en premier le terme de cristal liquide (LC) et de mésophase [22] en observant que la substance est biréfringente tout en étant fluide. Il faut attendre la fin des années 60 pour qu'une première application pratique des LCs soit présentée avec l'apparition des premiers afficheurs à cristaux liquides [23]. Le modèle théorique permettant de modéliser les cristaux liquides est attribué à Pierre Gilles de Gennes [24]. Il obtient d'ailleurs le prix Nobel de 1991 pour avoir découvert que les méthodes développées pour l'étude des phénomènes d'ordre dans des systèmes simples peuvent être généralisées à des formes plus complexes de la matière, en particulier aux cristaux liquides et aux polymères. Depuis les cristaux liquides sont très largement présents dans la vie de tous les jours au travers des différents types d'affichages LCD mais également en physique où leur propriétés optiques sont largement exploitées.

Le LC est considéré comme un état de la matière qui combine les propriétés d'un liquide ordinaire et celles d'un solide cristallisé. Cet état est appelé mésophase et sa nature dépend des molécules qui le composent (mésogènes) ainsi que des conditions de température, pression et concentration. Les LCs se divisent en trois catégories différentes : les thermotropes, les lyotropes et les metallotropes, au cours de cette thèse, seuls les thermotropes sont étudiés. Ces derniers sont composés de molécules organiques en forme de bâtonnets dont la longueur typique est de quelques nanomètres. Le paramètre d'état des LCs thermotropes est la température et les différents types de mésophases appartenant à cette famille se caractérisent par le paramètre d'ordre des mésogènes qu'on y trouve. Cet ordre peut être de position, d'orientation ou de corrélation à courte et à longue distance. La Fig. 1.12 illustre les différentes mésophases existantes.

Quatre mésophases principales se distinguent dans les LCs thermotropes :

- la phase nématique. Elle est la plus proche du liquide isotrope. Les molécules possèdent uniquement un ordre d'orientation.
- la phase smectique. En plus d'un ordre d'orientation, les molécules possèdent un ordre de position et sont organisées en couches. Elle est la plus proche de l'état de solide cristallin. Les molécules peuvent être perpendiculaires aux couches (smectique A) ou avec un angle d'inclinaison (smectique C).
- la phase cholestérique. Elle est composée de molécules nématiques organisées selon un arrangement chiral périodique en hélice.
- la phase discoïde. Les molécules sont empilées sous forme de phase colonnaire de géométrie variable. Aucune corrélation de position n'existe entre les molécules de deux colonnes voisines.

Ces cristaux liquides présentent un certain nombre de propriétés remarquables (magnétiques, mécaniques, etc.) et notamment des propriétés optiques qui sont particulièrement intéressantes. En effet, il s'agit d'un milieu anisotrope ayant une biréfringence élevée et une large plage de transparence. Cette biréfringence, en plus d'avoir une valeur élevée par rapport aux solides, est ajustable. Les LCs partagent des propriétés avec les liquides, les molécules ont donc un certain degré de liberté. En appliquant des

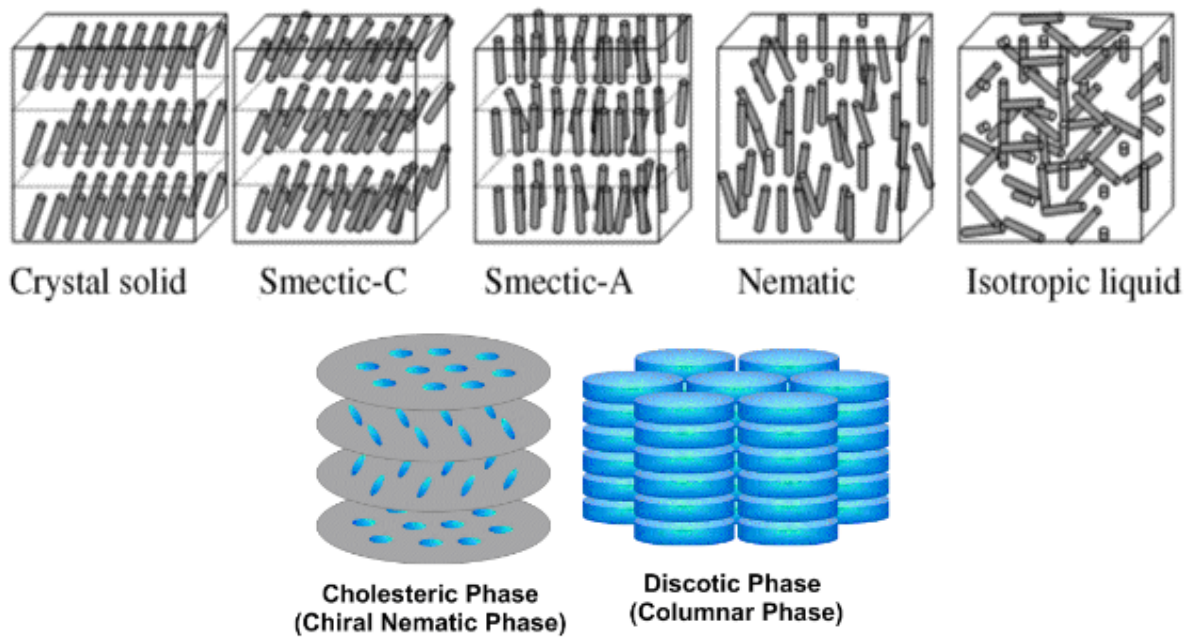


FIGURE 1.12 – Représentation schématique des différentes mésophases (Figure issues de [25]).

contraintes (électriques ou thermiques), il est possible d’agir sur l’anisotropie et de contrôler leur biréfringence.. Il est également possible de les doper afin de modifier ou d’ajouter certaines propriétés.

### 1.2.2 Cristaux liquides en phase nématique (NLC)

Au cours de cette thèse, un intérêt tout particulier est porté sur la phase nématique des LCs (NLC). Les molécules la composant ont un paramètre d’ordre d’orientation, elles sont alignées en moyenne selon un axe directeur défini par le vecteur unitaire  $\vec{n}$ , l’angle de chaque molécule avec cet axe directeur est  $\theta$  (Fig. 1.13). En revanche elles n’ont pas d’ordre de position, leurs centres de gravité sont répartis aléatoirement dans l’espace, rien n’empêche donc les mouvements relatifs des molécules par rapport aux autres comme dans un liquide.

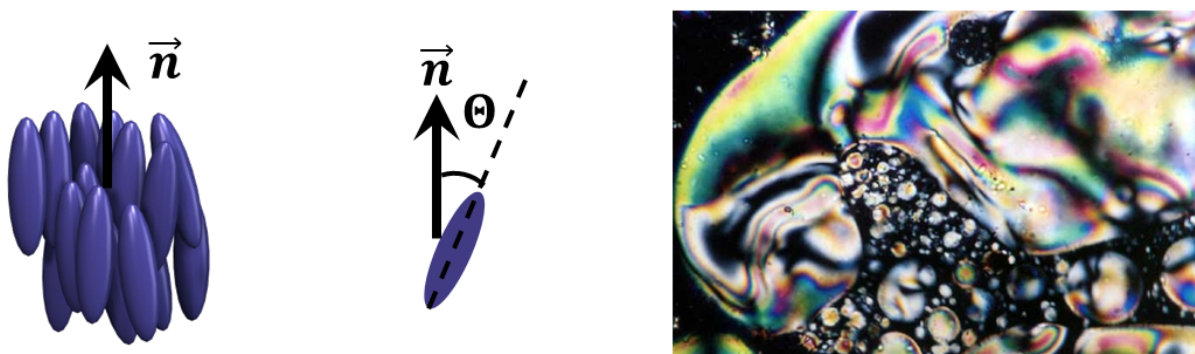


FIGURE 1.13 – Schéma de l’orientation des molécules de LC et image d’un LC nématique (issue de Wikipédia [26])

L’orientation des molécules est généralement fixée en imposant des conditions aux limites sur les bords du NLC : des conditions d’ancrage provenant du substrat. Les conditions d’ancrage typiques sont

homéotropes ( $\vec{n}$  orthogonal au substrat), planaires ( $\vec{n}$  parallèle au substrat) ou planaires twisted (les orientations induites par chacun des substrats sont perpendiculaires) (Fig. 1.14). Au cours de cette thèse, seul la géométrie planaire est utilisée.

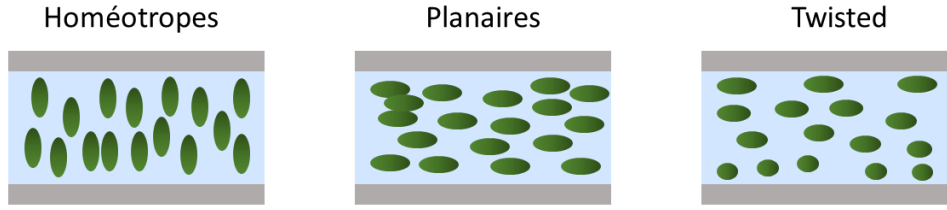


FIGURE 1.14 – Schéma des différentes géométries d'ancrage existantes pour les NLCs

La description des cristaux liquides implique l'analyse de l'ordre des molécules. Pour cela un paramètre d'ordre  $S$  est introduit [24]. Il est défini comme suit :

$$S = \left\langle \frac{3\cos^3(\theta) - 1}{2} \right\rangle \quad (1.33)$$

Où  $\langle \rangle$  est la moyenne prise sur l'ensemble des molécules. Dans le cas d'un NLC parfaitement aligné  $S=1$  alors que pour un échantillon aléatoire et totalement isotrope,  $S=0$ . S'agissant d'un LC thermotrope, ce paramètre d'ordre est gouverné par l'ancrage, l'application d'un champ électrique externe et également par la température.

Les NLCs présentent une anisotropie spatiale due à leur ordre d'orientation. Il s'agit d'un milieu biréfringent uniaxe. Cette direction est appelée axe optique. L'indice de réfraction du milieu dépend donc de la direction de propagation de la lumière, de sa direction de polarisation et de l'orientation des molécules. En géométrie planaire, on définit deux axes de propagation : l'axe ordinaire et l'axe extraordinaire ayant respectivement pour indices de réfraction  $n_o$  et  $n_e$ . La biréfringence  $\Delta n$  est aussi exprimée comme suit :

$$\Delta n = n_e - n_o \quad (1.34)$$

Cette valeur est typiquement de l'ordre de 0.2 pour les NLCs. L'indice optique vu par un faisceau se propageant dans le LC avec une direction de polarisation ayant un angle  $\alpha$  par rapport à l'axe optique est :

$$n(\alpha) = \frac{n_e n_o}{\sqrt{n_e^2 \cos^2(\alpha) + n_o^2 \sin^2(\alpha)}} \quad (1.35)$$

### 1.2.3 Effet d'un champ électrique sur un NLC

L'application d'un champ électrique de part et d'autre d'un NLC a pour effet de changer l'orientation des molécules le composant. Ce changement induit donc une modification de l'axe directeur nématique et une modification des propriétés optiques du LC. Les molécules agissant comme des dipôles électrostatiques, un champ électrique a pour effet de créer un moment par rapport au centre de gravité de la molécule [24]. Elles se réorientent alors par rapport à la direction du champ afin de minimiser ce moment. L'anisotropie diélectrique d'un LC est définie par :

$$\Delta\epsilon = \epsilon_{\parallel} - \epsilon_{\perp} \quad (1.36)$$

où  $\epsilon_{\parallel}$  est la partie parallèle et  $\epsilon_{\perp}$  la partie perpendiculaire de la constante diélectrique du LC [27]. Dans le cas où le LC possède une anisotropie diélectrique positive ( $\Delta\epsilon > 0$ ) les molécules s'alignent parallèlement au champ électrique. Pour une anisotropie diélectrique négative ( $\Delta\epsilon < 0$ ) les molécules s'alignent perpendiculairement au champ électrique [24].

La valeur de la tension générant le champ électrique est critique. Elle doit être suffisante pour contrer l'orientation mécanique induite par les conditions d'ancrage. Le seuil de tension à partir duquel les molécules de LC se réorientent est appelé transition de Fréedericksz [25]. A partir de cette tension, l'angle  $\theta$  entre les molécules et l'axe directeur varie graduellement entraînant une variation des propriétés optiques du NLC (Fig. 1.15).

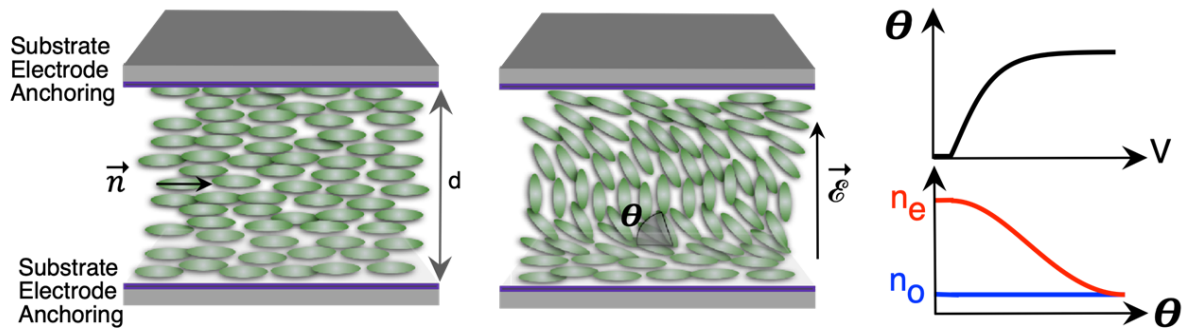


FIGURE 1.15 – Exemple de modification des propriétés optiques d'un NLC en fonction de la tension électrique appliquée à ses bord par des électrodes. L'augmentation de la tension modifie l'angle  $\theta$  et modifie la valeur des indices optiques du NLC (figure extraite de [28]).

Cette propriété de biréfringence ajustable en fonction de l'application d'un champ électrique est très intéressante et largement exploitée dans des modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides (LC-SLM).

#### 1.2.4 Cristaux liquides nématiques thermotropes

Les cristaux liquides étudiés au cours de cette thèse sont des NLC thermotropes, la température est donc un paramètre d'état. La valeur du paramètre d'ordre  $S$  est donc aussi gouvernée par la température et va diminuer continuellement à mesure que le LC s'approche de la température de transition de phase  $T_c$ .  $T_c$  est définie comme la température critique à partir de laquelle  $S=0$  et le LC se comporte comme liquide isotrope en perdant toutes ses propriétés cristallines (Fig. 1.16). Cette transition de phase affecte directement les propriétés optiques du LC, en effet, l'anisotropie diminue avec l'augmentation de la température entraînant une réduction de la biréfringence jusqu'à  $T_c$  où  $\Delta n = 0$ .

A partir de l'équation postulée par Vuks en 1966 [29] et vérifiée expérimentalement par la suite, les expressions suivantes permettent de relier la température aux indices du LC [30] :

$$n_e(T) = \langle n(T) \rangle + \frac{2}{3} \Delta n(T) \quad (1.37)$$

$$n_o(T) = \langle n(T) \rangle - \frac{1}{3} \Delta n(T) \quad (1.38)$$

Où  $\langle n(T) \rangle$  est l'indice optique moyen. Or,  $\langle n \rangle$  varie linéairement avec la température [30]. De plus, la biréfringence du LC est proportionnelle au paramètre d'ordre  $S$  [31]. L'équation de Hallers permet de

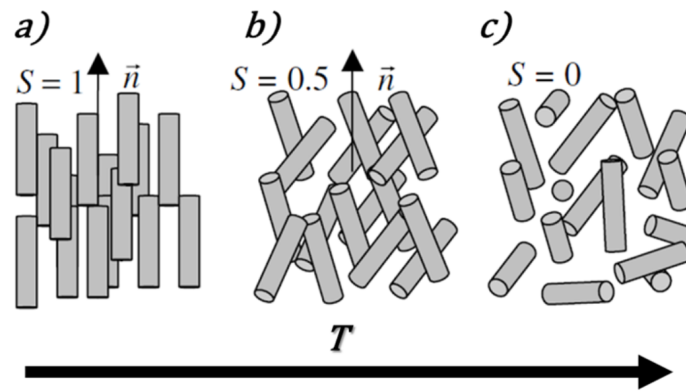


FIGURE 1.16 – Schéma de l'état d'un NLC en fonction des différentes valeurs de paramètre d'ordre  $S$  (extrait de [25])

relier le paramètre d'ordre à la température du LC [32] :

$$S = \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta \quad (1.39)$$

Où  $T_c$  est la température de transition en phase isotrope du LC et  $\beta$  un coefficient d'ajustement. Ainsi les indices du LC s'expriment comme suit :

$$n_e(T) = A - BT + \frac{2\Delta n_0}{3} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta \quad (1.40)$$

$$n_o(T) = A - BT - \frac{\Delta n_0}{3} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^\beta \quad (1.41)$$

Où  $\Delta n_0$  est la biréfringence du LC à  $T=0$  K, A et B des coefficients d'ajustement obtenus à partir de la dépendance en température de  $\langle n \rangle$ . Une représentation théorique des variations des indices de réfraction en fonction de la température est présentée sur la Fig. 1.17. On y voit deux régimes différents pour chacun des indices.  $n_e$  décroît linéairement avec la température avant de connaître une décroissance non linéaire proche de la température critique,  $n_o$  est quasiment constant jusqu'à approcher de  $T_c$ .

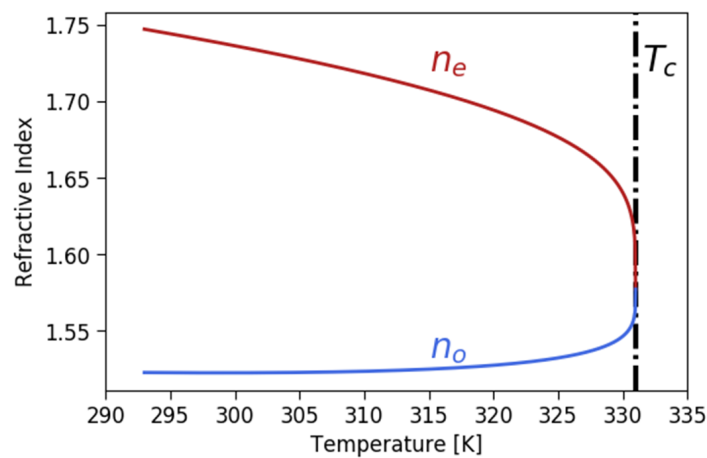


FIGURE 1.17 – Exemple de variation des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire jusqu'à la température critique.

### 1.2.5 Quelques cristaux liquides

Au cours de cette thèse, plusieurs mélanges de cristaux liquides sont étudiés :

#### E7

E7 (Merck) est un cristal liquide très répandu et dont les caractéristiques sont extrêmement bien connues de par son ancienneté sur le marché (1974). Il s'agit d'un mélange de quatre molécules dont les formules chimiques sont présentées dans la Fig. 1.18.

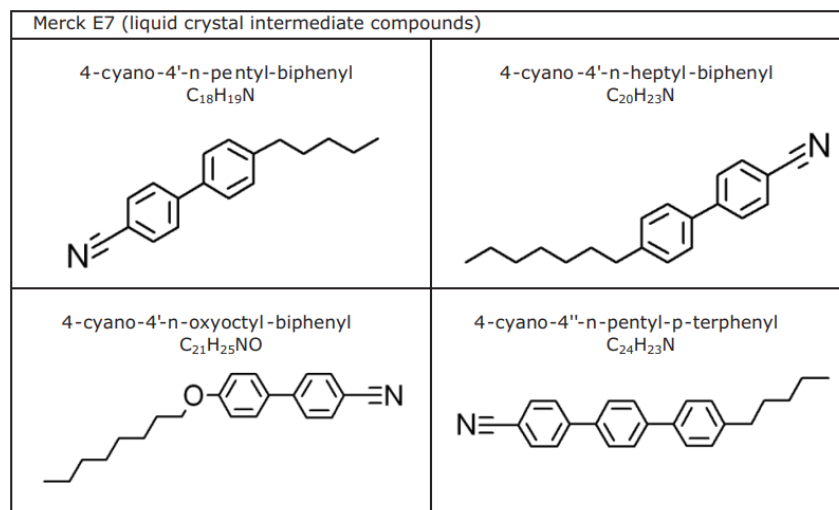


FIGURE 1.18 – Les 4 molécules composant E7

Il s'agit d'un LC dont l'anisotropie diélectrique  $\Delta\epsilon$  est positive. Ses propriétés optiques sont remarquables, en effet sa biréfringence est positive et très élevée  $\Delta n = 0.22$  à  $20^\circ\text{C}$  et à  $633\text{ nm}$  [33, 34]. De plus, cette biréfringence est constante sur une très grande bande spectrale (Fig. 1.19) [35]. Sa grande plage de transparence (entre  $400\text{ nm}$  et  $20\text{ }\mu\text{m}$ ) fait que E7 est un des mélanges les plus utilisés en optique. Il permet d'adresser, modulo quelques pics d'absorption, l'ensemble du visible et l'infrarouge jusqu'à  $18\text{ }\mu\text{m}$ . Sa température critique est de  $331\text{ K}$ .

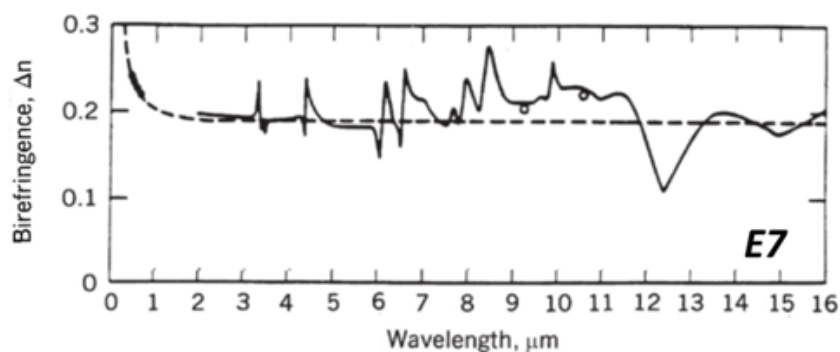


FIGURE 1.19 – Biréfringence de E7 en fonction de la longueur d'onde (figures issues de [35]).



## MLC2132

MLC2132 (Merck) est un mélange plus récent (2018) et dont les propriétés sont bien moins connues. Son anisotropie diélectrique  $\Delta\epsilon$  est également positive. Il possède une température critique plus élevée avec  $T_C = 386K$  et une très large acceptation spectrale. Ce mélange est choisi pour sa valeur plus élevée de biréfringence avec  $\Delta n = 0.26$ .

## MLC2073

MLC2073 (Merck) est le dernier mélange étudié dans cette thèse. Ses propriétés optiques et thermiques ne sont que très peu connues. Il est néanmoins sélectionné comme comparaison (notamment dans les études de seuil d'endommagement laser) car il présente une anisotropie diélectrique négative et également une énergie de bande interdite (ou bandgap) de diélectrique plus élevée que les deux précédents.

Les tableaux suivants résument les propriétés optiques et thermiques de E7 et MLC2132, elles ont été retrouvées expérimentalement dans [36] :

LC	$\Delta n$	$\Delta n_g$	$\phi_e^2(fs^2/mm)$	$\phi_o^2(fs^2/mm)$	$\phi_e^3(fs^3/mm)$	$\phi_o^3(fs^3/mm)$
E7	0.2037	0.2393	350	130	300	300
MLC2132	0.2377	0.2868	420	125	250	250

TABLE 1.2 – Coefficients optiques de E7 et MLC2132 issus de [36], obtenus à 20°C à 740 nm

LC	A	B	$\Delta n_0$	$\beta$	$T_c(K)$
E7	1.7546	$5.36 \times 10^{-4}$	0.3768	0.239	331
MLC2132	1.7127	$3.81 \times 10^{-4}$	0.4550	0.356	386

TABLE 1.3 – Coefficients thermiques de E7 et MLC2132 issus de [36] pour les équations 1.40 et 1.41.

## 1.3 Modulateurs spatiaux de lumière à base de cristaux liquides (LC-SLM)

### 1.3.1 Principe des modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides

Un modulateur spatial de lumière à cristaux liquides (LC-SLM) est un dispositif permettant de modifier l'intensité, la phase ou la polarisation de la lumière [28]. Il utilise classiquement les propriétés (présentées dans la section précédente) qu'ont les cristaux liquides à se réorienter sous l'effet d'un champ électrique externe, réorientation induisant une variation locale de la biréfringence du LC [1]. Le contrôle spatial du champ électrique en une ou deux dimensions à l'aide d'électrodes situées de part et d'autre du LC, permet de moduler les propriétés d'une onde se propageant dans le LC (Fig. 1.20). Pour la suite, l'onde mise en forme par le passage dans un SLM est appelée faisceau de lecture.

Le faisceau de lecture doit être polarisé car la polarisation d'entrée est un moyen de contrôler le paramètre (phase, amplitude ou polarisation) adressé par le SLM. La Fig. 1.21 reprend les différentes conditions de polarisation du faisceau de lecture en entrée et sortie d'un LC-SLM ainsi que le paramètre optique adressé dans ces conditions.

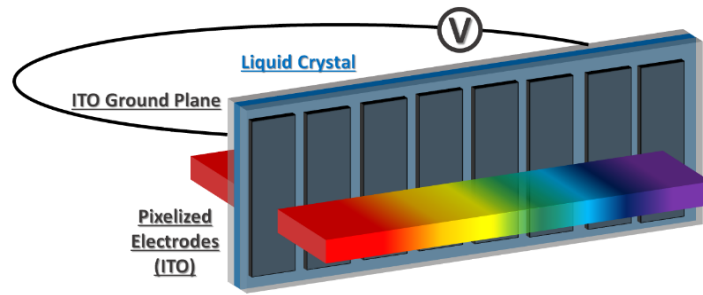


FIGURE 1.20 – Schéma d'un LC-SLM typique

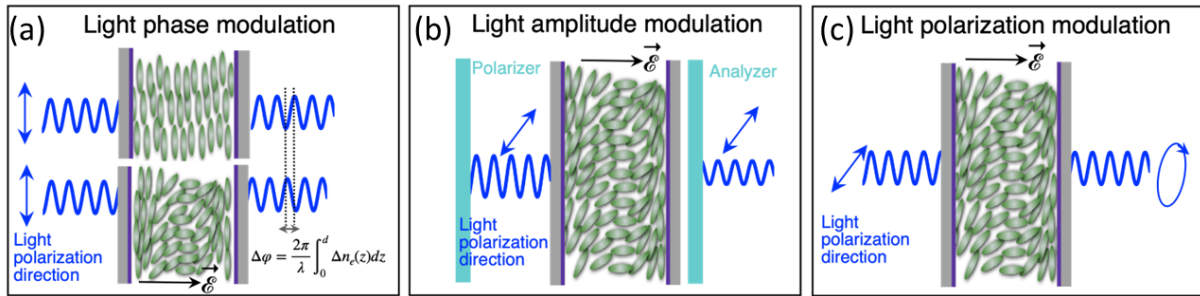


FIGURE 1.21 – Représentation des conditions de polarisation du faisceau de lecture pour la a) modulation de phase b) modulation d'amplitude c) modulation de polarisation (figure extraite de [28])

La modulation de phase (Fig. 1.21a) nécessite une polarisation linéaire parallèle à l'axe extraordinaire du LC (ou ordinaire selon le type de LC). Le déphasage  $\Delta\phi$  induit au faisceau de lecture de longueur d'onde  $\lambda$  lors de son passage dans une couche de LC d'épaisseur  $L$  s'exprime comme suit :

$$\Delta\phi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n(\lambda) L \quad (1.42)$$

Où  $\Delta n$  est la variation d'indice ( $n_e$  ou  $n_o$  selon la polarisation) moyenne sur l'épaisseur du LC.

La modulation d'amplitude (Fig. 1.21b) est possible si la direction initiale de polarisation est orientée selon un angle  $\theta$  par rapport à l'axe extraordinaire avec  $\theta \neq 0[\pi]$ . Cela a pour effet de créer un décalage de phase entre les deux composantes de propagation selon l'axe ordinaire et extraordinaire. Un analyseur en polarisation linéaire parallèle ou croisée par rapport au polariseur d'entrée permet alors de moduler l'amplitude de la lumière.

Enfin, la modulation de polarisation (Fig. 1.21c) nécessite les mêmes conditions d'entrée que précédemment avec une polarisation linéaire avec un angle différent de  $0^\circ$  ou  $90^\circ$  par rapport à l'axe extraordinaire. Le décalage de phase induit par le cristal liquide en l'absence d'analyseur se traduit par une polarisation elliptique en sortie.

Le champ des applications des LC-SLMs est vaste. Ils sont utilisés entre autres en imagerie [37], en holographie [38], dans la génération de vortex optiques [39] et également en optique adaptative [40]. En effet les SLMs permettent d'effectuer de la correction de front d'onde de lasers [41]. Mais aussi, une fois insérés dans le plan de Fourier d'une ligne  $4f$  en tant que masques, ils permettent la mise en forme temporelle d'impulsions laser pour l'optique ultra-rapide [1].

### 1.3.2 Les différents types de SLMs

La plupart des SLMs existants sont adressés électriquement. Deux régimes de fonctionnement se distinguent, les SLMs utilisés en transmission et ceux en réflexion. Les structures des SLMs utilisés dans ces deux cas sont schématisées Fig. 1.22.

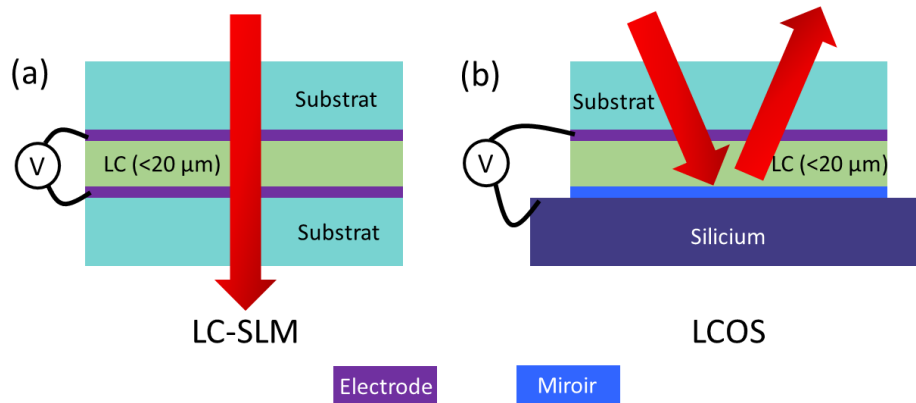


FIGURE 1.22 – Structures typiques des SLMs a) en transmission b) en réflexion

En transmission, le LC-SLM est composé d'une fine couche de LC (en général d'une épaisseur inférieure à 20  $\mu\text{m}$ ) insérée entre deux substrats en verre. De part et d'autre du LC, des matrices d'électrodes transparentes sont déposées (Fig. 1.22a). Généralement composées d'oxyde d'étain indium (ITO), elles permettent l'application d'une tension indépendante sur chacun de leur pixel tout en étant transparentes dans le visible et le proche infra-rouge. Cela permet alors de contrôler l'orientation locale du LC sur chaque pixel. Typiquement une telle électrode est composée de  $1024 \times 768$  pixels carrés, chacun ayant une taille de 36  $\mu\text{m}$ .

En réflexion, la structure est assez différente (Fig. 1.22b). La plus populaire est appelée LCoS signifiant "Liquid Crystal on Silicium", elle est constituée d'une fine couche de LC entourée, d'une part d'une électrode transparente, et d'autre part d'une matrice de circuit intégré CMOS (complementary metal oxide semi-conductor) déposée sur un plateau de silicium. Un dépôt réfléchissant pixelisé (généralement métallique ou diélectrique) est effectué sur la matrice CMOS. Le champ électrique est alors appliqué entre cette matrice et l'électrode et le traitement réfléchissant permet de travailler en réflexion. L'utilisation d'un SLM en réflexion permet un meilleur repliement des montages optiques diminuant l'encombrement spatial en plus de permettre un double passage dans l'épaisseur de LC donnant accès à une dynamique de modulation de phase plus élevée.

### 1.3.3 Performances et limitations

Les performances des LC-SLMs sont évaluées selon plusieurs critères : l'amplitude de modulation, le temps de réponse, la taille de la zone active, la résolution spatiale, la réflectivité, l'acceptance spectrale et le seuil d'endommagement.

- **L'amplitude de modulation** est la phase maximale  $\Delta\phi$  qui peut être appliquée à une longueur d'onde donnée. Elle est essentiellement déterminée par l'épaisseur et la nature du cristal liquide. Dans la plupart des SLMs, l'épaisseur de LC est limitée à 20  $\mu\text{m}$  l'adressage électrique. En effet, le temps de réponse d'une cellule à adressage électrique est proportionnel au carré de l'épaisseur de

LC et augmente donc pour des cellules épaisses, de plus l'homogénéité d'orientation des LCs diminue avec l'épaisseur. La modulation de phase maximale accessible est généralement comprise entre 0 et  $2\pi$ .

- **Le temps de réponse** est défini comme le temps nécessaire pour passer de 10% de modulation maximale à 90% et inversement. Il est caractérisé par les constantes mécaniques d'élasticité du LC influant sur le temps nécessaire à sa réorientation et dépend donc de sa nature et de l'épaisseur de la couche [42]. Ce temps est généralement compris entre 1 ms et 100 ms.
- **La taille de la zone active** est généralement de l'ordre de 1 ou 2 cm<sup>2</sup>.
- **La résolution spatiale** dépend de la taille des pixels ainsi que de l'espacement entre chaque pixel. Ce critère diffère grandement selon le type de SLM. Les LC-SLMs requièrent généralement des pixels de plusieurs dizaines de microns avec une électrode composée de  $1024 \times 768$  pixels, là où les LCoS possèdent des pixels de seulement quelques microns pour des CMOS allant jusqu'à  $4160 \times 2464$  pixels. Cela donne des résolutions comprises entre 20 et 30  $\mu\text{m}$  pour les LC-SLMs et de l'ordre de la dizaine de microns pour les LCoS.
- **La réflectivité ou transmittivité** selon la géométrie dépend de la structure et de l'ensemble des matériaux composant le SLM ainsi que de la longueur d'onde du faisceau de lecture. Elle est limitée par les pertes de lumière pouvant survenir aux interfaces de la structure multi-couche, par la transparence de l'électrode ou encore par la réflectivité intrinsèque du traitement sur le CMOS dans le LCoS. Des pertes sont aussi dues à la lumière diffractée par la structure pixelisée des électrodes. L'ensemble fait que les valeurs typiques sont comprises entre 70% et 90%.
- **L'acceptance spectrale** dépend des propriétés optiques de transparence des matériaux composant les SLMs. La plupart des SLMs commercialisés permettent d'adresser des bandes spectrales larges de 200 nm dans le visible ou le proche infra-rouge. La couche limitante étant soit en ITO transparent uniquement entre 0.3 et 1  $\mu\text{m}$ , soit en GaN dont le dopage affecte la bande de transparence. De plus la gamme de modulation de phase étant inversement proportionnelle à la longueur d'onde, étendre la bande spectrale vers l'infra-rouge moyen nécessite des épaisseurs de LC supérieures afin de conserver une modulation de phase de  $2\pi$ .
- **Le seuil d'endommagement** caractérise la fluence à partir de laquelle un faisceau de lecture laser endommage le SLM. Il s'agit d'un critère primordial, car l'apparition de dommage peut altérer définitivement le fonctionnement du SLM. D'après les fabricants, le seuil d'endommagement est limité par la tenue au flux des électrodes ou du traitement métallique (LCoS) avec une valeur se situant aux alentours de 5 W/cm<sup>2</sup> pour une source continue et plutôt à 0.1 J/cm<sup>2</sup> pour des lasers femtosecondes [43].

De cette analyse des performances des LC-SLMs, des limitations surgissent. La première est la pixelisation ayant tendance à générer des pertes dues à la diffraction dans le SLM. Une seconde est leur acceptance spectrale limitée par l'absorption de l'ITO ou le GaN, très problématique, car seule une utilisation dans le visible et proche infra-rouge est possible. De plus la largeur typique de la bande d'acceptance spectrale se situant à 200 nm, elle ne permet pas d'adresser des impulsions de durée proche du cycle optique. L'amplitude de modulation est également limitée de par une épaisseur de LC maximale de 20  $\mu\text{m}$ . Enfin, leur seuil d'endommagement limité par l'ITO peut également s'avérer problématique particulièrement lorsqu'il s'agit d'adresser un faisceau de lecture femtoseconde.

Afin de résoudre les problèmes liés à la pixelisation, une idée consiste à remplacer l'adressage électrique par un adressage tout optique. Un tel composant a été développé sous forme d'une valve électro-optique [44]. Il utilise une électrode en ITO et une couche photo-conductrice (BSO). Un laser mis en forme spatialement génère alors un champ électrique entre ces deux couches. Avec une telle solution

la modulation de phase est continue. Mais l'ensemble des problèmes liés aux électrodes transparentes persistent. Il est donc intéressant de s'affranchir du besoin d'électrodes et cela passe par un changement de mode de contrôle de la biréfringence. L'idée est alors d'utiliser les propriétés thermotrope des LCs. La suite de ce chapitre est consacrée à la présentation de ce nouveau type de SLM adressé thermo-optiquement : le TOA-SLM.

## 1.4 Modulateurs spatiaux de lumière à base de miroirs déformables (DM)

Un miroir déformable (DM) est un miroir dont la surface peut-être déformée. Il a pour rôle d'assurer le contrôle de fronts d'onde et de corriger les aberrations optiques. Associé à un analyseur de fronts d'onde, il est un outil très présent en optique adaptative et est utilisé dans une vaste gamme de systèmes optiques allant de l'interférométrie [45] à l'astronomie à très grande échelle [46]. Ils sont caractérisés par un nombre d'actionneurs qui impacte directement leur résolution spatiale. On distingue essentiellement deux types de miroirs déformables.

### 1.4.1 Les miroirs déformables piézoélectriques

Les DM piézoélectriques exploitent la propriété de piézoélectricité. Il s'agit d'une propriété que possèdent certains matériaux à se déformer lorsqu'un champ électrique leur est appliqué. La Fig. 1.23a montre une structure typique d'un tel miroir. On y voit un miroir composé d'un substrat et d'un revêtement réfléchissant déposé sur un disque en céramique piézoélectrique. De part et d'autre de ce disque se trouvent des électrodes dont l'une d'entre elles est segmentée. L'application d'une tension entre ces deux électrodes déforme le disque de céramique et modifie la courbure du miroir en surface. Ainsi l'ajustement indépendant de la tension sur chaque segment d'électrode permet de modifier localement la courbure du miroir (Fig. 1.23b).

Chaque segment correspond donc ici à un actionneur. Typiquement un modèle commercial dispose de quelques dizaines d'actionneurs, sur une pupille d'environ 2 cm [47]. La réflectivité d'un tel miroir dépend essentiellement de la nature du traitement réfléchissant, une couche d'aluminium permet d'adresser une bande spectrale de 250 nm à 450 nm tandis qu'une couche d'argent permet de couvrir une bande allant de 450 nm à 2  $\mu\text{m}$ . Le seuil d'endommagement est de l'ordre de 4 W/cm<sup>2</sup> en continu et d'1 J/cm<sup>2</sup> en régime nanoseconde impulsif [47]. L'amplitude de correction dépend du type d'aberration à corriger et de la géométrie du DM mais est globalement inférieure à la dizaine de microns.

### 1.4.2 Les miroirs déformable à micro-système électromécanique (MEMS)

Les DM MEMS (Fig. 1.23a et b) sont constitués d'une couche métallique réfléchissante (jaune) déposée sur des poteaux en silicium (vert). Ces poteaux sont disposés sur une grille constituée d'une membrane électrostatique fixée localement sur le substrat (bleu). Sous chaque poteau une électrode en silicium (rouge) permet d'appliquer indépendamment pour chaque actionneur une différence de potentiel avec la membrane. Le tout est déposé sur le substrat composé d'un wafer en silicium (gris) permettant d'adresser indépendamment la tension de chaque électrode. La déformation de la membrane sous l'effet d'une tension entraîne la déformation de la couche métallique réfléchissante [48]. Deux types de DM MEMS se distinguent :

- soit la couche réfléchissante est continue, et dans ce cas, elle aussi se déforme.

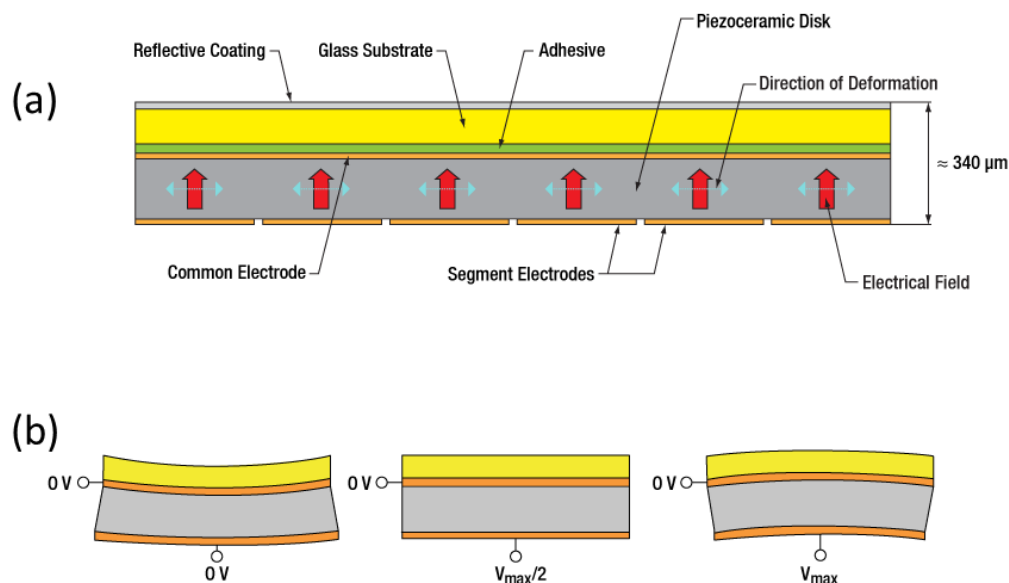


FIGURE 1.23 – a) Schéma de la structure interne d'un DM piézoélectrique commercial. b) Schémas représentant la réponse de segments isolés du miroir pour différentes tensions (figures issues de [47]).

- soit la couche réfléchive est segmentée, et chaque segment dépend d'un ou plusieurs actionneurs. Dans ce cas, la couche métallique ne se déforme pas mais change d'orientation et se déplace. Et la forme de chacun des segments métalliques (hexagonal par exemple [49]) ainsi que sa répartition sur les actionneurs impacte la manière dont le miroir se déforme au global.

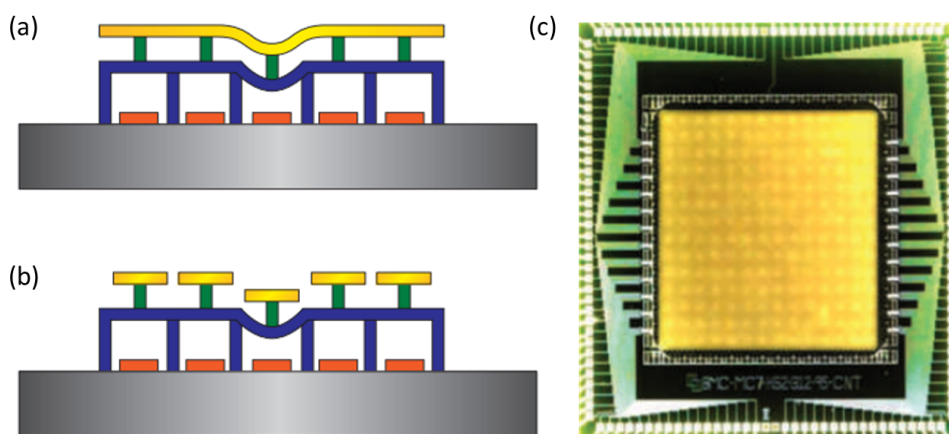


FIGURE 1.24 – a) Schéma de la vue en coupe d'un DM MEMS continu b) Schéma de la vue en coupe d'un DM MEMS segmenté c) Photographie d'un DM MEMS avec 140 actionneurs (figures issues de [48]).

La Fig. 1.24 montre une photo d'un DM MEMS continu composé de 140 actionneurs. Ce type de DM a pour avantage de posséder un nombre conséquent d'actionneurs (allant de la centaine à plusieurs milliers) dont la taille est de l'ordre de quelques microns. Sa résolution est généralement bien meilleure que celle d'un DM piézoélectrique. De plus chaque actionneur dispose d'une course allant jusqu'à 5  $\mu\text{m}$ . La pupille utilisable est généralement de l'ordre du centimètre de diamètre et la réflectivité dépend du revêtement réfléchif utilisé. La tenue au flux est similaire à celle des DM piézoélectriques. En revanche

cette solution est beaucoup plus coûteuse [49].

### 1.4.3 Performances

Tout comme pour les LC-SLMs, un certain nombre de paramètres permettent de décrire les performances des DM : le nombre d'actionneurs, le pas des actionneurs, la course des actionneurs, la fonction d'influence, le couplage des actionneurs, le temps de réponse, la taille de la pupille, l'acceptance spectrale et le seuil d'endommagement.

- **Le nombre d'actionneurs** affecte directement le nombre de degrés de liberté que le miroir peut corriger. Plus ce nombre est élevé plus la correction d'aberrations d'ordres élevés est accessible. Ce nombre influe également sur la résolution spatiale et le nombre de points de contrôle au travers de la densité d'actionneurs sur une surface donnée. Il va de quelques dizaines à plusieurs milliers selon le type de DM.
- **Le pas des actionneurs** est la distance entre le centre de chaque actionneur et affecte directement la résolution spatiale du DM, il est typiquement de plusieurs centaines de microns.
- **La course des actionneurs**, il s'agit du déplacement maximal de chaque actionneur, ce paramètre affecte directement l'amplitude de modulation maximale du front d'onde. Cette course est généralement comprise entre 1  $\mu\text{m}$  et 50  $\mu\text{m}$ .
- **La fonction d'influence** est la forme du miroir lors de l'action d'un seul actionneur. Une fonction d'influence couvrant tout le miroir est dite "modale" tandis qu'une réponse uniquement localisée sur l'actionneur est dite "zonale".
- **Le couplage des actionneurs** permet de caractériser l'influence de l'un des actionneurs sur ses voisins. Un couplage faible permet de gérer des aberrations d'ordre plus élevé. Un couplage élevé n'est pas forcément négatif dans le sens où il permet de lisser la déformation du miroir pour la correction d'aberrations d'ordre faible.
- **Le temps de réponse** est le temps mis par le miroir déformable à réagir au signal de contrôle. Il est généralement de quelques  $\mu\text{s}$  pour les MEMS et de l'ordre de 1 ms pour les DMs piézoélectriques.
- **La taille de la pupille** est le diamètre maximal autorisé pour le faisceau dont on veut corriger le front d'onde. Cette taille est très variable selon l'application et va de moins de 1 cm pour des expériences sur table jusqu'à plusieurs dizaines de cm pour des interféromètres de grande envergure ou l'astronomie.
- **L'acceptance spectrale et le seuil d'endommagement** dépendent essentiellement du revêtement réfléchissant utilisé qui permet globalement d'adresser n'importe quelle bande spectrale. Le seuil d'endommagement est également limité par le revêtement. Typiquement, pour des dispositifs de petite envergure à faible coût, il est de l'ordre de 5 W/cm<sup>2</sup> en continu et d'1 J/cm<sup>2</sup> en régime nanosecondes impulsionnel.

## 1.5 Modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides adressés thermo-optiquement

### 1.5.1 Principe

Le modulateur spatial de lumière à cristaux liquides adressés thermo-optiquement (TOA-SLM) est basé sur l'exploitation des propriétés thermotropes d'une couche de LC [36, 50]. La structure du TOA-SLM est présentée dans la Fig. 1.25. Le LC est confiné entre un substrat transparent et une couche métallique. Un faisceau d'écriture spatialement mis en forme est absorbé par un miroir métallique au contact des LCs. Cela produit un échauffement local induisant une variation de la biréfringence du LC liée à la modification du paramètre d'ordre  $S$ . Ce dispositif est utilisé en réflexion, ce qui permet de doubler l'épaisseur utile de LC. En pratique, l'amplitude de variation de l'indice obtenue grâce au changement local de température est proche de celle obtenue électriquement avec un champ électrique externe ( $>0.2$  pour  $E7$ ) [51]. La nature du miroir ainsi que la longueur d'onde du faisceau d'écriture sont judicieusement choisies afin que le métal absorbe cette longueur d'onde qui ne doit pas appartenir au spectre du faisceau de lecture. Ce dispositif est développé et assemblé au laboratoire et fait l'objet d'un dépôt de brevet (FR1910894).

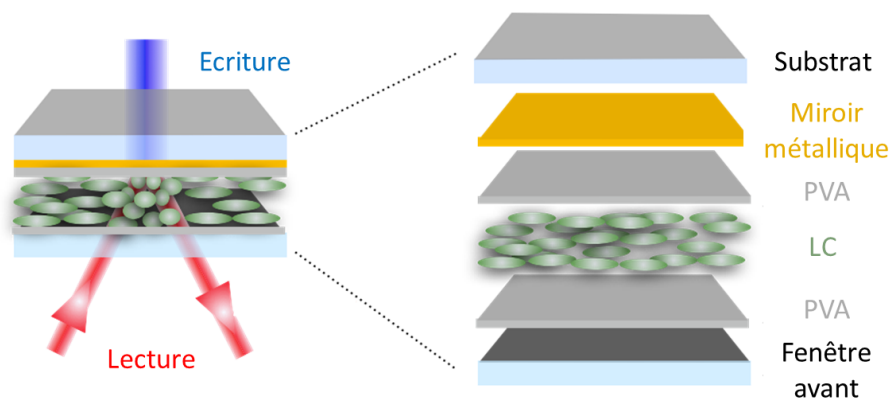


FIGURE 1.25 – Structure multicouche du TOA-SLM et positionnement des faisceaux de lecture et d'écriture.

Ce nouveau design présente plusieurs avantages par rapport aux LC-SLMs et DMs vus dans la section précédente :

- la variation de biréfringence provient de l'apparition d'un gradient thermique continu dans le LC qui est lui-même généré par un adressage tout optique continu. Cela permet d'éviter les inconvénients liés à la pixelisation.
- la réflexion du faisceau de lecture et l'absorption du faisceau d'écriture sont réalisés par une ou deux couches métalliques, ce qui permet de s'affranchir de l'électrode et de ses limitations en acceptance spectrale et en seuil d'endommagement. Ce dispositif se veut donc capable d'adresser une large bande spectrale, étant limité uniquement par la transparence du LC et la réflectivité de la couche métallique choisie. Ce dispositif est donc théoriquement capable d'adresser des impulsions dont la durée est proche du cycle optique grâce à sa large bande passante et sa meilleure tenue au flux.
- utilisant un adressage thermique, l'épaisseur de LC n'est plus limitée à  $20\ \mu\text{m}$  et des couches allant jusqu'à  $200\ \mu\text{m}$  peuvent être utilisées en théorie. Cela donne accès à des amplitudes de



modulation de phase nettement supérieures (plusieurs dizaines de radians mesurées par la suite à 633 nm).

- il s'agit d'une solution permettant de travailler sur une pupille pouvant dépasser les 5 cm de diamètre.
- l'adressage continu fait que le pas des actionneurs est théoriquement nul et la fonction d'influence est continue.

## 1.5.2 Résultats préliminaires

Une première application du TOA-SLM a été développée avec succès [52]. L'un des principaux avantages du dispositif est sa très large acceptation spectrale. Le TOA-SLM utilisé est composé d'un miroir en Au et d'une épaisseur de LC de 50  $\mu\text{m}$  et d'un substrat de BK7. Inséré dans le montage expérimental de la Fig. 1.26a au sein d'une ligne 4f, il permet d'adresser continûment la phase d'un spectre large issu d'un super-continuum (Fig. 1.26b) compris entre 540 nm et 2500 nm (soit une largeur de 450 THz) avec une amplitude de modulation supérieure à  $2\pi$  sur l'ensemble de cette plage.

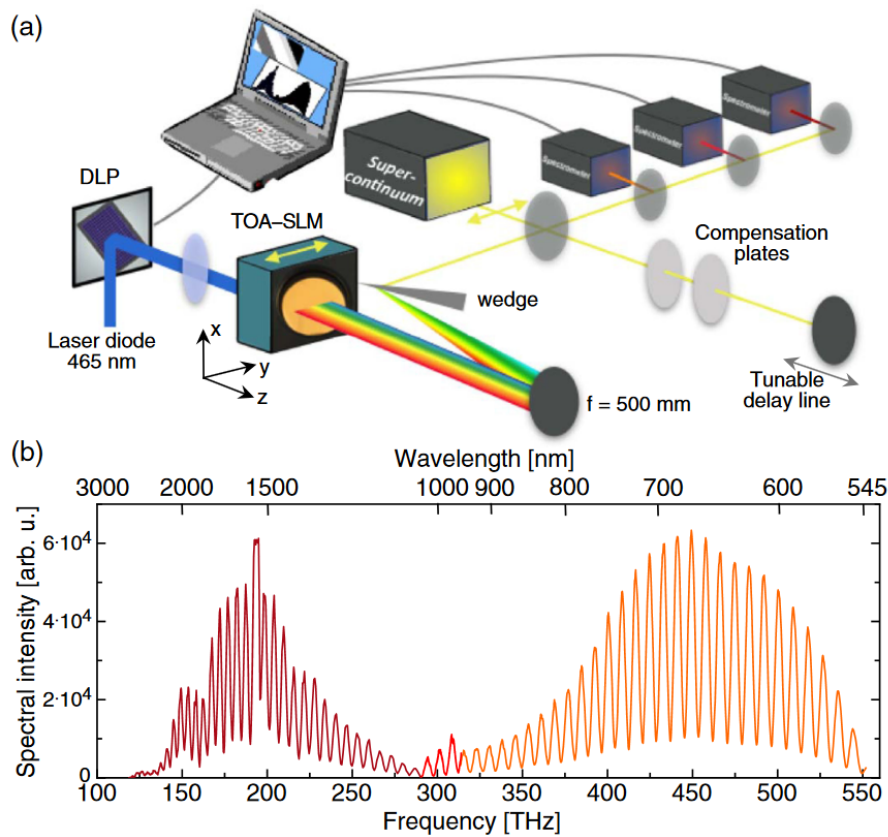


FIGURE 1.26 – a) Montage expérimental utilisé pour la mise en forme de phase d'une source large bande à l'aide d'un TOA-SLM inséré dans une ligne 4f b) Interférogramme spectral typique (figure extraite de [52])

La Fig. 1.27 montre les résultats de modulation de phase obtenus à l'aide du TOA-SLM. Une génération de phase spectrale quadratique purement positive ou négative avec une amplitude de, respectivement, 8 radians et 2.5 radians est mesurée sur cette bande spectrale. L'asymétrie de ces valeurs provient de la difficulté à générer des courbures négatives avec le TOA-SLM à cause de la diffusion thermique dans le LC. Néanmoins la valeur de GDD obtenue de 8.2  $\text{fs}^2$  est conséquente et témoigne de capacités

de modulation de phase conséquentes pour la manipulation d'impulsions femtosecondes. La possibilité de moduler la TOD est également démontrée. Une étude en puissance confirme également la possibilité d'adresser la GDD et la TOD indépendamment l'une de l'autre.

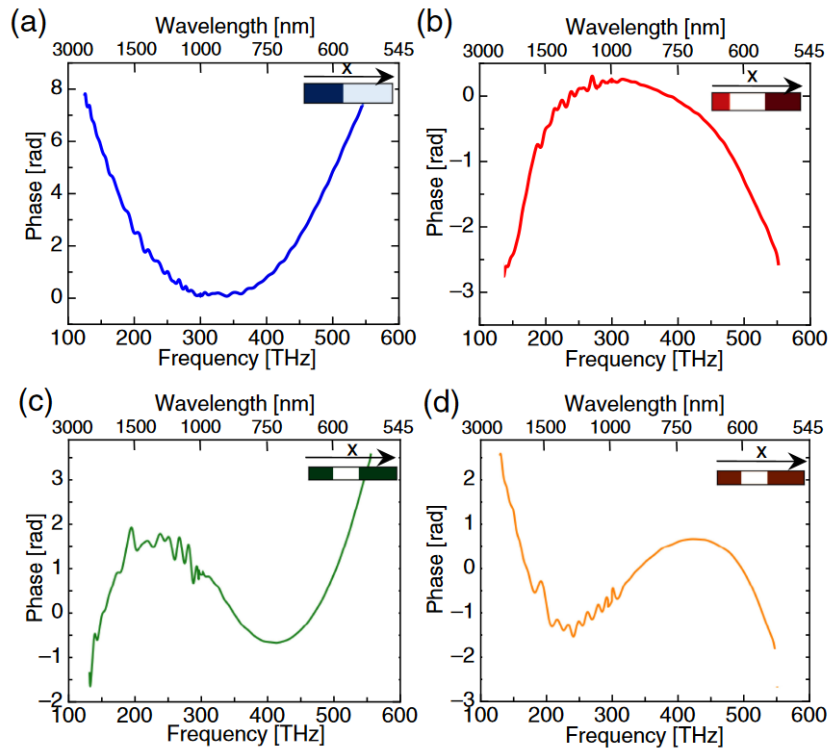


FIGURE 1.27 – Modulation de phase induite par le TOA-SLM a) GDD positive ( $+8.2fs^2$ ) b) GDD négative ( $-2.5fs^2$ ) c) TOD négative ( $-13fs^3$ ) d) TOD positive ( $+13fs^2$ ) (figure extraite de [52])

Cette expérience montre la possibilité d'adresser une bande spectrale multi-octave avec une amplitude de modulation supérieure à celle d'un SLM classique. Cela prouve donc que le TOA-SLM est très prometteur et ouvre la voie à des capacités de façonnage temporel sans précédent sur des impulsions ultra-courtes.

### 1.5.3 Objectifs de la thèse

Cette thèse a lieu au sein de SOFTLITE, un laboratoire commun entre l'INstitut de PHYSIQUE de NICE (INPHYNI) et la société Fastlite (spécialisé dans la conception de dispositifs pour l'optique ultra-rapide) fondé en 2015. SOFTLITE est dédié à la conception de dispositifs innovants et programmables à base de cristaux liquides pour l'optique ultra-rapide. Divers résultats majeurs et publications ont été obtenus depuis le début de cette collaboration :

- Tout d'abord, le projet a permis de déverrouiller l'utilisation des cristaux liquides à adressage électro-optique en couche épaisse pour la conception d'une ligne à retard ajustable pour des impulsions femtosecondes [53]. Cette même solution appliquée à une source large bande a abouti au développement d'un outil d'imagerie hyperspectrale haute résolution [54, 55]. Des cellules à géométrie prismatique ont également été développées (épaisseur allant de  $0\ \mu\text{m}$  à  $250\ \mu\text{m}$  de LC sur une même cellule) pour l'interférométrie spatiale à décalage [56].

- De nouveaux outils de métrologie ont également été développés afin de permettre l'étude dynamique des cristaux liquides [42].
- Enfin, un dernier résultat majeur est l'invention du TOA-SLM et le dépôt de son brevet.

La thèse prend la suite de celle de Vittorio Maria di Pietro [57] au cours de laquelle le TOA-SLM a été développé. À ce stade une démonstration de principe a été obtenue sur une source continue (voir section 1.5.2). Les objectifs de cette thèse sont multiples et ont été amenés à évoluer au cours du temps.

Tout d'abord une phase de dimensionnement, de caractérisation et d'optimisation du dispositif est menée. Cela passe dans un premier temps par une étape de modélisation numérique et de simulation puis par une étape expérimentale où des outils de caractérisation adaptés sont développés. Le but est ici de quantifier les performances et de proposer à terme un design "optimal" pour le TOA-SLM selon l'application souhaitée.

Par la suite la caractérisation se poursuit au travers d'une étude du seuil d'endommagement laser en régime femtoseconde. Cela a pour but de vérifier si le TOA-SLM est adapté à la manipulation d'impulsions femtosecondes en conditions réelles. D'abord sur les cristaux liquides seuls pour lever un certain nombre d'incertitudes quant à leur tenue au flux en régime femtoseconde, elle est menée par la suite sur le TOA-SLM en entier. Cette caractérisation permet d'identifier la plage de fonctionnement chromatique du dispositif avant de le soumettre à une exposition à des lasers femtosecondes dont la puissance crête et/ou moyenne est élevée.

La suite consiste à obtenir une programmation arbitraire du TOA-SLM pour une utilisation comme dispositif d'optique adaptative. La difficulté à modéliser le TOA-SLM, conséquence de la complexité de la structure multicouche et du manque d'informations concernant les conditions aux limites, nous a dirigé vers l'utilisation d'un algorithme d'apprentissage automatisé (Deep learning). Son entraînement est basé sur des données expérimentales et permet d'obtenir une programmation capable de prédire avec précision le profil du faisceau d'écriture nécessaire à l'obtention de fronts d'onde cibles. Cette programmation est utilisée afin de calibrer TOA-SLM avant qu'il soit utilisé en conditions réelles.

Enfin, au cours de cette thèse, en parallèle, des progrès sur l'intégration du TOA-SLM et le design du module d'adressage sont effectués. Cela s'accompagne du développement d'applications tels qu'une utilisation de TOA-SLM comme miroir déformable, pour la modulation d'amplitude ou au sein d'une ligne 4f pour la compression d'impulsions femtosecondes.

## Chapitre 2

# Caractérisation et optimisation du TOA-SLM

### 2.1 Présentation du TOA-SLM

Le TOA-SLM est un milieu stratifié composé de plusieurs couches :

- un substrat
- un miroir métallique
- deux couches de PVA
- une couche de LC
- une fenêtre avant

On peut distinguer deux sous-ensembles :

- une cellule de LC dont les propriétés thermotropes sont exploitées
- un miroir métallique qui cumule deux fonctions, celle de réfléchir le faisceau de lecture et de servir d'élément chauffant.

Un faisceau d'écriture projeté en face arrière du miroir métallique produit un échauffement local du LC en contact, ce qui induit une variation des indices de réfraction du LC par diffusion thermique. Cette variation permet de moduler la phase du faisceau de lecture réfléchi sur le miroir métallique. Cette phase s'exprime selon l'équation 2.1 pour un passage dans l'épaisseur de LC.

$$\phi_{e/o}(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L \Delta n_{e/o}(T(x, y, z)) dz \quad (2.1)$$

où  $\phi_{e/o}(x, y)$  représente la phase accumulée par un faisceau de longueur d'onde  $\lambda$  dans une épaisseur  $L$  de LC selon l'axe extraordinaire (e) ou ordinaire (o) en une localisation de coordonnées  $(x, y)$ .  $\Delta n_{e/o}$  est la variation d'indice de réfraction extraordinaire/ordinaire locale qui dépend de la température locale  $T(x, y, z)$ . Il est donc nécessaire de comprendre la manière dont la chaleur se diffuse dans le dispositif. Une fois cela identifié, il est possible de déterminer les propriétés de modulation de phase. Au cours de ce chapitre, le comportement de différentes configurations de TOA-SLM est étudié, via des simulations sur COMSOL puis expérimentalement. Le but est de déterminer la structure optimale du TOA-SLM selon les critères suivants :

- l'amplitude de modulation de phase accessible, c'est-à-dire le déphasage maximal ajouté
- la résolution spatiale
- l'acceptance spectrale
- la réflectivité du dispositif
- le seuil d'endommagement

### 2.1.1 Procédé de fabrication d'un TOA-SLM

Dans ce chapitre, un grand nombre de TOA-SLMs sont considérés. Ces derniers présentent des dimensions et des matériaux différents. Tous ces dispositifs sont assemblés par nos soins à partir d'éléments commerciaux.

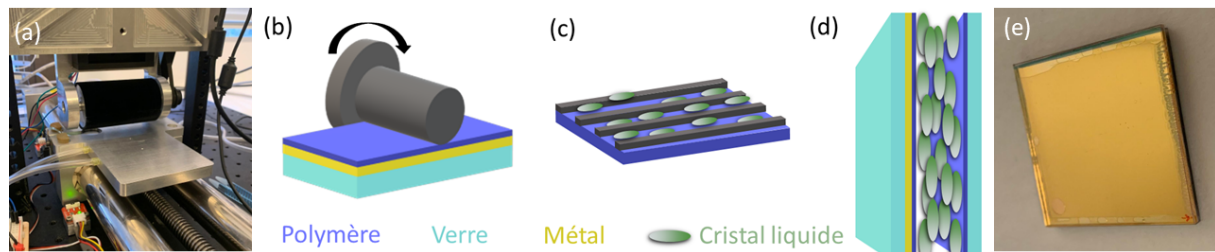


FIGURE 2.1 – (a) Photo de la machine permettant d'inscrire les lignes d'ancrage dans le polymère (b) Représentation du processus permettant l'inscription de la direction d'ancrage dans le PVA. (c) Molécules de LC alignées selon l'ancrage. (d) Schéma du dispositif finalement assemblé. (e) Photo d'un TOA-SLM.

L'assemblage des TOA-SLMs est réalisé en laboratoire selon le protocole décrit dans [58, 59] :

1. Deux substrats sont nécessaires pour confiner le LC. Le premier est simplement une fenêtre transparente et le deuxième est un substrat sur lequel une couche métallique est déposée sur l'une des faces. Ces substrats sont d'épaisseur et de nature variable.
2. Une couche de polymère est déposée sur la face métallique du substrat ainsi que sur une des faces de la fenêtre par centrifugation. Le polymère utilisé est le polyacétate de vinyle (PVA). Ces couches de PVA sont ensuite frottées à l'aide d'un rouleau recouvert de velours (Fig. 2.1a) [60]. Ce processus a pour but d'inscrire des rainures nanométriques dans le polymère. Ces formes permettent l'ancrage du LC. En effet les molécules de LC en contact avec ces surfaces sont piégées dans ses rainures (Fig. 2.1b).
3. Les deux surfaces sont positionnées face à face et séparées par des éléments calibrés en épaisseur (spacers). Quatre points de colle UV sont placés aux coins de l'assemblage puis polymérisées sous lumière UV.
4. Le cristal liquide est introduit entre les deux couches de polymère par capillarité. De la colle UV est ajoutée sur le contour puis la cellule est enfin passée une dernière fois sous lampe UV afin d'être scellée (Fig. 2.1c).

Les molécules de LC ont une orientation fixée aux interfaces avec le polymère grâce à l'ancrage. Optiquement, la biréfringence de la couche de LC dépend directement de cette orientation. L'axe ordinaire des LCs est perpendiculaire à la direction de l'ancrage.

Au cours de cette thèse, la procédure a été amenée à évoluer :

- la machine pour l'ancrage a été repensée et permet désormais de traiter des substrats de dimension 3 pouces (contre 1 pouce auparavant).
- les spacers ont évolué : en début de thèse des découpes de feuilles plastiques ou du Téflon étaient utilisées en guise de spacer mais cela amenait à des cellules souvent trop épaisses par rapport à l'épaisseur cible (une épaisseur de plastique de 100  $\mu\text{m}$  donnait des épaisseurs de LC de 150  $\mu\text{m}$ ). De plus l'épaisseur de LC était souvent inhomogène (variations de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$  sur l'ensemble de la cellule) sur toute la surface du TOA-SLM. Pour résoudre ces deux problèmes nous

utilisons désormais des cœurs de fibre optique. Les dispositifs réalisés avec cette nouvelle solution technique ont des épaisseurs de LCs très proches des dimensions des fibres insérées, avec une erreur de seulement 5  $\mu\text{m}$ , en plus d'être planaires avec un différentiel maximum sur l'ensemble du TOA-SLM d'environ 5  $\mu\text{m}$ .

L'épaisseur des LCs est mesurée par interférométrie spectrale en spectre large [36] et utilise la méthode de FTSI décrite dans la section 1.1.2. Le montage est schématisé sur la Fig. 2.2.

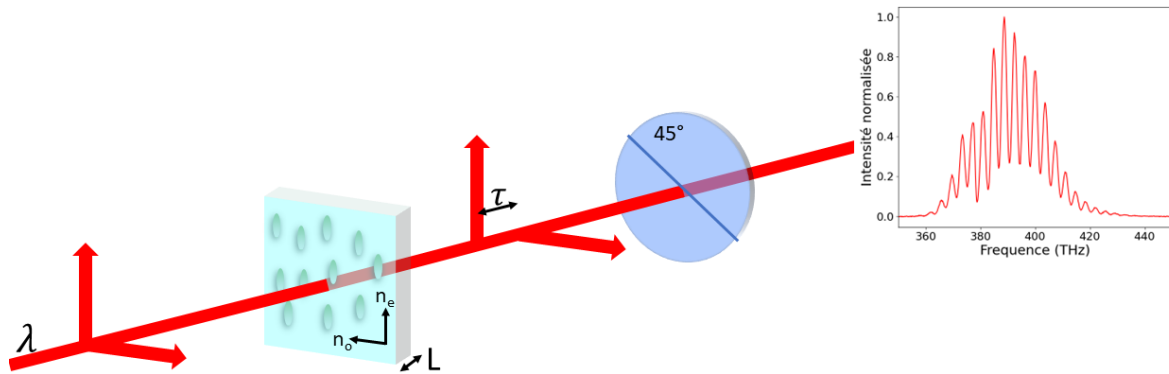


FIGURE 2.2 – Schéma du montage permettant la mesure de l'épaisseur d'une cellule de LC et interférogramme résultant.

Un faisceau collimaté polarisé à 45° des axes du LC est dirigé vers la cellule de LC où la biréfringence  $\Delta n$  du LC introduit un délai  $\tau$  entre les polarisations ordinaires et extraordinaires. Les deux polarisations transmises sont projetées avec un polariseur à 45° et le spectre est analysé avec un spectromètre. Via un traitement numérique sur l'interférogramme, on remonte au délai  $\tau$ . Le lien entre le délai et l'épaisseur  $L$  de LC s'exprime avec l'équation 2.2.

$$\Delta n_g = c \frac{\tau}{L} \quad (2.2)$$

La différence d'indice de groupe  $\Delta n_g$  est connue et  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide. A partir de la mesure de  $\tau$  et de cette équation, on remonte donc à l'épaisseur de LC traversé.

### 2.1.2 Matériaux composant le TOA-SLM

Le dispositif étant thermo-optique, ses caractéristiques et constantes thermiques sont des éléments clefs de son fonctionnement. Ces dernières dépendent du choix des matériaux utilisés pour les différentes couches.

#### Substrat et miroir métallique

Le substrat est composé d'un verre standard. Une couche métallique servant de miroir est déposée sur l'une des faces. Le verre doit être transparent à 465 nm, longueur d'onde du faisceau d'écriture. Deux types de substrats usuels pour les miroirs sont considérés, du BK7 ou de la silice fondue indice UV (UV-FS) dont les propriétés sont résumées dans le tableau 2.1 :

Ces substrats sont livrés avec un traitement anti reflet à 465 nm sur la face non métallisée. Le but de la couche métallique est double : absorber l'énergie du faisceau d'écriture et réfléchir le faisceau de lecture. La réflectivité du miroir doit être excellente dans le visible et l'infrarouge tout en ayant une

Matériau	K (W/(mK))	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$C_p$ (J/(gK))	Transmittance (465 nm)	Épaisseur
BK7[61]	1.14	2.51	0.58	99.82%	1, 2 ou 5 mm
UV-FS[62]	1.38	2.2	0.77	99.96%	1 mm

TABLE 2.1 – Propriétés thermiques et optiques des différents substrats utilisés. K est la conductivité thermique du matériau,  $\rho$  est sa masse volumique et  $C_p$  sa capacité thermique massique.

absorption optimisée pour la longueur d'onde du faisceau d'écriture. Sachant cela, on considère alors deux solutions différentes :

- les deux fonctions sont réalisées par des éléments distincts, l'absorption du faisceau d'écriture est effectuée par une première couche métallique (Ge, Cr épais de 100 nm) et la réflexion du faisceau de lecture par une seconde couche métallique (Ag épais de 100 nm).
- les deux rôles sont réalisés par un seul et même matériau : une couche d'or de 100 nm qui permet d'absorber le faisceau d'écriture et réfléchir celui de lecture.

Ces métaux sont caractérisés par les propriétés du tableau 2.2.

Matériau	K (W/(mK))	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$C_p$ (J/(gK))	Réfectivité moyenne (800 nm - 20 $\mu$ m)	Épaisseur
Ag[63]	406	10.5	0.235	>97%	100 nm
Au[63]	317	19.3	0.129	>96%	100 nm
Ge[63]	60	5.4	0.320	-	100 nm
Cr[63]	69	7.2	0.449	-	100 nm

TABLE 2.2 – Propriétés thermiques et optiques des métaux utilisés dans le dispositif TOA-SLM. K est la conductivité thermique du matériau,  $\rho$  est sa masse volumique et  $C_p$  sa capacité thermique massique.

### Fenêtre avant

La fenêtre avant doit être transparente sur l'ensemble de la bande spectrale adressable par le dispositif (visible et infrarouge). Elle doit aussi minimiser les réflexions, en face avant du TOA-SLM et à l'interface LC-verre. Pour cela les fenêtres utilisées ont un traitement anti reflet large bande 650 nm - 1100 nm en face avant. Sur le plan thermique, elle joue naturellement un rôle dans la diffusion et la dissipation de la chaleur, son épaisseur et les valeurs de ses constantes thermiques influent sur le comportement du dispositif. C'est pourquoi, différents matériaux sont considérés : le fluorure de calcium ( $CaF_2$ ), très largement transparent notamment dans l'infrarouge, la silice ( $SiO_2$ ) transparente sur une bande un peu moins large mais avec une meilleure tenue au flux, et le saphir ( $Al_2O_3$ ) dont la bande de transmission est plus large que la silice avec une tenue au flux excellente et surtout avec une conductivité thermique élevée dont les caractéristiques sont décrites dans le tableau suivant :

### Cristal liquide

Le TOA-SLM exploite les propriétés thermotropes des LCs, c'est-à-dire la dépendance des indices optiques avec la température 1.2.4. De plus, les LCs considérés doivent être transparents sur une large bande spectrale. Deux critères sont particulièrement importants dans le choix des LCs étudiés. Le premier est la valeur de la biréfringence : plus elle est élevée et meilleure est la capacité de mise en forme. Le

Matériau	K (W/(mK))	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$C_p$ (J/(gK))	Bande de transmission	Épaisseur
CaF <sub>2</sub> [64]	9.71	3.18	0.854	0.13 à 10 $\mu\text{m}$	1 mm
SiO <sub>2</sub> [65]	1.38	2.20	0.703	0.18 à 2.2 $\mu\text{m}$	1 ou 2 mm
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> [66]	23	3.98	0.756	0.17 à 5.5 $\mu\text{m}$	1 mm

TABLE 2.3 – Propriétés thermiques et optiques des matériaux utilisés comme fenêtre avant. K est la conductivité thermique du matériau,  $\rho$  est sa masse volumique et  $C_p$  sa capacité thermique massique.

deuxième critère est la valeur de la température de transition en phase isotrope ou température critique ( $T_C$ ) :

- une  $T_C$  basse nécessite moins de dépôt de chaleur pour exploiter la variation d'indice mais la dépendance  $\Delta n(T)$  est non-linéaire.
- une  $T_C$  haute peut permettre de garantir un fonctionnement linéaire de la modulation mais nécessite un dépôt de chaleur plus important pour exploiter l'intégralité de la variation d'indice.

LC	K (W/(mK))	$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	$C_p$ (J/(gK))	$\Delta n$	$T_C$ (K)
E7 [67]	0.13	1.00	0.670	0.22	331
MLC2132	Inconnue	Inconnue	Inconnue	0.26	386

TABLE 2.4 – Propriétés thermiques et optiques des LCs. K est la conductivité thermique du matériau,  $\rho$  est sa masse volumique,  $C_p$  sa capacité thermique massique,  $\Delta n$  la biréfringence à 300°K et  $T_C$  la température de la transition isotrope ou température critique.

Deux mélanges sont sélectionnés (Merck, tableau 2.4) et présentés dans le Chapitre 1. Le premier est E7, qui est déjà très répandu et dont les propriétés optiques et thermiques sont bien connues. Une approche est également tentée avec MLC2132 qui présente une biréfringence plus élevée que E7 mais également une température critique supérieure. Les propriétés thermiques de MLC2132 ne sont pas connues, ainsi les coefficients thermiques le caractérisant sont considérés égaux à ceux de E7. À noter que la conductivité thermique de ces mélanges est plus faible que celle des matériaux les entourant, ce qui tend à confiner la chaleur dans la couche de LC et rend le fonctionnement du TOA-SLM possible. Par ailleurs, ces deux mélanges sont thermotropes et transparents sur une large bande spectrale (de 400 nm à 18  $\mu\text{m}$  pour E7 [35]). Les variations d'indice de réfraction ordinaire et extraordinaire (et donc de biréfringence) avec T ont été mesurées dans [36] et sont représentées pour ces deux composés sur la Fig. 2.6.

On remarque que MLC2132 a des capacités de façonnage légèrement supérieures à E7 dès lors que la température est suffisamment élevée. Cependant E7 reste le LC de choix car sa variation de biréfringence est importante dans une gamme de température réduite. En pratique, au cours de la thèse seul E7 est considéré pour les simulations.

## 2.2 Adressage du dispositif

Le dépôt de chaleur s'effectue par éclairage de la couche métallique en face arrière. La modulation spatiale en amplitude du faisceau d'écriture permet le contrôle en 2D de la température dans le LC. Cette partie présente la solution technique utilisée afin de structurer ce laser d'écriture (Fig. 2.3). Le faisceau



d'écriture est une diode laser émettant à 465 nm (dans la bande d'absorption de la couche métallique), dont la puissance (maximum 3.7 W) est ajustée avec un couple lame demi-onde et polariseur. Elle est couplée dans une fibre optique carrée multimode (15  $\mu\text{m}$  x 15  $\mu\text{m}$ ) puis collimatée. Elle dispose alors d'une puissance de 2.6 W en sortie de fibre. La fibre permet le transport du faisceau mais également son homogénéisation spatiale.

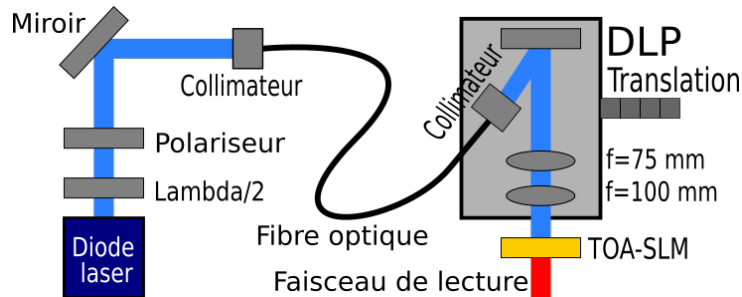


FIGURE 2.3 – Schéma du montage utilisé pour l'adressage du dispositif TOA-SLM

Le modulateur d'amplitude est une matrice de micromiroirs programmable, un *Digital Light Processor* (DLP6500FYE DMD, de Texas Instrument) qui permet de générer un masque réfléchissant avec une grande résolution spatiale. La matrice est composée de plus de 2 millions de miroirs (1080x1920 pixels), chacun mesurant 7.6  $\mu\text{m}$ . La surface utilisable est de 119  $\text{mm}^2$  et le taux de rafraîchissement de 9.532 Hz. Cette matrice est tournée avec un angle de 45° afin de maintenir la réflexion sur le DLP dans le plan de propagation. On contrôle l'affichage sur le DLP à l'aide d'un contrôleur électronique (DLPC900 de Texas Instrument) relié à un ordinateur. Un interface graphique permet de charger des images en nuances de gris. En effet, chaque pixel est codé sur 8 bits ce qui permet d'avoir 256 niveaux de gris.

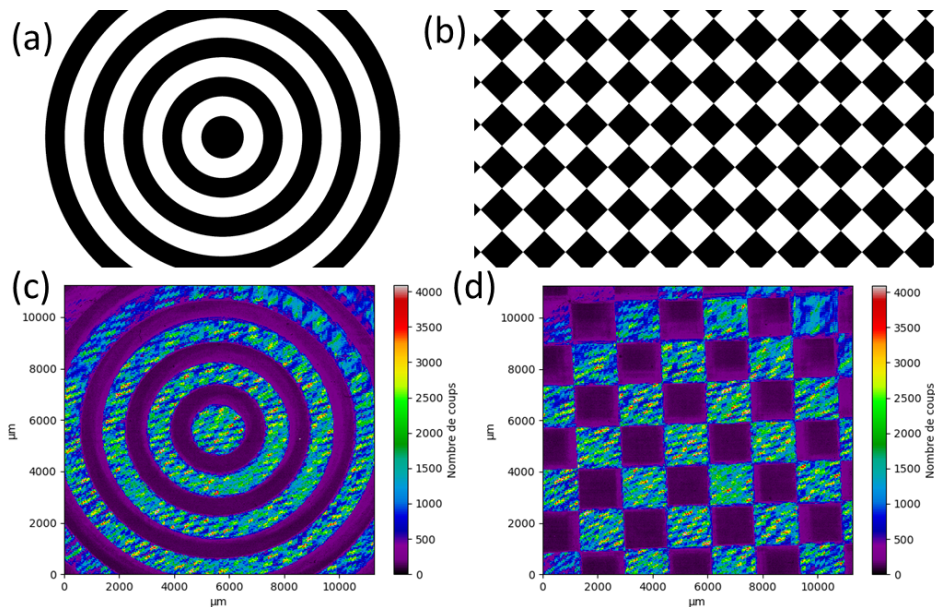


FIGURE 2.4 – Exemples de motifs chargés sur le DLP ((a) et (b)) et profils spatiaux respectivement associés ((c) et (d)) tels qu'ils sont sur la face arrière du TOA-SLM.

Le DLP diffracte deux modes : un mode reproduisant le motif chargé sur le DLP et son complémentaire. Le premier est projeté dans un bloc d'arrêt de faisceau et le complémentaire est réimagé en face

arrière du TOA-SLM au moyen de deux lentilles ( $f=75$  mm et  $f=100$  mm). Des exemples de profils spatiaux obtenus ainsi que les motifs de DLP correspondant sont présentés sur la Fig. 2.4. Les lentilles ont des focales assez courtes et des dimensions de deux pouces afin de collecter un maximum de lumière et d'avoir le moins de pertes possible après réflexion sur le DLP. Pour des raisons pratiques l'ensemble du système d'imagerie est placé sur une plateforme de translation transversale permettant d'ajuster la superposition entre le faisceau de lecture et celui d'écriture. Dans cette configuration la puissance mesurée en face arrière du TOA-SLM, sans motif de DLP, est de 650 mW soit une transmission totale de 25%. Au niveau de l'encombrement la solution actuelle n'est pas idéale, l'ensemble occupe un espace d'environ  $30\text{ cm}^2$ . Des développements sont en cours pour réduire les pertes de transport (liés à l'imagerie) et compacter le montage.

## 2.3 Modélisation de la diffusion de la chaleur dans TOA-SLM

### 2.3.1 Hypothèses et modèle thermique

Afin de modéliser le dispositif, il est nécessaire de comprendre et simuler les phénomènes ayant lieu en son sein. Dans cette partie un modèle thermique qualitatif est présenté, l'objectif étant essentiellement de comprendre comment les paramètres physiques (dimensions et natures des matériaux) affectent le fonctionnement du dispositif. L'idée consiste à déterminer les critères pertinents permettant de caractériser les performances du dispositif et de simuler plusieurs études paramétriques afin de dégager des tendances.

Le fonctionnement du TOA-SLM est basé sur un phénomène thermo-optique, le dépôt de chaleur se faisant par éclairage avec un laser d'écriture sur une couche métallique. Cet échauffement génère une variation de température sous la forme d'un gradient thermique dans le dispositif et particulièrement dans la couche de LC. La résolution de l'équation de diffusion de la chaleur permet d'estimer ce gradient de température. La géométrie considérée est présentée sur la Fig. 2.5. Les différentes couches sont placées selon l'axe  $z$  avec une origine de l'axe placée en face arrière de la couche métallique. Pour résoudre l'équation de la chaleur, je fais les hypothèses suivantes :

- Je considère une symétrie cylindrique, ainsi, l'ensemble des couches ont des propriétés thermiques qui ne dépendent que de  $r$ .
- Le dépôt de chaleur, en face arrière du métal ( $z=0$ ) a lieu au centre du dispositif ( $r=0$ ) et a aussi une symétrie cylindrique.
- La température initiale du TOA-SLM est de  $T_i=20^\circ\text{C}$ . La température ambiante est également fixée à  $T_{amb}=20^\circ\text{C}$  et est constante au cours du temps.
- Pour les conditions aux limites, il est considéré que le dispositif dissipe la chaleur uniquement par rayonnement thermique sur les côtés et en face avant et arrière, le phénomène de convection étant négligé car difficile à quantifier. On considère également que la température de l'air à l'interface air-verre est égale à  $T_{amb}$  (conditions de Dirichlet). Aux interfaces entre les différentes couches au sein du TOA-SLM, la température est continue (pas de saut de température).

L'équation générale de la chaleur dans notre système peut s'écrire [45] :

$$\rho C_p \frac{\delta T}{\delta t} - K \Delta T = 0 \quad (2.3)$$

avec  $\rho$  la densité du milieu,  $C_p$  la capacité thermique,  $T$  la température,  $K$  la conductivité thermique et  $\Delta$  le Laplacien. Le dispositif est éclairé par un faisceau d'écriture au niveau de la couche métallique,

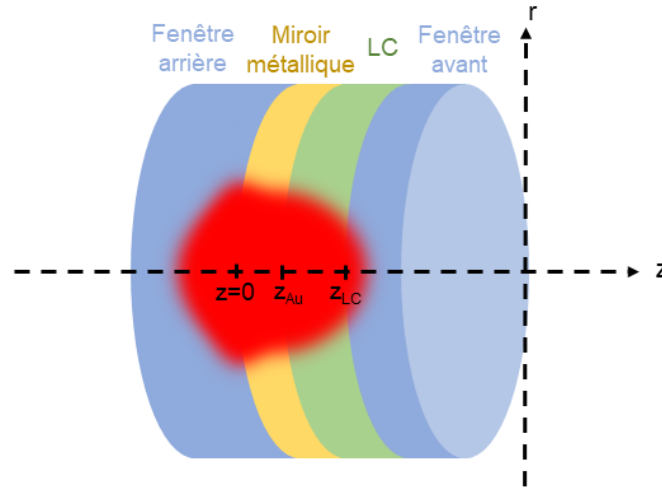


FIGURE 2.5 – Schéma du TOA-SLM considéré lors des simulations numériques. La zone rouge représente l'endroit où est placée la source de chaleur.

ce faisceau crée une source de chaleur interne  $Q$ . La structure comporte des couches solides (fenêtres avant et arrière et miroir métallique) mais aussi une couche de LC et du PVA qui partagent certaines de leurs propriétés avec des liquides. Même si leur viscosité cinématique est élevée, il est important de considérer des déplacements de matière dans notre modélisation. Deux équations différentes sont utilisées pour dissocier les deux états de la matière présents. Les équations 2.4 et 2.5 représentent les transferts thermiques ayant lieu respectivement aux interfaces solides et aux interfaces liquides. Pour les solides :

$$\rho C_p \frac{\delta T}{\delta t} + \rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T - K \Delta T = Q + Q_{ted} \quad (2.4)$$

avec  $\rho$  la densité,  $C_p$  la capacité thermique,  $T$  la température,  $\mathbf{u}$  le vecteur vitesse,  $\nabla$  le gradient,  $K$  la conductivité thermique,  $\Delta$  le Laplacien en coordonnées cylindriques et  $Q_{ted}$  représente l'amortissement thermoélastique dans le solide. La couche de LC est modélisée par l'équation suivante :

$$\rho C_p \frac{\delta T}{\delta t} + \rho C_p \mathbf{u} \cdot \nabla T - K \Delta T = Q + Q_p + Q_{vd} \quad (2.5)$$

avec  $Q_p$  le terme prenant en compte le travail effectué par des changements de pression et  $Q_{vd}$  le terme de dissipation visqueuse.

Pour ce qui est des conditions aux limites, la condition de Dirichlet est appliquée (la température des interfaces extérieures fixée à  $T_{amb}$ ). La dissipation de la chaleur se fait aux interfaces extérieures du TOA-SLM par flux de radiation thermique  $F$  où :

$$F = \epsilon \sigma (T_{amb}^4 - T^4) \quad (2.6)$$

avec  $\epsilon$  l'émissivité du matériau et  $\sigma$  la constante de Stefan-Boltzmann ( $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{JK}^{-4}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}$ ).

La couche d'intérêt principal est celle de LC nématique thermotrope. Les équations de Hallers [32], basées sur le modèle de Vuks [29] permettent d'exprimer l'indice ordinaire  $n_o$  et l'indice extraordinaire  $n_e$  en fonction de la température :

$$n_e(T) = A - BT + \frac{2\Delta n_0}{3} \left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^\beta \quad (2.7)$$

$$n_o(T) = A - BT - \frac{\Delta n_0}{3} \left(1 - \frac{T}{T_C}\right)^\beta \quad (2.8)$$

avec  $T_C$  la température critique et  $A$ ,  $B$ ,  $\beta$  et  $\Delta n_0$  des constantes. En considérant par exemple E7 on a  $\Delta n_0=0.3768$  (biréfringence à 0°K),  $T_C=331^\circ\text{K}$  (température critique) et  $A=1.7546$ ,  $B=0.000536$  et  $\beta=0.2391$  (des coefficients mesurés expérimentalement) [36]. La représentation des variations des indices de réfraction en fonction de la température est montrée sur la Fig. 2.6 pour E7 et MLC2132.

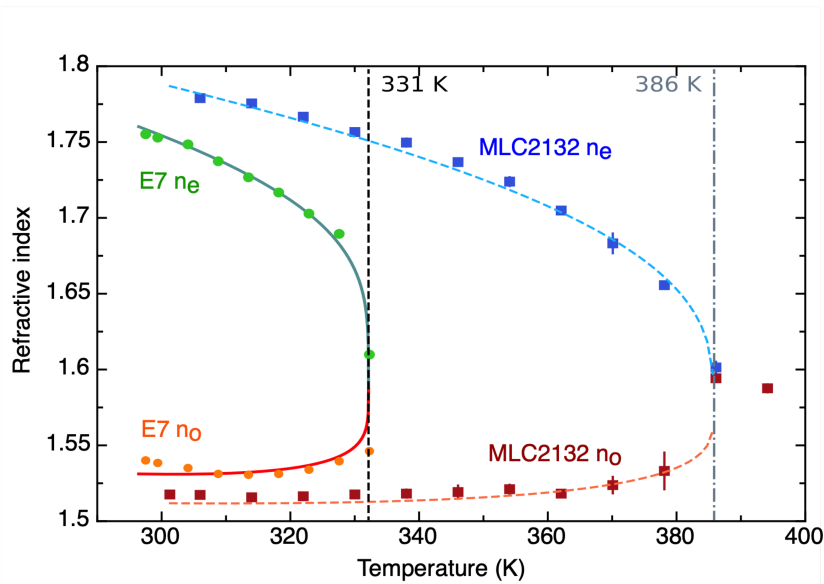


FIGURE 2.6 – Variations des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire pour E7 et MLC2132 jusqu'à la température critique. La figure est extraite de [36].

### 2.3.2 Implémentation dans COMSOL Multiphysics

L'implémentation présentée ici dans COMSOL Multiphysics a été codée par Laurent Gallais (Directeur de recherches, Institut Fresnel). COMSOL est un logiciel de simulation numérique utilisant la méthode des éléments finis. Il est utilisé afin de résoudre l'équation de diffusion de la chaleur telle que définie dans la partie 2.3.1. La méthode de simulation étant basée sur un calcul aux éléments finis, un maillage de la structure est nécessaire. Ce dernier est représenté par la grille blanche sur la Fig. 2.7. La dimension des mailles est adaptée selon  $z$  pour chaque couche du TOA-SLM. Cette adaptation est nécessaire car la simulation numérique est réalisée sur des couches de matériaux dont les épaisseurs se répartissent sur divers ordres de grandeur (du millimètre pour les couches de verre au nanomètre pour la couche métallique).

La chaleur provient de l'absorption partielle du faisceau laser d'écriture (à une longueur d'onde de 465 nm) dans la couche d'or. L'éclairement considéré est super gaussien d'ordre variable  $n$ . Le centre de la supergaussienne est en  $r=0$ , l'éclairement a donc une symétrie cylindrique avec un profil de puissance défini par l'équation suivante :

$$P(r) = P_0 e^{-\left(\frac{r}{R_s}\right)^n} \quad (2.9)$$

avec  $P_0$  la puissance maximale,  $R_s$  le rayon de la supergaussienne et  $n$  l'ordre de la supergaussienne. On considère que l'absorption de ce faisceau s'effectue dans l'épaisseur de la couche métallique. La chaleur générée par le faisceau peut donc s'écrire sous la forme :

$$Q(r, z) = \alpha P(r) e^{-\alpha z} \quad (2.10)$$

où  $\alpha = 5.34 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$  est le coefficient d'absorption du métal. La chaleur est générée selon une répartition 3D dans toute l'épaisseur de la couche de métal.

Pour la suite de l'étude l'impact des variations structurelles est présenté. Différentes études paramétriques sont menées afin de comparer la réponse thermique du TOA-SLM. La réponse thermique est donnée par la carte de température et plus particulièrement par ces données :

- le profil thermique radial (selon  $r$ ) et axial (selon  $z$ ) dans le LC ( $T(r, z)$ )
- le déphasage généré sur un faisceau de lecture à une longueur d'onde de  $1 \mu\text{m}$  dans la couche de LC.

Les simulations sont menées jusqu'à l'état stationnaire. Un exemple est présenté sur les Fig. 2.7 et 2.8. Le TOA-SLM simulé a la géométrie suivante de l'arrière vers l'avant : un substrat de BK7 de 1 mm, une couche d' Au de 100 nm, une couche de PVA de  $1 \mu\text{m}$ , une couche de E7 de  $100 \mu\text{m}$ , une autre couche de PVA de  $1 \mu\text{m}$  et une couche de  $\text{SiO}_2$  de 1 mm. Le TOA-SLM a pour rayon 2.54 cm. L'éclairement est représenté en rouge (Fig. 2.8a). Il s'agit d'une supergaussienne d'ordre 20, de rayon 2 mm et avec une puissance surfacique de  $10 \text{ W/cm}^2$ .

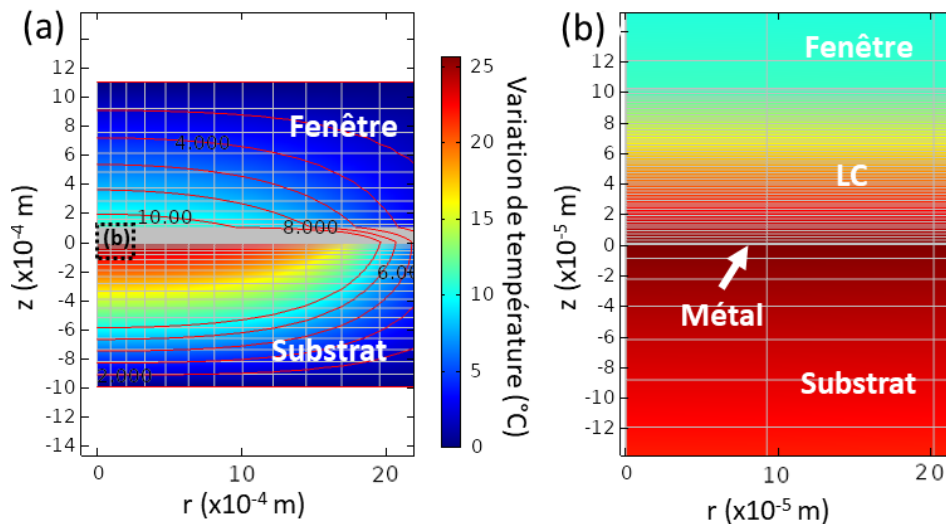


FIGURE 2.7 – (a) Exemple du profil de température obtenu via simulation stationnaire sur COMSOL. La carte de couleur représente le nombre de degrés d'élévation de la température par rapport à la température ambiante et la grille blanche le maillage. (b) Zoom sur le rectangle pointillé correspondant à l'épaisseur du cristal liquide.

La Fig. 2.7a montre clairement l'importance de la quantité de chaleur diffusée dans l'ensemble de la cellule avec sur une zone radiale très large. On présente une limitation de la résolution spatiale du dispositif à cause de la diffusion thermique latérale. La Fig. 2.7b permet de visualiser plus particulièrement le grand gradient thermique axial existant dans le LC qui peut s'avérer problématique car il risque

de provoquer une inhomogénéité de phase LC. Sur la Fig. 2.8a on observe aussi nettement la différence conséquente (d'un facteur 2 environ ici) de température entre la face avant et la face arrière du LC.

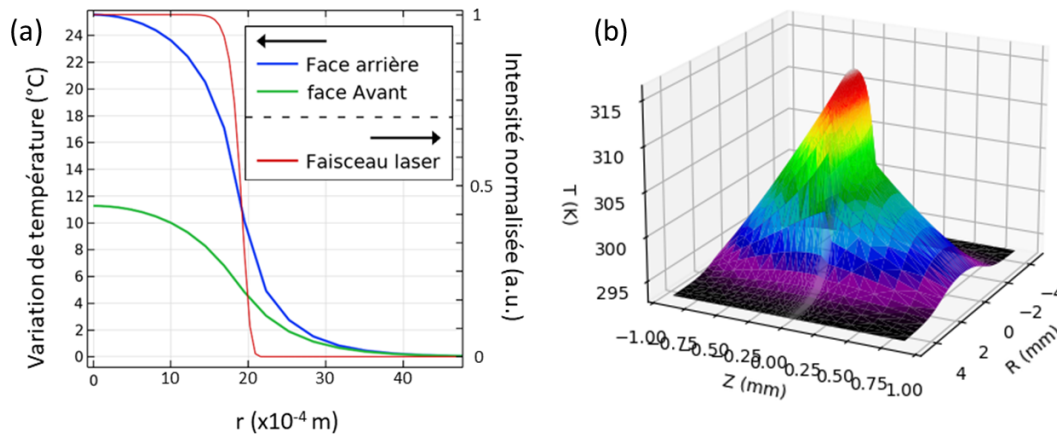


FIGURE 2.8 – (a) Profil de variation de température au niveau de la face avant du LC et de la face arrière du LC ainsi que le profil d'intensité du faisceau d'éclairage correspondant. (b) Représentation 3D du profil de température.

### 2.3.3 Le compromis résolution spatiale VS dynamique de modulation de phase

L'objectif ici est d'avoir un TOA-SLM maximisant la phase générée tout en ayant la meilleure résolution spatiale possible. Le but de maximiser la phase est, du point de vue applicatif, d'être capable d'effectuer la correction de fronts d'onde, de phases spectrale ou de délais jusqu'à des valeurs de  $2\pi$  et ce même pour des longueurs d'onde élevées. De plus, il est important d'avoir des capacités suffisantes car dans le TOA-SLM, la modulation de phase est continue donc le repliement de phase est impossible. Le maximum de phase est obtenu en maximisant la variation d'indice de réfraction du LC (donc la variation de température) et/ou en maximisant l'épaisseur de LC traversé.

La résolution spatiale est limitée par la diffusion thermique (Fig. 2.7), le but est de trouver dans quelle mesure la diffusion thermique est limitée et quelle influence ont les différentes structures de TOA-SLM sur cette dernière.

Trois paramètres sont donc à optimiser :

- La température maximale ( $T_{max}$ ) obtenue dans le LC (mesurée sur le profil radial de température en face arrière du LC :  $T(r, z = z_{Au})$ )
- La valeur du gradient longitudinal ( $\Delta T = T(r, z = z_{Au}) - T(r, z = z_{LC})$ ) entre la face arrière et la face avant du LC.
- La résolution spatiale (dont la méthode de mesure est explicitée ci-après).

#### Déphasage maximal

$T_{max}$  et  $\Delta T$  sont deux paramètres contribuant à caractériser le déphasage maximal généré par le passage dans le LC.  $\Delta T$  est une valeur permettant également de prévoir un phénomène observé expérimentalement et présenté dans la section 2.4. En effet, la chaleur étant déposée sur une seule des faces du LC, la température n'est pas homogène dans l'épaisseur. Si cette inhomogénéité est trop élevée un phénomène de bulle thermique (Fig. 2.17) peut apparaître, avec une transition en phase isotrope ( $T_C$  atteinte) survenant du côté du LC où la chaleur est déposée. Il est donc nécessaire de minimiser ce  $\Delta T$ .

Le profil ainsi que la puissance du faisceau d'éclairage simulé sont les mêmes au cours de l'étude du déphasage maximal : un profil supergaussien d'ordre 20 avec un rayon de 2 mm et une puissance surfacique de  $20 \text{ W/cm}^2$ .

### Résolution spatiale

La résolution spatiale est obtenue à partir du calcul de la fréquence de coupure à 3 dB de la fonction de transfert du TOA-SLM  $H(u)$ .  $H(u)$  est estimée en calculant la réponse du dispositif à un éclairage quasi-impulsionnel. En entrée on considère la transformée de Fourier selon  $r$  du profil radial du faisceau d'éclairage et en sortie la transformée de Fourier selon  $r$  de l'intégrale de la température sur l'épaisseur de LC. Ainsi dans le domaine fréquentiel spatial,  $H(u)$  s'exprime comme :

$$H(u) = \frac{FT[\int_0^{z_{LC}} T(r, z) dz]}{FT[P_{in}(r)]} \quad (2.11)$$

avec  $z_{LC}$  l'épaisseur du LC et  $P_{in}$  le profil radial d'éclairage dans le domaine spatial. La représentation de  $H(u)$  est celle d'un filtre passe-bas, il s'agit d'une sigmoïde très lente. Un exemple typique est présenté sur la Fig. 2.9 ci-dessous. La fonction de transfert pour différentes épaisseurs de substrat  $y$  est représentée dans le domaine fréquentiel spatial ainsi que les fréquences de coupures à 3dB correspondantes. La résolution spatiale est définie comme l'inverse de la fréquence de coupure à 3 dB.

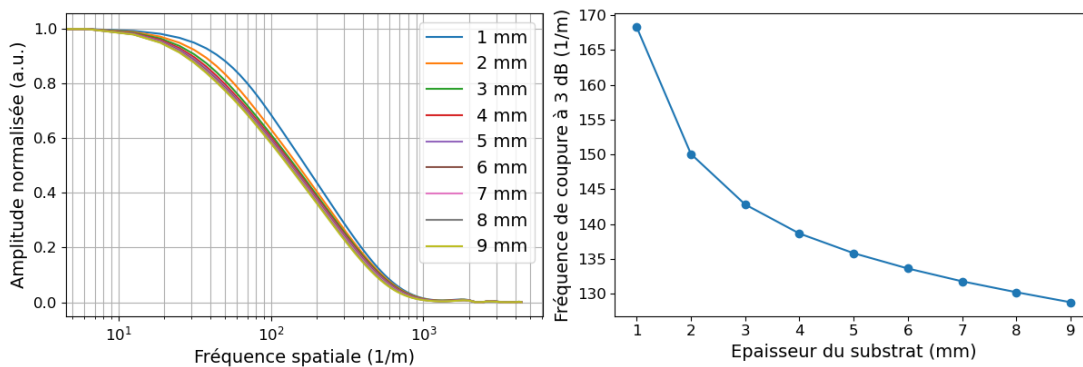


FIGURE 2.9 – Représentation de la fonction de transfert  $H(u)$  dans le domaine fréquentiel spatial et fréquence de coupure à 3 dB correspondante pour différentes épaisseurs de substrat.

Pour l'étude de la résolution, un profil supergaussien d'ordre 20 avec un rayon de  $50 \mu\text{m}$  est choisi avec une puissance surfacique de  $200 \text{ W/cm}^2$ , cette fluence très élevée provient du fait que l'éclairage est quasiment ponctuel. En effet, l'éclairage est volontairement petit en comparaison de la taille du dispositif pour accéder à la réponse impulsionnelle du TOA-SLM. La résolution spatiale obtenue par cette méthode est typiquement de l'ordre de 2 mm.

### Paramètres

Plusieurs dimensions et matériaux sont étudiés pour chacune des couches. Pour ce qui est du substrat, le choix dépend du miroir métallique utilisé. Les différences entre les constantes thermiques de l'UV-FS et du BK7 sont très faibles. Des simulations sont effectuées mais ne sont pas présentées ici car les écarts obtenus entre les deux substrats ne sont pas significatifs. L'or est choisi pour la couche métallique et E7 pour le cristal liquide, ces deux matériaux sont invariants au cours de l'étude. Quatre études paramétriques sont menées, en fonction des paramètres suivants :

- la conductivité thermique du matériau composant la fenêtre avant. Trois matériaux sont étudiés :  $SiO_2$ ,  $CaF_2$  et  $Al_2O_3$  avec respectivement des valeurs de conductivité thermique  $K_{SiO_2} = 1.38$  W/mK,  $K_{CaF_2} = 9.71$  W/mK et  $K_{Al_2O_3} = 23$  W/mK. En plus de ces derniers des valeurs intermédiaires sont simulés afin de dégager une tendance.
- l'épaisseur de la couche de LC (actuellement des TOA-SLM avec des épaisseurs de 20  $\mu\text{m}$  à 200  $\mu\text{m}$  sont produits).
- l'épaisseur du substrat.
- le rayon du TOA-SLM (dimension latérale), avec une taille maximale de 2 pouces dans les simulations même si récemment la possibilité d'obtenir des TOA-SLMs de 3 pouces est obtenue.

La structure servant de base à ces études est la suivante :

- Substrat : 1 mm de UV-FS
- Couche métallique : 100 nm d'or
- LC : 100  $\mu\text{m}$  de E7
- Fenêtre avant : 1 mm de  $CaF_2$
- Dimensions du TOA-SLM : 1 pouce de diamètre

### 2.3.4 Optimisation de la structure

#### Dynamique de modulation de phase

Le but ici est d'identifier quelle combinaison de matériaux permet d'obtenir les meilleures performances d'après les critères évoqués précédemment ( $T_{max}$  maximisé et  $\Delta T$  minimisé). On choisit ici comme figure de mérite le rapport  $\Delta T/T_{max}$  qui est à minimiser. La Fig. 2.10 contient l'ensemble des résultats concernant la dynamique de modulation de phase.

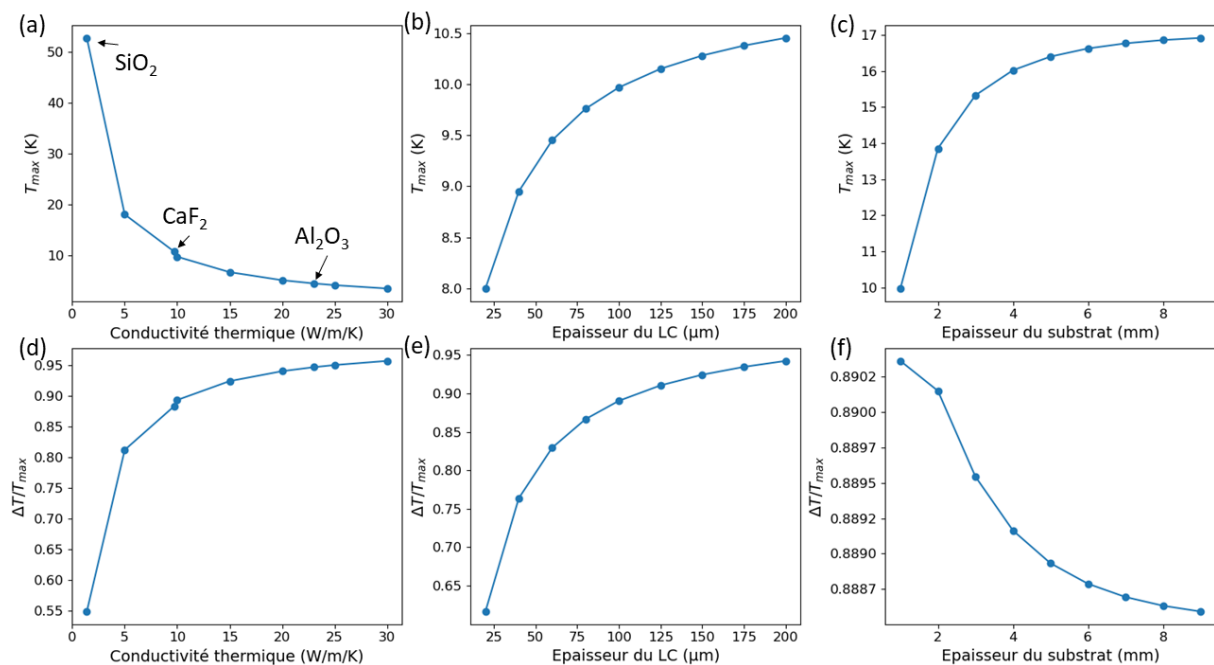


FIGURE 2.10 – Température maximale atteinte dans le LC et ratio entre le gradient de température et la température maximale en fonction de (a)(d) la conductivité thermique de la fenêtre avant (b)(e) l'épaisseur de LC (f) l'épaisseur du substrat.



La première chose remarquable sur la Fig. 2.10a est le fait que plus le matériau utilisé en fenêtre avant est isolant thermiquement, plus la chaleur est confinée à l'intérieur du LC, et plus  $T_{max}$  est élevé. De même (Fig. 2.10d),  $\Delta T/T_{max}$  est minimal pour une fenêtre isolante. Ces deux grandeurs ont des comportements analogues avec une chute des performances jusqu'à un plateau survenant pour les matériaux dont  $K$  est supérieur à 10 W/mK.

La température maximale est obtenue avec les couches de LC épaisses (Fig. 2.10b). E7 n'étant pas un bon conducteur thermique ( $K = 0.13$  W/mK), la présence d'une grande quantité de ce dernier permet de mieux conserver la chaleur en limitant la dissipation par la face avant. La valeur du gradient est plus faible pour les couches minces de LC (Fig. 2.10e), ce qui va de soi. La température maximale croît également avec l'épaisseur du substrat (Fig. 2.10c), d'abord non linéairement avant d'atteindre un palier à partir de 4 mm. Le gradient de température dans le LC a un comportement opposé (Fig. 2.10f). On peut noter que l'effet relatif est faible car le gradient n'est que très peu affecté par les différentes épaisseurs de substrat.

Du point de vue de la dynamique de modulation l'idéal est donc d'utiliser un matériau peu conducteur pour la fenêtre en face avant, même si ce paramètre peut être établi en fonction des applications visées et des autres contraintes physiques (transparence, tenue au flux, robustesse, planéité, etc...). Travailler avec une couche de LC épaisse permet également d'élever la température maximale atteinte. En revanche, pour diminuer le gradient longitudinal, une couche mince est plus propice. Le LC étant la couche qui induit le déphasage, le choix de son épaisseur n'est pas totalement libre et dépend de l'application visée. Néanmoins, l'idée est d'utiliser une couche de LC d'épaisseur minimale compatible avec les performances à atteindre sans la surdimensionner pour limiter le gradient longitudinal. En effet si ce dernier est trop élevé, une coexistence entre phase isotrope et anisotrope peut survenir venant perturber le fonctionnement du TOA-SLM, ce phénomène est par ailleurs retrouvé expérimentalement dans la section 2.4.2. Enfin, un substrat épais est préférable car il permet un meilleur confinement de la chaleur dans le LC tout en ayant un impact minime sur le gradient longitudinal.

### Résolution spatiale

La Fig. 2.11 présente les résultats des diverses études paramétriques sur la résolution spatiale du TOA-SLM.

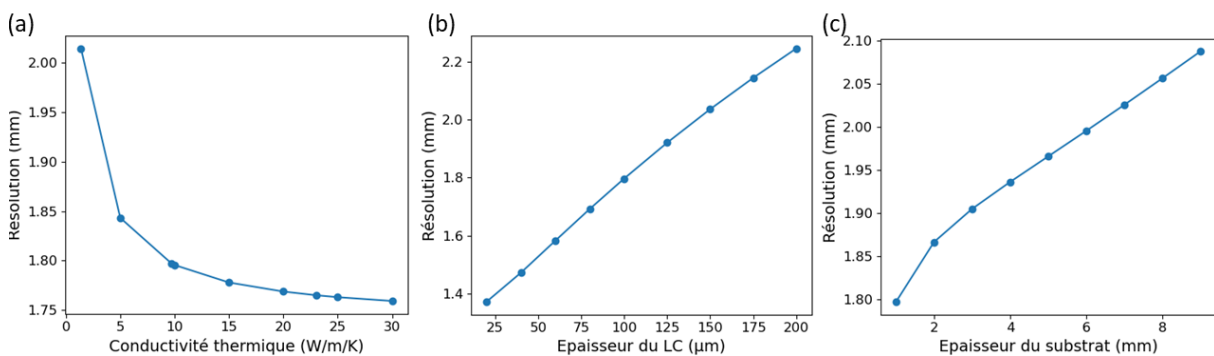


FIGURE 2.11 – Résolution spatiale en fonction de (a) la conductivité thermique de la fenêtre avant (b) l'épaisseur de LC (c) l'épaisseur du substrat

De manière générale la résolution spatiale est de l'ordre du mm ce qui est vérifié expérimentalement plus tard dans la section 2.4.4. D'après la Fig. 2.11, on peut déduire trois tendances :

- la résolution s'améliore avec des matériaux dont la conductivité thermique est plus élevée (Fig. 2.11a). La résolution diminue non linéairement jusqu'à  $K = 10 \text{ W/mK}$  puis atteint un plateau.
- la résolution spatiale est nettement meilleure avec des couches de LC minces (Fig. 2.11b).
- la résolution varie proportionnellement avec l'épaisseur du substrat (Fig. 2.11c).

L'influence d'un dernier paramètre est explorée ici : les dimensions latérales du dispositif. La variation de la résolution spatiale en fonction du rayon du TOA-SLM est présentée sur la Fig. 2.12.

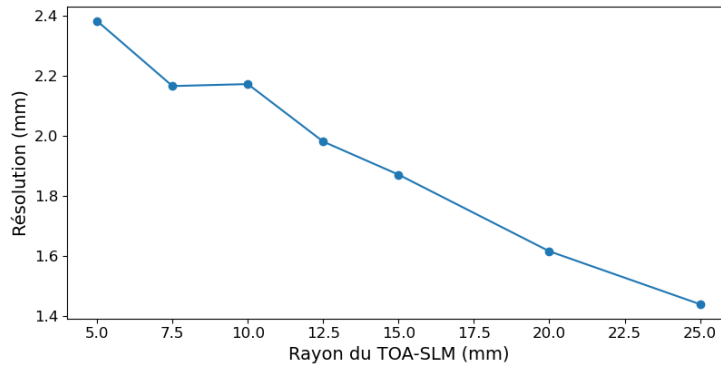


FIGURE 2.12 – Résolution spatiale en fonction du rayon du TOA-SLM

La valeur de la température maximale ainsi que la valeur du gradient longitudinal ne varient pas avec  $R$ . En revanche, la résolution diminue lorsque le rayon du dispositif augmente. Une diminution d'un facteur 2 sur la résolution est observée lorsque le rayon augmente d'un facteur 5. Cela peut s'expliquer par une augmentation de la surface du dispositif entraînant une amélioration de la dissipation de la chaleur.

Du point de vue de la résolution spatiale, il y a donc intérêt à travailler avec un matériau conducteur thermiquement en face avant, avec une épaisseur de LC minimale et un substrat mince. De plus, utiliser un dispositif de 2 pouces semble donner les meilleures performances en termes de résolution en plus de permettre de travailler sur une plus grande surface utile. En pratique une solution pour lever la limitation liée à la résolution est d'augmenter la taille des substrats jusqu'à un maximum de 3 pouces afin d'adresser des faisceaux de plus grande taille. Évidemment ces observations sont à mettre en perspectives avec les conclusions de la section 2.3.4 précédente. Pour certains paramètres des compromis sont nécessaires.

### 2.3.5 Conclusions et limites du modèle

De ce modèle qualitatif se dégagent les tendances suivantes :

- un compromis est nécessaire sur le matériau constituant la face avant du TOA-SLM. Un matériau isolant favorise la dynamique de modulation mais diminue la résolution spatiale et inversement.
- l'épaisseur de LC doit être minimisée afin de conserver une bonne résolution spatiale et minimiser le gradient longitudinal mais doit être suffisante pour répondre aux besoins de modulation de phase envisagés.
- de manière analogue au LC, augmenter l'épaisseur du substrat fait perdre en résolution spatiale mais permet d'avoir une meilleure conservation de la chaleur dans le LC. Un compromis est, ici aussi, nécessaire.

Le modèle utilisé présente un certain nombre de limites faisant qu'il ne reflète pas parfaitement le comportement réel d'un TOA-SLM. Même si les tendances sont vérifiées, il n'est cependant pas quantitatif. Le premier point concerne les conditions aux limites. Ici, la température aux bords est fixée à la valeur de la température ambiante et la dissipation de chaleur s'effectue uniquement par radiation thermique dans l'air. En conditions réelles, l'environnement autour du dispositif est complexe et variable. Il est placé dans des montures en métal, des contacts ont lieu sur certaines parties extérieures, l'air ambiant n'est pas parfaitement stable et des phénomènes de convection ont lieu aux interfaces. Tous ces facteurs font que le comportement sur les bords du dispositif réel est mal connu et fluctuant, en plus de dépendre de l'assemblage. Les conditions aux limites choisies ne reflètent donc pas parfaitement la réalité.

Deuxièmement, les milieux sont considérés comme isotropes. C'est-à-dire qu'ici, thermiquement, chaque matériau a des propriétés identiques selon toutes les directions. Or il s'agit d'une approximation notamment pour la couche de LC. En effet, ces derniers ont des propriétés thermiques différentes suivant les axes ordinaire ou extraordinaire. De plus, étant un état de la matière en partie liquide, un désordre apparaît avec l'échauffement, ce qui change les propriétés anisotropes du LC. Des simulations incluant ces phénomènes complexes seraient donc nécessaires afin d'approcher au mieux la réponse thermique du TOA-SLM.

Troisièmement, seule la réponse impulsionnelle est étudiée ici. Le faisceau d'éclairement a été choisi volontairement petit afin d'être assimilé à une source de chaleur ponctuelle et d'accéder à la résolution spatiale. Or, en conditions réelles, l'éclairement se produit sur des dimensions bien supérieures et plusieurs sources de chaleurs sont en interaction sur l'ensemble du dispositif.

Enfin, on manque d'informations quant à certains coefficients thermiques qui ne sont pas parfaitement connus et approximés dans le modèle. Par ailleurs, une étude paramétrique expérimentale très complète serait nécessaire afin d'ajuster les différents paramètres étudiés ici. Le modèle n'est donc pas quantitatif, pour pallier cela et tout de même obtenir une programmation arbitraire du TOA-SLM, une approche basée sur de l'apprentissage automatisé à l'aide d'un réseau de neurones est présentée dans le Chapitre 5.

Afin de s'approcher au mieux d'une caractérisation de la réponse réelle de chaque TOA-SLM il faut développer des méthodes de caractérisation expérimentales. Ces dernières sont décrites dans la partie 2.4 suivante.

## 2.4 Caractérisation expérimentale

### 2.4.1 Méthodes

#### Dispositif expérimental d'interférométrie spatiale

Pour caractériser la réponse thermique des divers TOA-SLMs ainsi que le déphasage introduit par ces derniers un montage d'interférométrie spatial est mis en place. Ce montage est présenté sur la Fig. 2.13.

Un laser continu HeNe à 633 nm est utilisé comme faisceau sonde. Un polariseur fixe l'état de polarisation dans le reste de l'interféromètre. La taille du faisceau est fixée à un diamètre  $d = 1.5$  cm FWHM à l'aide d'un télescope. L'interféromètre utilisé est un interféromètre de Michelson dans lequel le bras de référence est réfléchi sur un miroir plan et celui de test sur le TOA-SLM. Le TOA-SLM est orienté de manière à ce que l'axe extraordinaire du LC soit parallèle à la polarisation linéaire du faisceau HeNe.

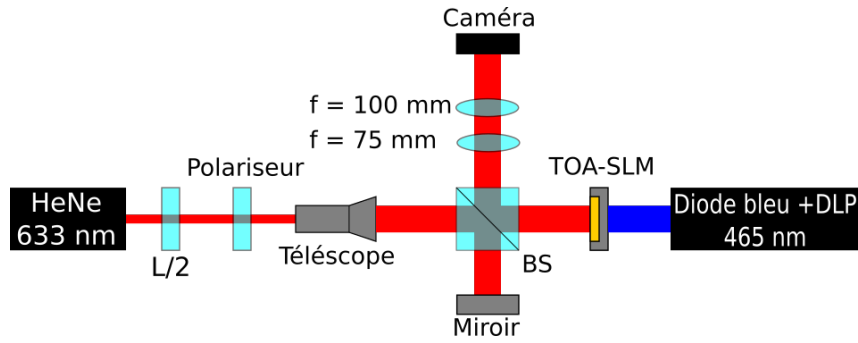


FIGURE 2.13 – Montage d'interférométrie spatiale utilisé pour caractériser le déphasage spatial induit par un TOA-SLM. L/2 : lame demi-onde, BS : cube beam splitter.

Les deux bras sont recombinaés par un cube 50/50. Un petit angle  $\theta$  est introduit entre les deux bras de l'interféromètre afin de créer un décalage latéral. Des franges d'interférence apparaissent lors de la superposition des deux faisceaux avec une interfrange  $d_f$  donné par la formule suivante :

$$d_f = \frac{\lambda}{2\theta} \quad (2.12)$$

Cette figure d'interférence est réimagée sur une caméra à l'aide de deux lentilles. Enfin le TOA-SLM est adressé à l'aide d'une diode laser bleue de profil spatial gaussien et de diamètre 2.8 mm FWHM focalisée par une lentille ( $f = 50$  mm).

### Traitement et interprétation des figures interférométriques

Des figures d'interférences obtenues avec ce montage sont présentées sur la Fig. 2.14. On y voit les interférogrammes correspondant à différentes puissances surfaciques du faisceau d'écriture.

L'image de référence correspond à la figure obtenue sans éclairage. Une augmentation de la fluence entraîne l'accentuation de la courbure des franges. La quantification de la courbure dans les franges permet de caractériser le déphasage induit par le TOA-SLM : un décalage des franges selon X d'une distance égale à la période correspond à un déphasage de  $2\pi$  dans la phase.

Pour remonter à la phase à partir de ces images, l'interférogramme est soumis à une première transformée de Fourier selon X. Un filtrage dans l'espace de Fourier est ensuite effectué sur le résultat avant de calculer la transformée de Fourier inverse. Ce processus numérique est réalisé sur chacune des images de même que sur la référence. La différence entre la phase de référence et la phase extraite, donne le déphasage  $\Delta\phi$  introduit par le TOA-SLM. Étant donné que les images sont bidimensionnelles, chaque ligne Y va se voir associer une valeur de déphasage. On obtient alors des coupes de déphasage selon Y à partir desquelles il est facile de remonter à la variation d'indice moyen du LC via la formule :

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{\Delta n L}{\lambda} \quad (2.13)$$

où L est l'épaisseur de cristal liquide parcourue par le faisceau de lecture (deux fois l'épaisseur de LC du TOA-SLM car nous travaillons en réflexion),  $\lambda = 633$  nm la longueur d'onde centrale du laser de lecture et  $\Delta n$  la variation d'indice de réfraction dans le LC.

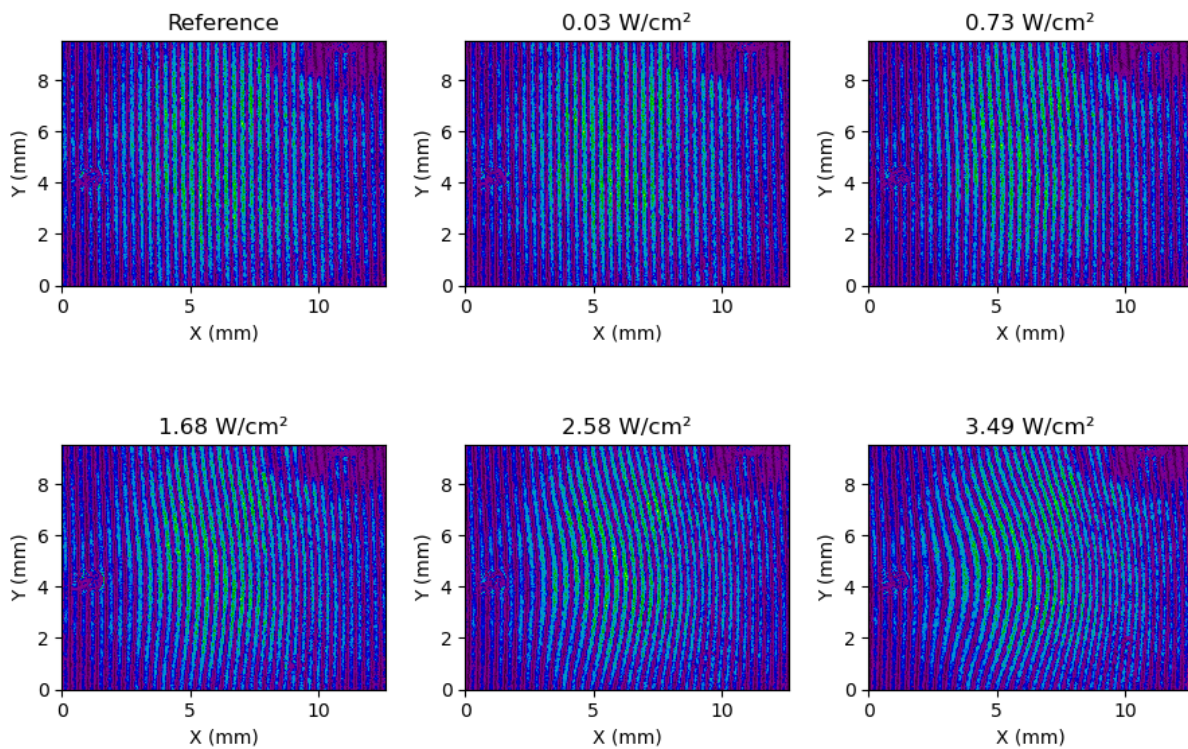


FIGURE 2.14 – Exemples de figures d’interférence obtenues sur la caméra pour différentes fluences de faisceau d’écriture. Le faisceau d’écriture est gaussien avec un diamètre de 2.8 mm.

### Mesure du front d’onde

Une deuxième méthode pour la caractérisation expérimentale des TOA-SLM consiste en l’utilisation d’un analyseur de front d’onde. Le schéma expérimental de cette méthode est présenté sur la Fig. 2.15.

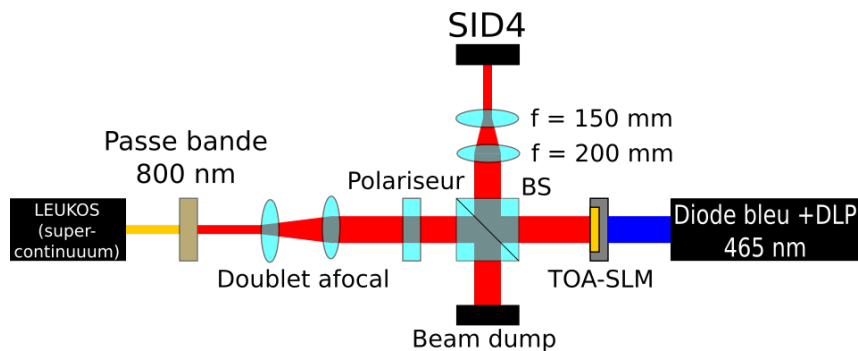


FIGURE 2.15 – Montage expérimental utilisé dans le cadre de la caractérisation des TOA-SLMs. Le SID4 est un analyseur de front d’onde et BS : un cube beam splitter.

La source utilisée dans ce montage est un supercontinuum couvrant une bande spectrale de 450 nm à 2500 nm : un LEUKOS (Electro-Visir-250-VIS-IR). Un filtre passe bande à 800 nm est utilisé pour limiter la bande à quelques dizaines de nm autour de cette longueur d’onde centrale. Un doublet de lentille permet d’augmenter la taille du faisceau jusqu’à un diamètre d’environ 1 cm ( $1/e^2$ ). Ce dernier est adressé comme présenté dans la partie 2.2. La polarisation est contrôlée par le polariseur linéaire situé avant le miroir semi-réfléchissant et est parallèle à l’axe optique extraordinaire du TOA-SLM. La

réflexion est ensuite imagée à l'aide d'un doublet de lentilles permettant de réduire d'un facteur 3 la taille du faisceau sur l'analyseur de front d'onde (SID4-GE, Phasics) [68]. Son fonctionnement est basé sur un interféromètre à décalage multilatéral. La résolution spatiale du SID4 est de  $24 \mu\text{m}$  et sa résolution en phase est de  $0.02\lambda$  correspondant à une différence de chemin optique de  $16 \text{ nm}$  à une longueur d'onde de travail de  $800 \text{ nm}$ .

Les mesures sont effectuées en deux temps. Un front d'onde de référence est d'abord acquis avec le faisceau d'écriture coupé. Dans un second temps, une image en nuances de gris est chargée sur le DLP (Fig. 2.16a). Puis le faisceau d'écriture est allumé, projetant l'image sur l'arrière du TOA-SLM (Fig. 2.16b) la déformation de front d'onde est alors uniquement générée par l'échauffement local dans le LC. On soustrait la phase de référence à la phase mesurée. Pour chaque mesure, un temps de pause de 1 minute est nécessaire afin d'arriver à l'équilibre thermique. Des fronts d'onde tels que celui présenté sur la Fig. 2.16d sont obtenus. Dans l'ensemble, cette méthode est comparable à celle de l'interférométrie à décalage vue précédemment mais permet d'avoir une analyse en 2D du front d'onde en plus d'une meilleure résolution.

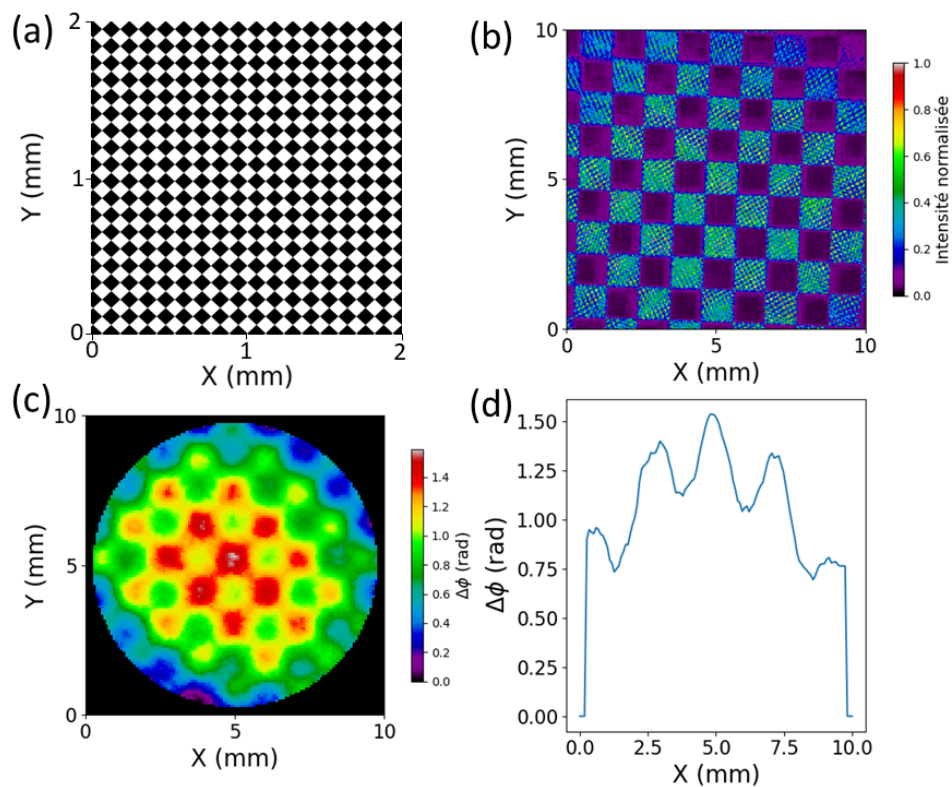


FIGURE 2.16 – (a) Image chargée sur le DLP. (b) Profil du faisceau d'écriture correspondant sur la couche métallique du TOA-SLM. (c) Front d'onde mesuré. (d) Coupe selon X du front d'onde.

### Les différents TOA-SLM étudiés

Un total de 6 TOA-SLMs différents sont étudiés. Leurs caractéristiques sont récapitulées dans le tableau 2.5 suivant :

Référence	Nature du substrat	Épaisseur du substrat	Nature de la fenêtre avant	Épaisseur de fenêtre avant	Nature du miroir	Épaisseur de LC	Dimension latérale
13	BK7	6 mm	BK7	1 mm	Au	96 $\mu\text{m}$	1"
14	BK7	1 mm	$\text{Al}_2\text{O}_3$	1 mm	Au	159 $\mu\text{m}$	1"
15	UV-FS	1 mm	$\text{CaF}_2$	1 mm	Ge/Ag	175 $\mu\text{m}$	1"
24	UV-FS	1 mm	$\text{CaF}_2$	1 mm	Au	115 $\mu\text{m}$	1"
25	UV-FS	1 mm	$\text{Al}_2\text{O}_3$	1 mm	Au	122 $\mu\text{m}$	1"
43	UV-FS	2 mm	$\text{SiO}_2$	2 mm	Au	85 $\mu\text{m}$	2"

TABLE 2.5 – Caractéristiques des différents TOA-SLM étudiés.

A noter que l'épaisseur de LC indiquée dans le tableau est l'épaisseur réelle mesurée au centre du TOA-SLM. L'ensemble de ces SLMs sont des carrés de 1 pouce de côté à l'exception du numéro 43 qui mesure 2 pouces.

## 2.4.2 Mise en évidence de l'inhomogénéité thermique

Le montage d'interférométrie permet, tout d'abord, de visualiser la diffusion de la chaleur dans la couche de LC et son inhomogénéité. Les exemples présentés ici sont réalisés à l'aide du montage explicité dans la section 2.4.1 avec le TOA-SLM numéro 13. Le faisceau d'écriture est gaussien avec un diamètre de 2.8 mm FWHM. Les interférogrammes enregistrés en fonction de la fluence d'écriture apparaissent sur la Fig. 2.17.

Une forte courbure est observée dès  $5.13 \text{ W/cm}^2$ , symptomatique d'un  $\Delta\phi$  élevé. La courbure s'étend largement au-delà du faisceau d'écriture, preuve de la diffusion de la chaleur en X et Y. A partir de  $6.02 \text{ W/cm}^2$  le déphasage est si important qu'une structure s'apparentant à une bulle apparaît. Dans un premier temps de la taille du faisceau d'écriture, le rayon de cette bulle augmente avec la fluence. A  $11.20 \text{ W/cm}^2$ , la figure observée est complexe et témoigne de la coexistence de plusieurs phases dans le LC :

- la zone orange où la transition de phase a été atteinte, le LC est donc un milieu totalement désordonné et diffusant d'où une absence de signal dans la zone  $T=T_C$
- la zone jaune  $T < T_C$  mais où la température est supérieure à la température ambiante : l'ordre nématique subsiste avec un déphasage local très important de plusieurs dizaines de radians
- la zone rouge  $T > T_C$  où la transition en phase isotrope est totale sur l'ensemble de l'épaisseur du LC, le signal y est restauré mais les franges sont rectilignes témoignant d'une absence de déphasage.

La coexistence de plusieurs phases est expérimentalement mise en évidence, il s'agit d'un phénomène complexe mais réversible. En effet, en abaissant la fluence, le TOA-SLM revient à son état d'origine. Ces figures montrent la possibilité de générer un  $\Delta\phi$  très important dans les TOA-SLM. Néanmoins ce dernier est généré de manière inhomogène dans l'épaisseur du LC. Comme indiqué par les simulations, un fort gradient selon z (l'épaisseur du LC) limite l'épaisseur de couche de LC avec laquelle il est possible de travailler. De plus, la transition est porteuse de désordre moléculaire et de diffusion et doit donc être évitée. Ce comportement corrobore le fort gradient mis en évidence qualitativement dans les simulations réalisées avec COMSOL.

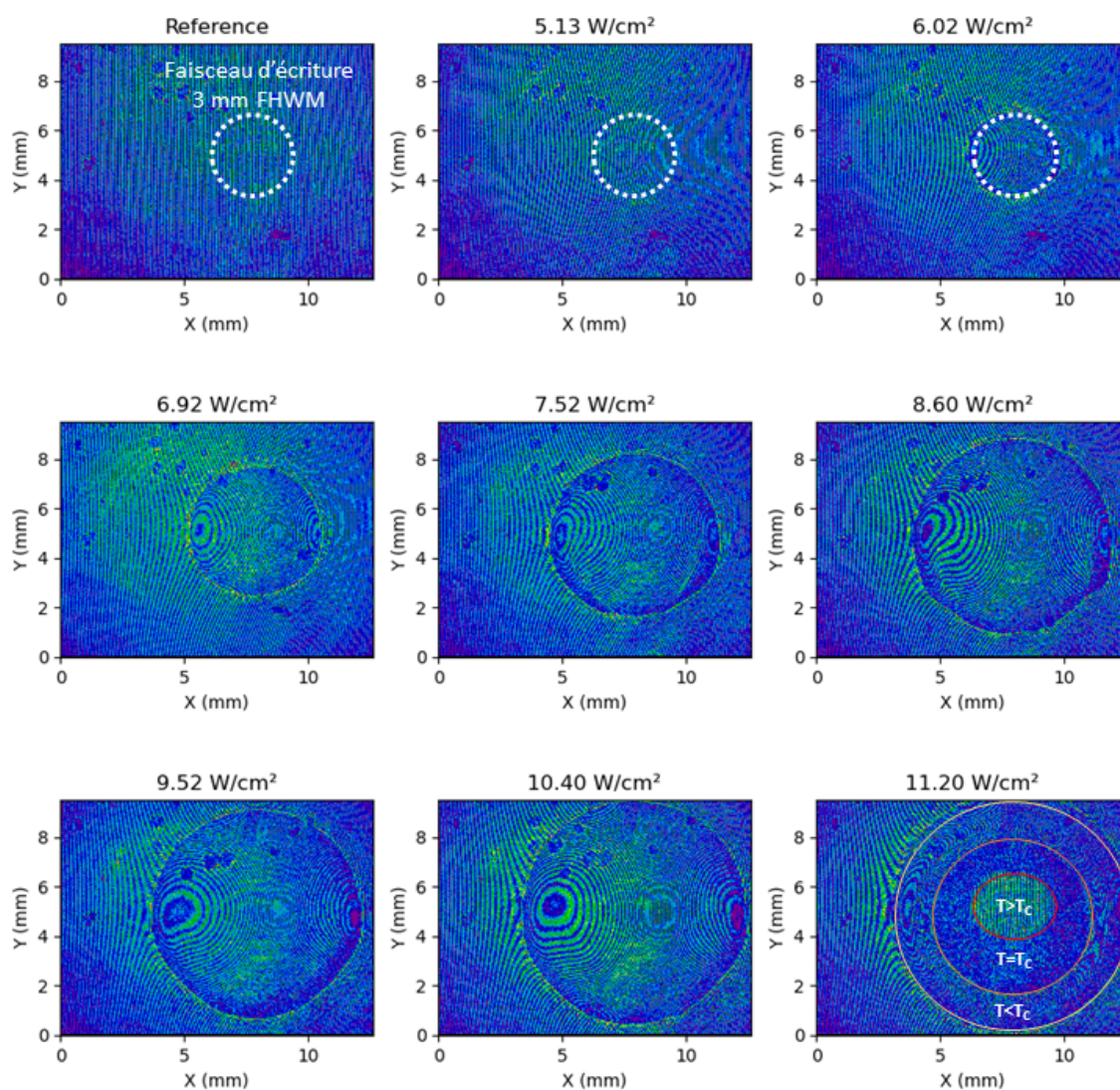


FIGURE 2.17 – Exemple de figures d'interférence obtenues sur le TOA-SLM numéro 13 pour différentes fluences d'écriture. Le faisceau d'écriture est gaussien avec un diamètre de 2.8 mm, sa position est indiquée à l'aide des pointillés blanc.



### 2.4.3 Modulation de phase maximale

Afin de caractériser la modulation de phase maximale, un motif simple est appliqué au laser d'écriture, il s'agit d'un éclairage circulaire gaussien de diamètre 2.8 mm FWHM dont le profil est présenté sur la Fig. 2.18a. Une excursion en puissance donne des profils de phase en fonction de différentes puissances surfaciques (TOA-SLM 13 sur la Fig. 2.18b). Le déphasage maximal généré selon l'axe extraordinaire en fonction de la puissance du laser d'écriture permet de mesurer  $\Delta n_e$ , la variation d'indice extraordinaire moyen dans LC via l'équation 2.13. Le déphasage est négatif car l'augmentation de la température entraîne une diminution de l'indice moyen.

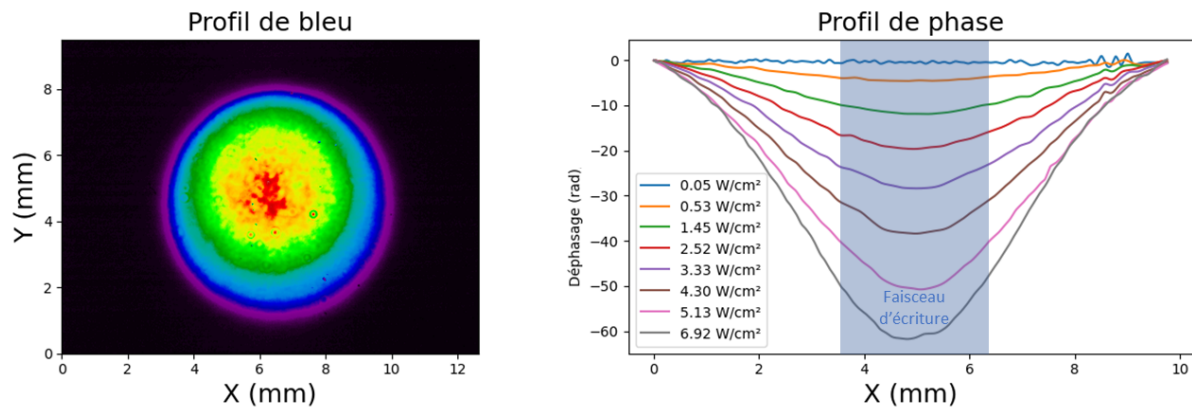


FIGURE 2.18 – (a) Profil du laser d'écriture. (b) Profil du déphasage obtenu pour différentes puissances surfaciques du laser d'écriture pour le TOA-SLM 13 selon l'axe extraordinaire.

Ces profils de phase permettent d'extraire le déphasage maximal. Ces études en puissance sont réalisées sur chacun des TOA-SLM. Les résultats de ces multiples caractérisations sont présentés dans la Fig. 2.19. Pour chaque dispositif le déphasage maximal est mesuré jusqu'à la fluence correspondant à la transition de phase.

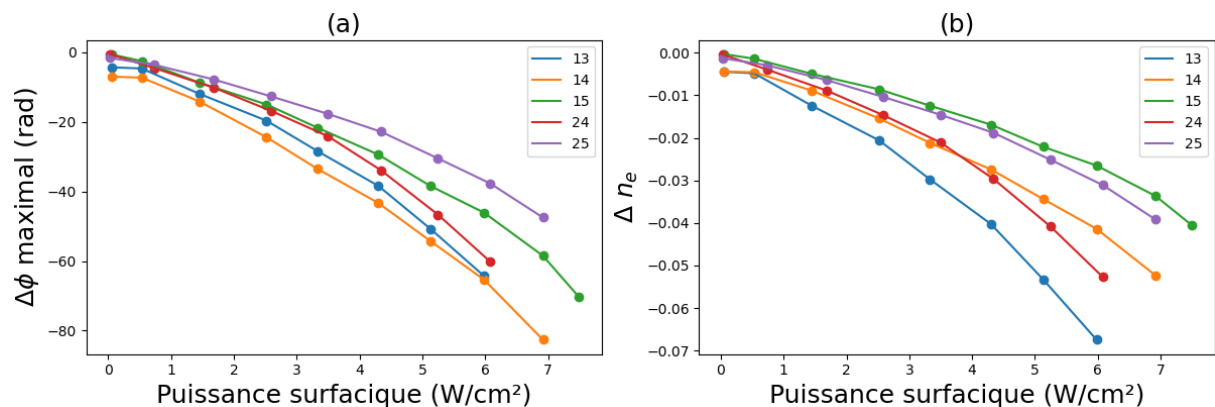


FIGURE 2.19 – (a) Déphasage maximal en fonction de la puissance du laser d'écriture pour l'ensemble des TOA-SLMs étudiés. (b) Variation d'indice extraordinaire  $\Delta n_e$  en fonction de la puissance du laser d'écriture pour les différents TOA-SLM.

La Fig. 2.19a montre la réponse en phase au laser d'écriture de l'ensemble des dispositifs. Une augmentation non linéaire du déphasage avec la puissance est observée. Les valeurs de déphasage maximal obtenues sont conséquentes, avec une valeur maximale comprise entre 50 et 85 radians pour l'ensemble

des SLM, pour une puissance surfacique de l'ordre de quelques  $W/cm^2$ . On remarque également que les valeurs maximales de déphasage sont obtenues pour les SLMs ayant l'épaisseur de LC la plus élevée (numéros 14 et 15 avec respectivement  $159 \mu m$  et  $175 \mu m$  de LC), ce qui était attendu. La variation d'indice extraordinaire moyen  $\Delta n_e$  associée est représentée sur la Fig. 2.19b.

Comparer des paires de SLMs est intéressant afin de comprendre comment chaque partie de leur structure affecte leur comportement. Les TOA-SLM 24 et 25 ont des structures identiques à l'exception de la face avant qui est respectivement en  $CaF_2$  et en  $Al_2O_3$ . La température de la couche de LC est bien plus grande avec la fenêtre en  $CaF_2$  qu'avec celle en  $Al_2O_3$ . On observe un facteur de quasiment 1.5 entre les deux  $\Delta n_e$  maximum. Thermiquement,  $CaF_2$  est plus isolant que  $Al_2O_3$  avec une conductivité thermique plus élevée d'un facteur 2.5. Un matériau plus isolant thermiquement améliore le confinement de la chaleur dans la couche de LC et donc la variation d'indice  $\Delta n_e$  accessible avec le SLM. Cette tendance, observée lors des simulations, est confirmée expérimentalement ici. Les TOA-SLMs 15 et le 24, sont différents par le matériau constituant le miroir. Pour le 15, il s'agit d'une superposition de Ge/Ag où le Ge est la couche absorbant le faisceau d'écriture et l'Ag joue le rôle du miroir réfléchissant le faisceau de lecture. Le 24 est constitué d'une couche d'au remplissant les deux rôles. La réponse du dispositif est bien meilleure pour le miroir en Au avec encore une fois un facteur 1.5 entre les  $\Delta n_e$  maximums. Expérimentalement, l'utilisation d'une seule couche métallique d'au semble donc être la meilleure solution afin d'avoir une génération de chaleur optimale au sein du LC. De plus un endommagement (apparition de structures et d'aspérités) des couches Ge/Ag est causé par le faisceau d'écriture sur cette structure qui semble mal supporter le dépôt de chaleur. En pratique, cette solution est donc écartée.

Les valeurs de  $\Delta n_e$  mesurées (0.07 par exemple pour le TOA-SLM 13) sont éloignées du maximum théorique possible  $\Delta n_{max} = 0.23$ , quand bien même la  $T_C$  est atteinte en face arrière du dispositif. Cela est dû au gradient thermique longitudinal présent dans le LC ainsi que mis en évidence lors des simulations ainsi que dans la section précédente 2.4.2. La valeur du  $\Delta n_e$  moyen mesuré sur l'épaisseur du LC est donc limitée par l'épaisseur L. En comparant  $\Delta\phi$  et  $\Delta n_e$  il est possible d'identifier une épaisseur optimale pour le LC. Cette dernière se situe aux alentours de  $100 \mu m$  et permet d'obtenir des valeurs de  $\Delta n_e \simeq 0.07$  et  $\Delta\phi \simeq 60$  rad à  $633$  nm.

#### 2.4.4 Résolution spatiale

La résolution spatiale est estimée en mesurant la phase obtenue en réponse à un motif périodique. Des réseaux et des damiers de différentes périodes sont utilisés afin d'étudier respectivement la résolution 1D et 2D. Les deux montages introduits plus tôt sont utilisés avec l'interféromètre de Michelson pour la résolution 1D et le SID4 pour la résolution en 2D. Le critère pour la résolution spatiale est la valeur du rapport  $R = \Delta\phi_{mod} / \Delta\phi_{moy}$  où  $\Delta\phi_{mod}$  est la différence de phase entre les maximums locaux et les minimums locaux des modulations périodiques et  $\Delta\phi_{moy}$  et la valeur de phase moyenne obtenue. Une valeur seuil de 0.5 est choisie, si un motif donne une valeur de rapport de modulation R en deçà de 0.5, alors sa période correspond à la limite de résolution spatiale du dispositif étudié.

La Fig. 2.20a présente un exemple de motif périodique du faisceau d'écriture lors de cette étude. La phase est représentée sur la Fig. 2.20c. Les valeurs d'intérêt sont également représentées et donnent un rapport R = 1.18.

La Fig. 2.21 représente divers exemples de motifs de damiers avec différentes périodes ainsi que les fronts d'onde mesurés grâce au SID4. Cette méthode est récente et n'a été utilisée que sur le dispositif 2 pouce numéro 43 mais s'est installée comme référence pour les caractérisations qui seront nécessaires à l'avenir.

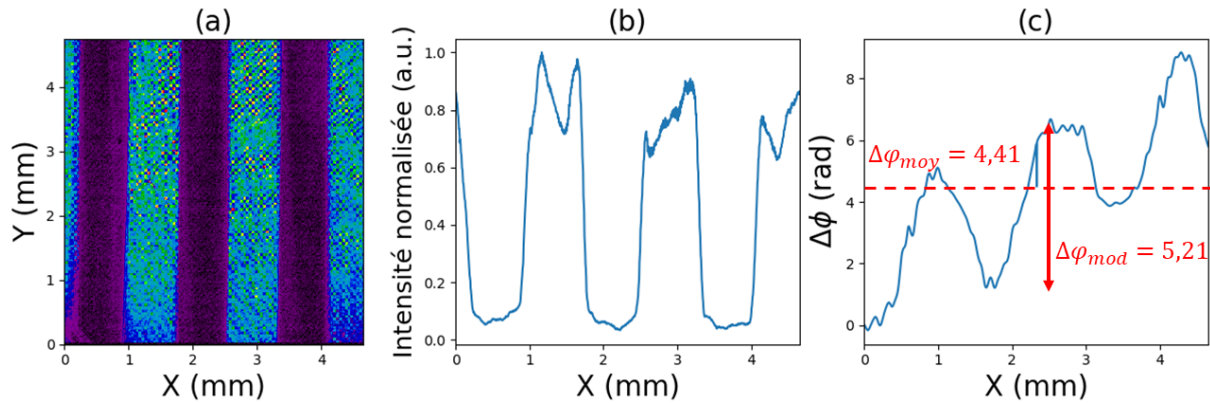


FIGURE 2.20 – (a) Motif du faisceau d'écriture. (b) Coupe normalisée de l'intensité de bleu. (c) Exemple de la phase obtenue correspondante sur le TOA-SLM numéro 14.

La Fig. 2.22 montre les résultats de l'ensemble des mesures effectuées. Pour rappel, une valeur de rapport R élevée signifie que les surmodulations sont importantes et que la limite de résolution n'est pas encore atteinte. On s'intéresse ici au moment où R franchit la valeur seuil de 0.5. Une extrapolation est nécessaire pour certains et les valeurs sont consignées dans le Tab. 2.6.

Référence	Nature de la fenêtre avant	Épaisseur de fenêtre avant	Nature du miroir	Épaisseur de LC	Résolution spatiale
13	BK7	1 mm	Au	96 $\mu\text{m}$	1.5 mm
14	$Al_2O_3$	1 mm	Au	159 $\mu\text{m}$	0.5 mm
15	$CaF_2$	1 mm	Ge/Ag	175 $\mu\text{m}$	0.9 mm
43	$SiO_2$	2 mm	Au	85 $\mu\text{m}$	0.9 mm

TABLE 2.6 – Caractéristiques des différents TOA-SLM étudiés et résolution spatiale mesurée.

D'emblée on remarque une résolution spatiale inférieure à 1 mm pour la plupart des TOA-SLM. Parmi les SLMs de 1 pouce, le 14 est celui ayant la meilleure résolution avec une fenêtre avant en  $Al_2O_3$ , suivi du 15 en  $CaF_2$  et du 13 en BK7. Cette tendance prouve qu'il y a un réel gain de résolution grâce aux matériaux dont la conductivité thermique est élevée ce qui confirme un comportement déjà vu au cours des simulations. Le SLM 43 mesurant deux pouces avec une fenêtre avant en  $SiO_2$  dispose de la même résolution que le 15 possédant un matériau plus conducteur thermiquement. De plus les valeurs des constantes thermiques de  $SiO_2$  et BK7 sont proches, or la résolution du SLM 43 de deux pouces est bien meilleure que celle du numéro 13. Il semble donc qu'un gain conséquent sur la résolution soit dû à la grande dimension latérale du SLM 43. C'est un comportement qui avait également été observé au cours des simulations et qui se confirme ici. Enfin, aucun écart conséquent n'est présent entre la résolution selon X ou selon Y pour le SLM 43 ce qui présage d'un comportement isotrope dans ces deux directions.

Pour conclure, les valeurs de résolutions obtenues ici sont submillimétriques. Par ailleurs, l'utilisation de TOA-SLM de 2 voir 3 pouces permet d'avoir une zone de travail utile plus grande, et d'augmenter le nombre de points de contrôle afin de compenser cette résolution. On observe également que travailler avec des SLMs de deux pouces améliore la résolution d'un facteur 1.5 par rapport à ceux d'un pouce. De même, un matériau conducteur thermique en face avant tel que  $Al_2O_3$  permet de gagner un facteur 3 sur la résolution. On a donc une nette amélioration de la résolution avec ces deux degrés de liberté.

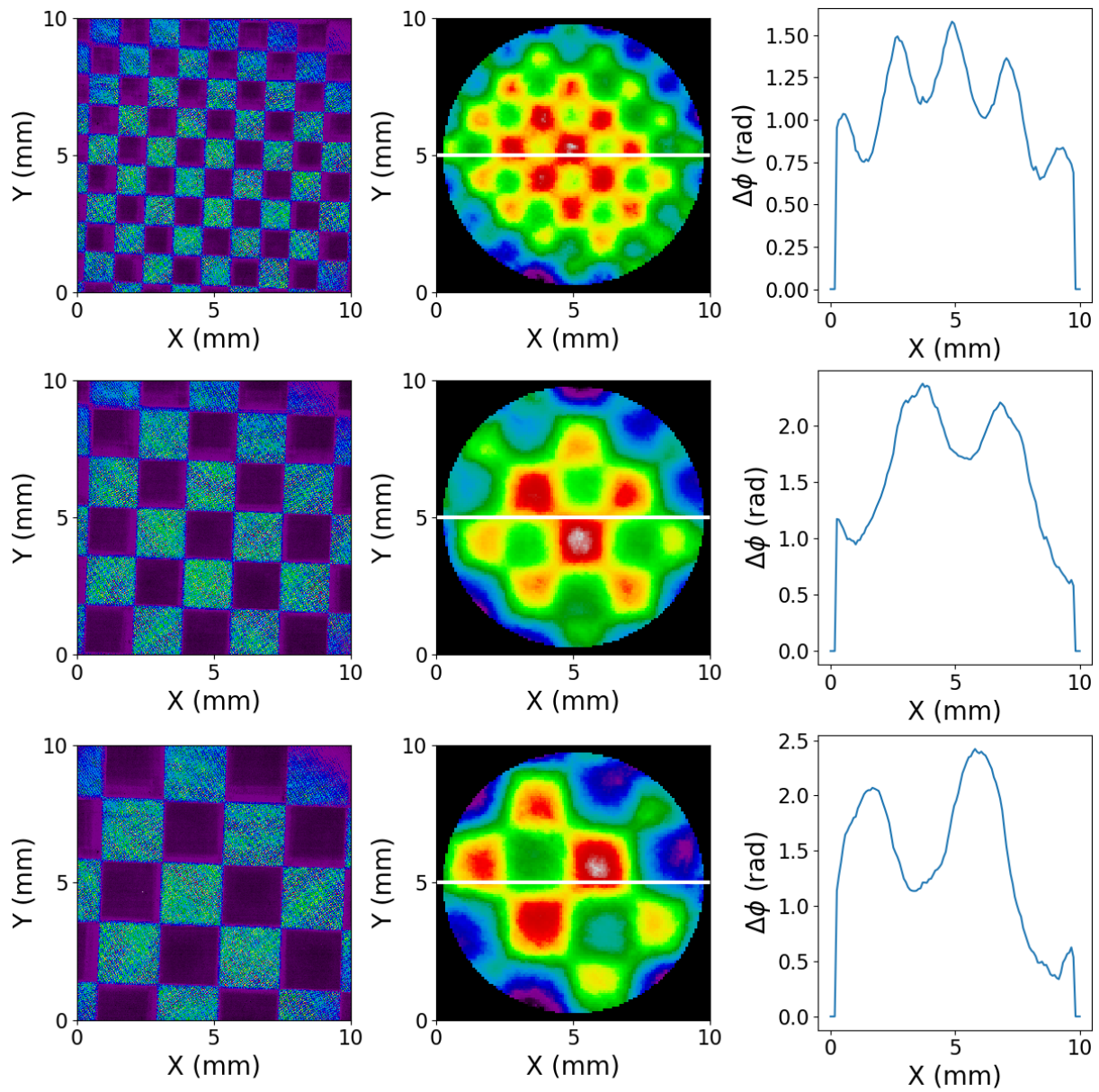


FIGURE 2.21 – Colonne de gauche : Exemples de motifs périodiques de damiers sur la couche métallique. Colonne centrale : front d’onde correspondant mesuré sur le SID4. Colonne de droite : coupe dans la phase au niveau de la ligne blanche.

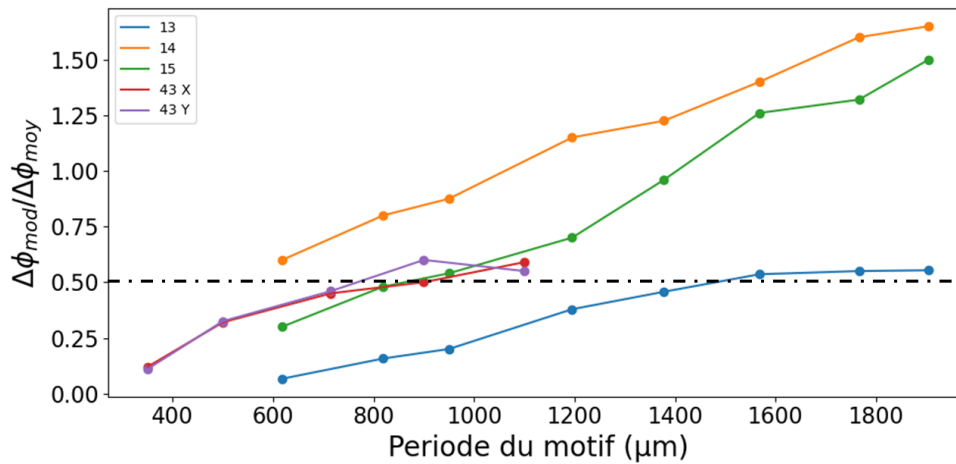


FIGURE 2.22 –  $R = \Delta\phi_{mod} / \Delta\phi_{moy}$  en fonction de la période spatiale du motif d'écriture sur différents TOA-SLM

## 2.5 Performances du dispositif optimisé

### 2.5.1 Design optimal

D'après les simulations ainsi que les expérimentations précédentes nous arrivons donc à un design optimal pour notre dispositif. Ce dernier est le numéro 43 et a une taille de 2 pouces (Fig. 2.23). Il est conçu afin d'être capable de générer une phase supérieure à 20 radians à 633 nm.

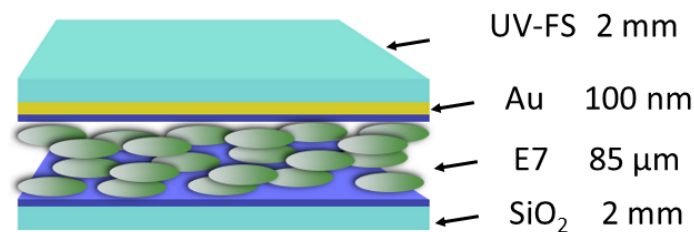


FIGURE 2.23 – Structure optimale pour le TOA-SLM.

Le substrat est en UV-FS avec une épaisseur de 2 mm offrant un compromis entre amplitude de modulation de phase et résolution spatiale. Le miroir est une couche métallique d'au. Le cristal liquide a une épaisseur optimale de 85 μm permettant de générer une phase conséquente tout en limitant le gradient thermique dans ce dernier. La fenêtre avant, quant à elle, est en SiO<sub>2</sub>. Un gain en résolution est possible, en remplaçant cette dernière par une fenêtre en Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Ce dispositif est celui utilisé pour générer des fronts d'onde complexes tels que ceux présentés dans la Fig. 2.24.

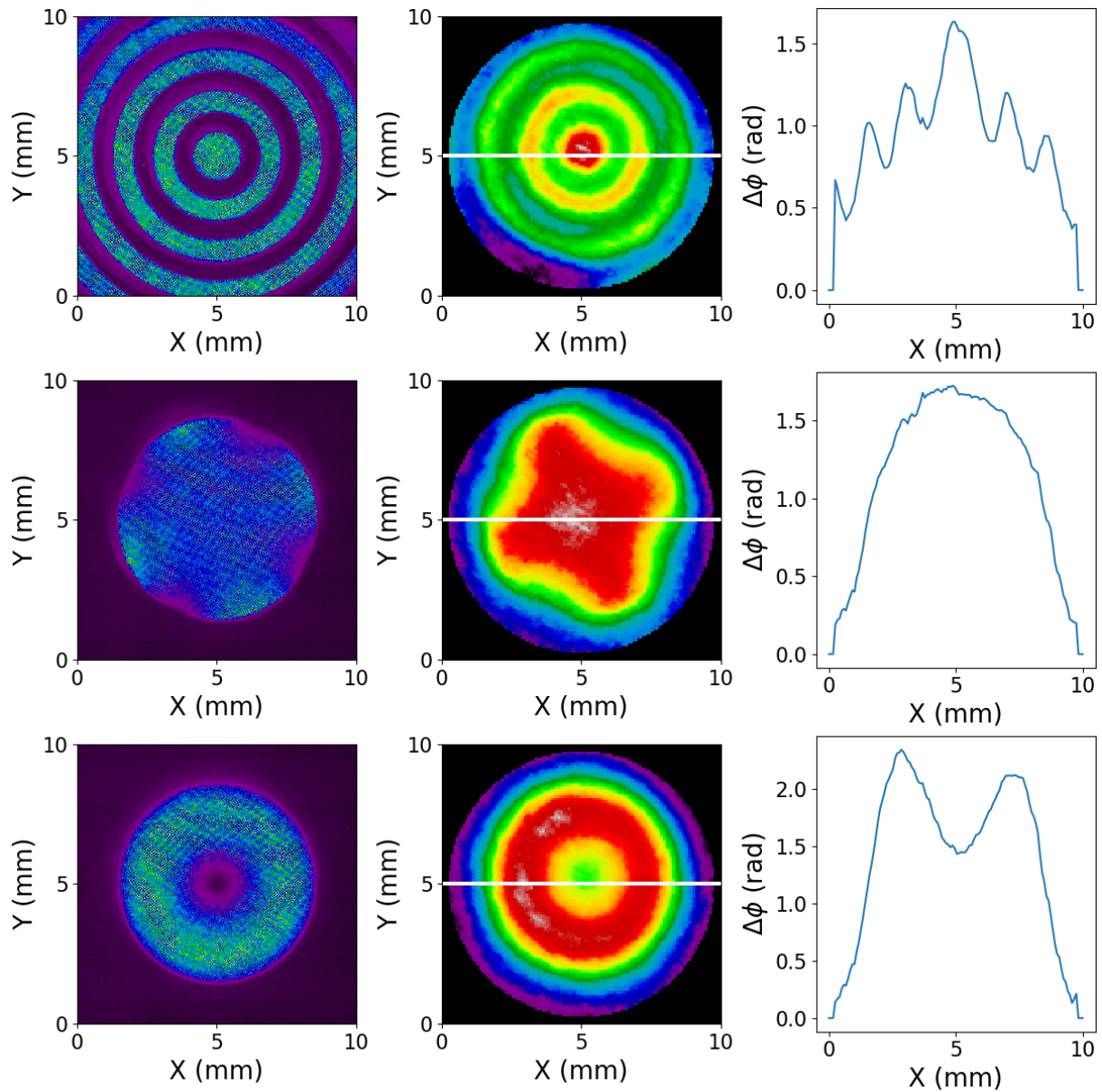


FIGURE 2.24 – Quelques exemples de modifications de fronts d’onde complexes obtenues avec le SLM numéro 43. Colonne de gauche : motif d’écriture, colonne du milieu : modification du front d’onde mesurée, colonne de droite : coupe dans le front d’onde au niveau de la ligne blanche.

## 2.5.2 Performances typiques

Ici sont détaillées les performances optiques du dispositif optimal qui vient d'être présenté. Ces dernières sont mesurées sur le SLM 43. Tout d'abord sa réflectivité est mesurée et est présentée dans la Fig. 2.25.

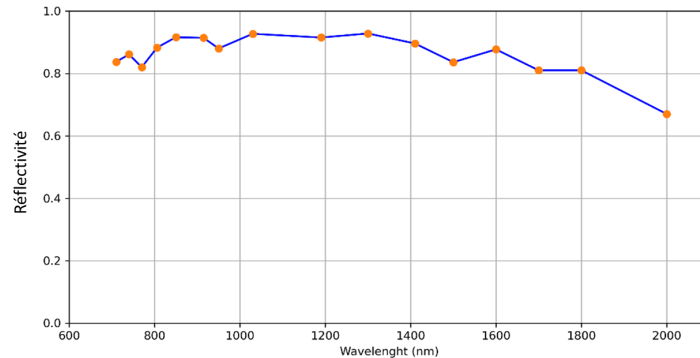


FIGURE 2.25 – Réflectivité du TOA-SLM en fonction de la longueur d'onde incidente.

La réflectivité est convaincante dans le visible et le proche infrarouge avec des valeurs constamment au-dessus de 80% et atteignant même les 95% à 1030 nm. Ce qui en fait un très bon concurrent aux SLM classiques. De plus son acceptation spectrale permet d'adresser des faisceaux dont la longueur d'onde est comprise entre 500 nm et 3000 nm [52] ce qui est idéal pour une utilisation avec des lasers impulsionnels. À une longueur d'onde de 800 nm, E7 possède une GVD selon l'axe extraordinaire de  $313 \text{ fs}^2/\text{mm}$  et une TOD de  $300 \text{ fs}^3/\text{mm}$ .  $\text{SiO}_2$  a une GVD de  $36 \text{ fs}^2/\text{mm}$  et une TOD de  $28 \text{ fs}^3/\text{mm}$ . Une impulsion à 800 nm réfléchi sur le TOA-SLM au repos subit un chirp de  $200 \text{ fs}^2$  et une TOD de  $170 \text{ fs}^3$  ce qui est peu et permet de travailler confortablement avec de courtes impulsions sans perturbations majeures.

La Fig. 2.26 présente le front d'onde au repos du TOA-SLM. Il est globalement plan avec une déformation maximale de 30 nm au repos. Cette valeur est du même ordre de grandeur et même meilleure que celle des DMs actuellement commercialisés.

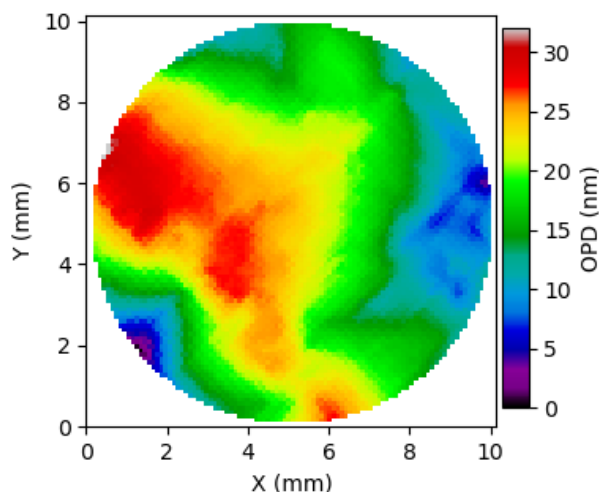


FIGURE 2.26 – Front d'onde du TOA-SLM au repos.

L'adressage thermo-optique permet une modulation de la phase continue, et non segmentée à la différence des SLMs usuels. En revanche cela implique aussi une dynamique temporelle plus lente du

TOA-SLM avec un temps de commutation de l'ordre de la dizaine de secondes. Le taux de rafraîchissement est de quelques centaines de ms. La résolution spatiale, limitée par la diffusion thermique, est au mieux de l'ordre de 0.5 mm. Cette faible valeur est néanmoins compensée par la possibilité de travailler sur une pupille de travail de 50 mm x 50 mm. Sous sa forme optimale (TOA-SLM numéro 43), on dispose donc d'environ 50 points de contrôles par  $cm^2$ .

Enfin les capacités de façonnages sont conséquentes. Avec une couche de LC d'environ 100  $\mu m$ , des déphasages supérieurs à 50 radians (à 633 nm) sont atteints avec des  $\Delta n$  moyens avoisinant les 0.1 sur l'épaisseur du LC. Le tableau 2.7 récapitule les performances du TOA-SLM optimal.

Propriétés	Performances du TOA-SLM
Réfectivité	95% à 1030 nm
Acceptance spectrale	de 500 nm à 3000 nm
Surface utilisable	>10 $cm^2$ pour un TOA-SLM de 2 pouces
Temps de commutation ON/OFF	10 secondes
Résolution spatiale	0.5 mm
Dynamique de modulations de phase	Plusieurs dizaines de radians (@ 633 nm)
Seuil d'endommagement	A suivre

TABLE 2.7 – Performances du TOA-SLM optimisé.

À ce niveau-là, une inconnue persiste sur la tenue au flux du dispositif. En effet il est voué à être utilisé dans des lignes lasers à puissances moyennes et/ou crête élevées. Le seuil d'endommagement laser est donc une donnée importante et déjà limitante chez les SLMs classiques où les électrodes s'endommagent rapidement. Qu'en est-il pour le TOA-SLM? C'est la question que nous élucidons au cours des deux chapitres suivants.





## Chapitre 3

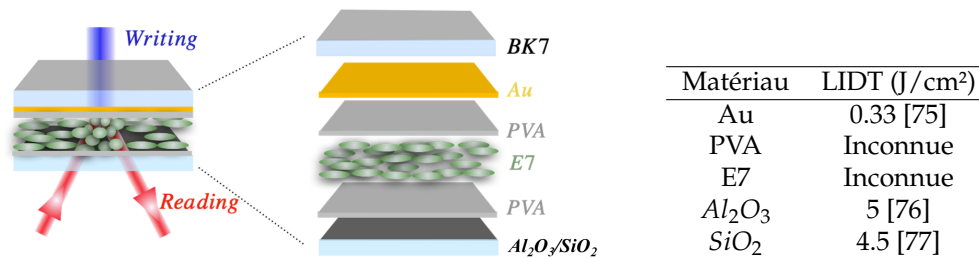
# Seuil de dommage laser des cristaux liquides en régime femtoseconde

### 3.1 Introduction

#### 3.1.1 Motivations

L'objectif de ce chapitre est de déterminer le seuil de dommage des cristaux liquides en régime femtoseconde afin d'identifier parmi les éléments composant le TOA-SLM, celui susceptible de s'endommager en premier. Une des applications possibles pour le TOA-SLM est son utilisation dans des lignes laser à puissance moyenne et/ou crête élevée. Ce dernier peut notamment être placé au sein d'une ligne 4f afin de réaliser de la modulation de phase spectrale ou encore en incidence directe du faisceau pour de la modulation d'amplitude ou de phase [53, 69]. Certaines applications requièrent donc un seuil d'endommagement laser (Laser Induced Damage Threshold ou LIDT) élevé. Sur le plan scientifique on peut citer des applications telles que le contrôle en polarisation d'impulsions nanosecondes énergétiques [70]. Pour ce qui est des lasers d'usinage industriels on peut parler d'applications comme l'écriture par laser parallèle avec la manipulation d'impulsions de l'ordre de la dizaine de  $\mu\text{J}$  [71] ou encore la fabrication tridimensionnelle par laser femtoseconde où sont utilisées des impulsions ayant une fluence de l'ordre de  $5 \text{ J}/\text{cm}^2$  [72], et où les capacités de tenue aux flux des LC-SLMs implémentés dans la chaîne laser sont limitantes [73]. L'étude est menée à la longueur d'onde d' $1 \mu\text{m}$  qui est celle utilisée, entre autres, pour de la micro-structuration, l'une des applications principales actuelles des lasers ultra-rapides. L'investigation du LIDT de LCs à  $\simeq 1 \mu\text{m}$  en régime femtoseconde ainsi que l'identification des mécanismes responsables de l'endommagement est donc primordiale. En effet, parmi les SLMs exploitant l'anisotropie electro-optique des LCs, l'électrode est reconnue pour être l'élément limitant en terme de LIDT, qu'elle soit faite d'oxyde d'indium-étain (ITO) [51, 70] ou en Nitrure de Gallium (GaN) [74]. Un des avantages du dispositif TOA-SLM, outre sa large acceptation spectrale, est l'abandon des électrodes laissant place à un miroir métallique nécessaire au contrôle thermo-optique [52]. De ce fait, en l'absence du matériau limitant, il est d'autant plus important de déterminer le seuil d'endommagement intrinsèque des LCs en régime femtoseconde car le LIDT des TOA-SLM est à priori plus élevé que celui des SLMs classique.

Le TOA-SLM est un dispositif multicouche (Fig. 3.1) dans lequel les seuils d'endommagement des matériaux en régime femtoseconde sont tous connus à l'exception du LC et de la couche d'ancrage de PVA. Toutes ces raisons font que l'étude de l'endommagement des LCs est une étape préliminaire et néanmoins primordiale dans l'adaptation, l'optimisation et l'intégration des LC-SLMs sur des lasers à haute puissance. L'étude présentée dans la suite de ce chapitre est donc consacrée à la levée de ces



**Figure 3.1 & Table 3.1** – Représentation des différentes couches composant le TOA-SLM et LIDT de chacune d'entre elles en régime femtoseconde à  $\approx 1 \mu\text{m}$ . Le tableau comporte les valeurs de LIDT connues avant cette étude pour une exposition N-on-one en femtoseconde.

inconnues en se focalisant d'abord sur le LIDT de différents cristaux liquides. Une mesure du LIDT de la couche de PVA est également réalisée en parallèle. À noter que cette étude a également été publiée [78] et a été sélectionnée par l'éditeur ("Editor's Pick").

### 3.1.2 Seuil d'endommagement laser

L'endommagement laser résulte du couplage de l'énergie laser dans un matériau et de la succession de processus physiques qui en résultent :

1. Absorption par le matériau (linéaire, non-linéaire ou localisée dans des défauts)
2. Transfert de l'énergie (par biais électronique, ou par diffusion de la chaleur)
3. Réponse du matériau (changement de phase, déplacement de matière ou contraintes mécaniques)
4. Endommagement (fracturation, ablation, etc...)

Les processus impliqués dépendent de la longueur d'onde ainsi que de la durée d'impulsion du laser. Dans la suite on considère plusieurs processus d'endommagement :

- L'absorption intrinsèque du LC qui est directement liée à l'apparition d'effets thermiques.
- L'absorption localisée sur un défaut absorbant qui, même de taille nanométrique, peut entraîner une absorption conséquente d'énergie menant à l'endommagement.
- Les effets de fatigue ou d'incubation lors de tirs multiples (N-on-1)
- Les effets non-linéaires

L'ensemble de ces processus implique un aspect probabiliste intrinsèque à la mesure d'un LIDT provenant du fait que les défauts aléatoires des matériaux participent grandement aux mécanismes d'endommagement. D'un point de vue métrologique, il est primordial d'avoir des informations précises sur le profil spatial du faisceau laser et notamment sa surface effective, sa forme temporelle, le nombre de tirs, la cadence et son énergie. Dans le cas du régime femtoseconde la puissance crête élevée conduit à l'ionisation du matériau qui dépend directement de l'intensité maximale qu'il est nécessaire de connaître avec précision.

Il est également capital de bien choisir le critère d'endommagement utilisé pour la détection des dommages. La norme ISO définit le dommage comme : "Toute modification visible sous un microscope à contraste interférentiel avec un grossissement de x100 au minimum." La détection du dommage pouvant survenir en temps réel ou post-mortem.

Plusieurs types de mesures se distinguent dans la mesure du LIDT (R-on-one, raster scan, test large faisceau, etc...) dont deux qui sont utilisées dans la suite de ce chapitre :

- 1-on-1 : une impulsion unique est transmise sur chaque site d'endommagement.

— N-on-1 : un train d’impulsion est transmis sur chaque site d’endommagement.

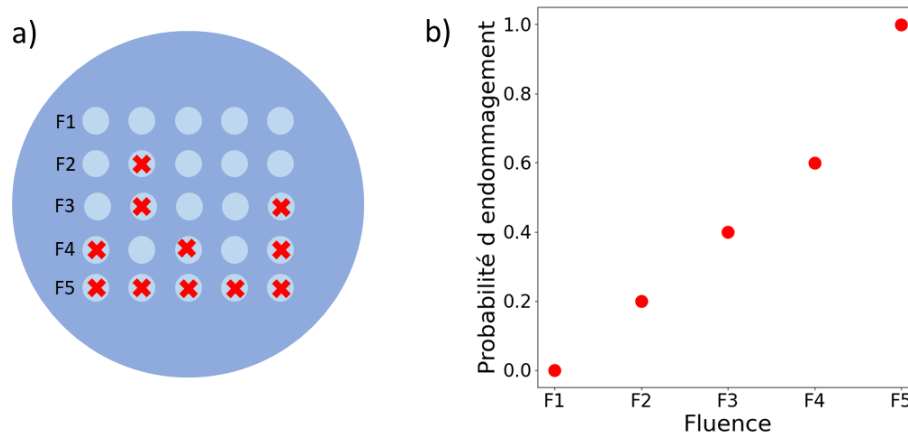


FIGURE 3.2 – (a) Illustration d’une expérience d’endommagement, chaque rond clair est un site d’endommagement et une croix rouge correspond à l’observation d’un dommage. La fluence est identique sur une même ligne et croissante de haut en bas. (b) Représentation de la probabilité d’endommagement correspondante en fonction de la fluence.

Dans les deux cas plusieurs sites sont utilisés pour une même fluence avant d’augmenter cette dernière. La Figure 3.2 montre un schéma simplifié d’une mesure d’endommagement où chaque rond clair est un site d’endommagement et une croix rouge correspond à l’observation d’un dommage. La fluence est identique sur une même ligne et croissante de haut en bas. A partir de ce genre de tests une représentation de la probabilité d’endommagement en fonction de la fluence est extraite. Laquelle permet d’accéder à la valeur du LIDT ainsi que la valeur des différentes incertitudes.

### 3.1.3 État de l’art

Plusieurs études du LIDT sur des cristaux liquides ont déjà été menées avec des impulsions nanosecondes dans le proche infrarouge [79, 80]. Plus récemment, Kosc et al. ont rapporté une méthode systématique afin de déterminer le LIDT de cellules de cristal liquide épaisses (épaisseur de LC  $\simeq 100 \mu\text{m}$ ) pour des impulsions de durée comprise entre 600 fs et 1.5 ns à différentes longueurs d’onde (351 nm, 532 nm et 1053 nm) [81]. Ils obtiennent plusieurs résultats majeurs :

1. le seuil de dommage augmente en  $\sqrt{\tau}$  où  $\tau$  est la durée.
2. le LIDT dépend de la longueur d’onde avec un facteur  $\times 150$  entre 1053 nm et 351 nm.
3. les matériaux dont la structure électronique est dite saturée présentent des LIDT plus élevés que leurs analogues non-saturés.

Une molécule organique est saturée lorsque les composés cycliques de carbone qui la constituent sont liés uniquement par des liaisons covalentes simples avec une localisation électronique forte impliquant une valeur de gap énergétique élevée. À l’inverse, un matériau est non-saturé dès lors que des liaisons doubles sont impliquées dans ses composés cycliques de carbone. La présence de ces liaisons décale typiquement la bande d’absorption vers les longueurs d’onde élevées impliquant un gap énergétique plus faible. D’après [81], on a donc un gap proportionnel à la valeur du LIDT.

Toujours d’après [81], le LIDT de E7 à 600 fs FWHM à 1030 nm est de  $0.7 \text{ J/cm}^2$  en régime monocoup. Cependant pour des durées d’impulsions plus courtes le LIDT est encore à déterminer. Dans la suite de ce chapitre nous compléterons donc cette étude par nos mesures.

L'investigation menée dans ce chapitre a pour objectif la mesure des LIDT de différents LCs en 1-on-1 (en régime monocoup) et en N-on-1 pour diverses cadences allant de 100 Hz à 1 MHz. Différents LCs nématiques sont étudiés (E7, MLC2132 et MLC2073) à 1030 nm. Les durées d'impulsion sont ajustées entre 180 fs FWHM et 1.8 ps afin de déterminer la dépendance du LIDT avec la durée d'impulsion.

### 3.1.4 Mécanismes d'endommagement de films minces

L'étude présente plusieurs spécificités originales du point de vue des échantillons utilisés :

- J'utilise des films minces de LCs auto-suspendus
- Le critère d'endommagement est la rupture des films

Cela permet de s'affranchir des phénomènes d'auto-focalisation (nous travaillons avec des épaisseurs de  $\simeq 100$  nm) ainsi que des éventuelles perturbations que peuvent entraîner des substrats ou des couches d'ancrage sur la valeur du LIDT mesuré. Cependant, la combinaison de ces deux spécificités fait que l'endommagement mesuré dépend fortement des paramètres mécaniques impliqués dans le maintien d'un film et notamment de la tension superficielle. Dans l'expérience, la membrane est chauffée en son centre via un laser spatialement gaussien. L'étude de J.B. Poursamad et al. [82] présente les développements mathématiques permettant de comprendre au mieux les effets macroscopiques présents dans la membrane. Cet échauffement crée un gradient thermique au sein du film. L'apparition d'un gradient de température donne naissance à un gradient de tension de surface [83]. Ces variations de tension de surface font apparaître des contraintes parallèles à la surface du film, lesquelles génèrent des mouvements de matière dans le film (l'effet Marangoni). Il se produit deux courants de déplacement de matière illustrés schématiquement sur la Fig. 3.3. L'un, proche de la surface supérieure, amène de la matière au milieu du film et, l'autre, au niveau de l'interface inférieure, ramène cette matière vers les bords du film. Une augmentation de l'échauffement laser favorise celui de la partie inférieure, engendre une perte de matière au centre (visible sur la Fig. 3.7c) jusqu'à ce que le film devienne trop fin en son centre et se rompe.

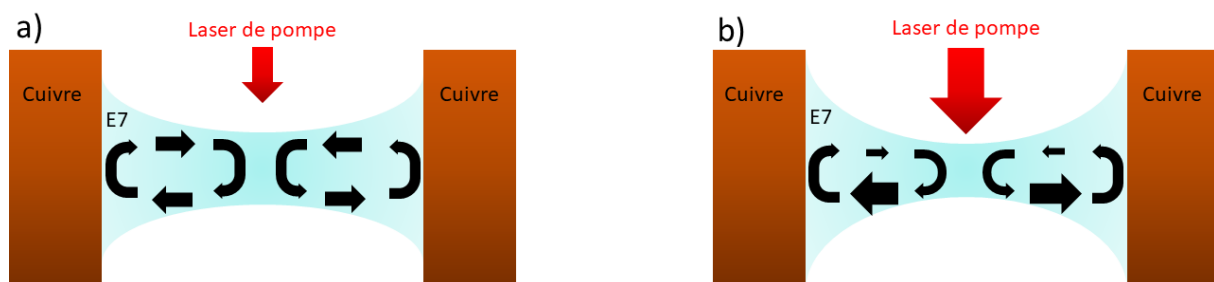


FIGURE 3.3 – Illustration des courants de déplacement de matière présents dans le film lorsque l'échauffement laser n'est pas suffisant pour mener à la rupture du film (a) et lorsqu'un déséquilibre menant à la rupture apparaît (b) dès lors que l'échauffement laser est trop élevé.

La rupture étant entraînée par l'apparition de l'effet Marangoni, cela signifie qu'elle survient suite à une réorganisation structurale du film sous l'effet d'une variation de température. Or dans les dispositifs à LCs et notamment le TOA-SLM l'apparition de tels mouvements de matière et l'élévation de température parasite est totalement délétère. C'est pourquoi un critère tel que la rupture du film instigué par des mouvements de matière dus à un échauffement est pertinent comme critère d'endommagement des LCs.

On distingue deux régimes d'endommagement. Dans le premier, l'endommagement des LCs est principalement causé par l'absorption linéaire résiduelle et il est d'ordre thermo-mécanique. Cette dernière provient des défauts de structure et des impuretés présents dans la matière et engendre des effets thermiques dans les films et notamment l'effet Marangoni tel que décrit dans [84] et déjà présenté précédemment.

Le deuxième régime d'endommagement implique uniquement les propriétés intrinsèques du cristal liquide et plus particulièrement sa structure et ses caractéristiques électroniques. En effet, le cristal liquide est un diélectrique classique, il est donc impliqué dans les mêmes mécanismes d'endommagement : l'ionisation multiphoton, l'ionisation par impact et la transition sub-picoseconde des électrons hors de la bande de conduction. On se focalise ici sur les deux premiers phénomènes d'ionisation, en effet ils sont considérés dans la plupart des études [85-87] comme responsables principaux de l'endommagement des diélectriques.

Afin de mieux comprendre comment ces derniers peuvent causer un endommagement il est nécessaire de connaître leur origine. Il faut tout d'abord considérer le taux de génération d'électrons dans le diélectrique, ce dernier s'exprime en fonction du temps en considérant l'excitation mais également la relaxation des électrons, par la relation :

$$\frac{dN(t)}{dt} = \alpha N(t)I(t) + \beta_m [I(t)]^m - \frac{N(t)}{T} \quad (3.1)$$

Où  $N$  est la densité d'électron,  $\alpha$  le coefficient d'ionisation d'impact,  $\beta_m$  le coefficient d'absorption multiphoton d'ordre  $m$ ,  $T$  le temps effectif de relaxation et  $I(t)$  l'intensité d'impulsion laser en fonction du temps. On considère alors que l'endommagement et donc la rupture du film a lieu lorsque  $N(t) = N_{max} = N_{crit}$ . Ce  $N_{crit}$  correspond à la densité critique du plasma ( $10^{21} \text{ cm}^{-3}$  à 1053 nm [85]) qui est la densité à partir de laquelle la fréquence du plasma d'électrons est égale à la fréquence du laser. On voit donc clairement dans ce modèle que l'endommagement est une compétition entre l'ionisation par impact représentée par le coefficient  $\alpha$  et l'ionisation multiphoton avec le coefficient  $\beta_m$ . L'expression de  $\beta_m$  est obtenue grâce à la théorie de Keldysh sur la photoionisation [88]. La présence de variables temporelles dans cette équation fait qu'une étude du LIDT (donc directement relié à  $N(t)$ ) en fonction de la durée d'impulsion permet de caractériser la compétition entre ces deux mécanismes électroniques.

Finalemt, l'étude multi-paramétrique présentée dans ce chapitre a aussi pour but d'identifier les mécanismes dominants responsables de l'endommagement en fonction des paramètres de la pompe, qu'ils soient d'ordre thermo-mécanique ou électro-optique.

## 3.2 Configuration expérimentale

### 3.2.1 Dispositif expérimental

La source utilisée est un Pharos PH2-SP-1mJ (Light Conversion). Il s'agit d'un laser femtoseconde Ytterbium pompé par diode qui émet à une longueur d'onde centrale de 1030 nm. La durée des impulsions émises est ajustable entre 183 fs FWHM et 10 ps via un contrôle de la compression du laser. La durée d'impulsion est contrôlée pour chaque compression par une mesure d'auto-corrélation résolue spectralement (SHG-FROG) réalisée à l'aide d'un Frozzer, un dispositif commercialisé par FASTLITE (Fig. 3.4c).

La cadence de la source peut être ajustée de l'émission mono-coup jusqu'à 1 MHz avec une énergie par impulsion comprise entre 1 mJ (en mono-coup) et 6  $\mu$ J (à 1 MHz). La stabilité en énergie entre deux impulsions est mesurée à 0.5% RMS.

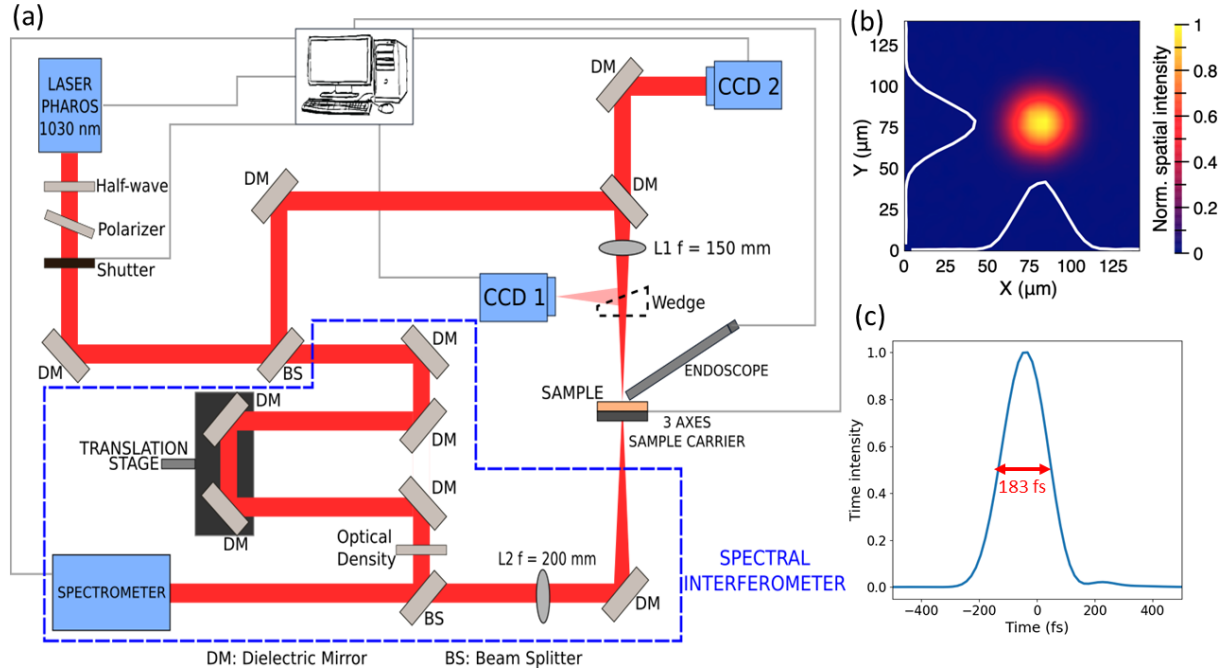


FIGURE 3.4 – (a) Montage expérimental utilisé pour les mesures de LIDT. DM : Miroir diélectrique, BS : beam splitter. (b) Visualisation avec CCD1 du faisceau laser au foyer et donc sur l'échantillon. (c) Intensité temporelle de l'impulsion laser reconstruite à partir d'une mesure de SH-FROG.

La Fig. 3.4a présente le montage expérimental. Le faisceau laser est polarisé linéairement et focalisé sur l'échantillon avec une lentille plano-convexe ( $L1 : f = 150$  mm) en incidence normale. Le profil ainsi que la dimension du faisceau laser au foyer sont mesurés à l'aide d'une caméra CCD (CCD1 : WinCamD-UCD12). La Fig. 3.4b montre un profil spatial typique. La taille du faisceau considérée est le diamètre efficace ( $d_{eff}$ ) exprimé comme :

$$d_{eff} = \frac{d_{1/e^2}}{\sqrt{2}} \quad (3.2)$$

où  $d_{1/e^2}$  est le diamètre du faisceau à  $1/e^2$ . On mesure un diamètre de  $d_{eff}=35\pm 5$   $\mu$ m au foyer qui est le diamètre utilisé dans le calcul des puissances surfaciques présentées dans la suite. L'atténuateur directement intégré au laser ainsi qu'un ensemble lame demi-onde suivie d'un polariseur linéaire situé en sortie de source permet d'ajuster l'énergie transmise à l'échantillon. La puissance de la pompe est mesurée au niveau de l'échantillon à l'aide d'un puissance mètre (Gentec-eo, UP12E-10S-H5-INT) calibré pour 1030 nm avec une erreur systématique de  $\pm 2.5\%$ . L'échantillon est, quant à lui, placé sur une plateforme de translation XYZ motorisée (Newport) qui dispose d'une précision de 1  $\mu$ m. Une autre caméra CCD (CCD2 : Thorlabs DCC1545M-GL) permet de contrôler la position latérale de l'échantillon par rapport au faisceau de pompe. Enfin un endoscope permet de visualiser l'état de l'échantillon en temps réel (Fig. 3.5a).

### 3.2.2 Présentation des échantillons : films minces auto-suspendus

Comme évoqué précédemment, la nature fluide des LCs requiert la présence de substrats de confinement ainsi que des couches de PVA (polymère d'ancrage). Cette structure multicouche peut conduire à des mesures erronées de seuils d'endommagement que ce soit par des effets non linéaires dans les substrats comme l'auto-focalisation ou encore à cause d'interactions avec la couche d'ancrage. Ainsi, l'étude porte sur des films minces auto-suspendus de LCs nématiques. Ce type d'échantillon est déjà utilisé dans d'autres contextes en phase smectique, par exemple pour l'étude des interactions laser-plasma [89, 90].

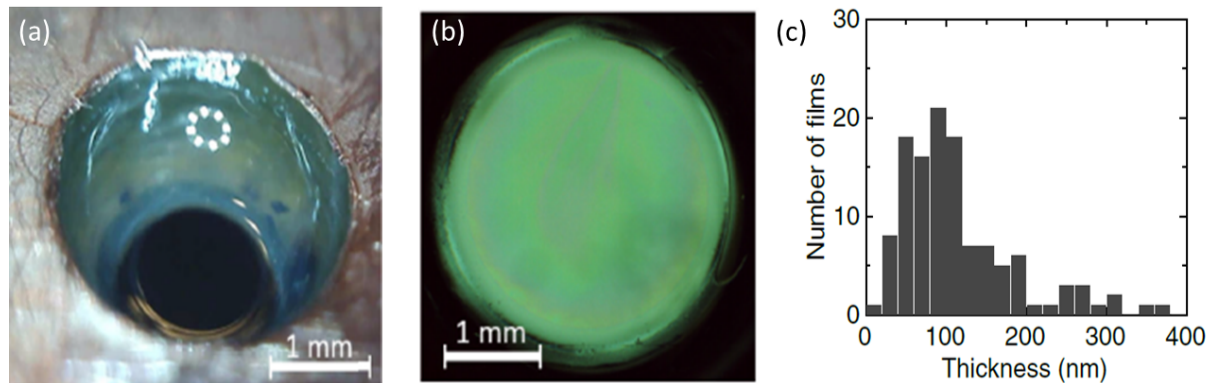


FIGURE 3.5 – (a) Film de LC visualisé *in situ* à l'aide de l'endoscope (les cercles lumineux présents au centre sont la réflexion des lumières de l'endoscope sur la surface du film). (b) Film de LC observé au microscope optique (en transmission avec une lumière non polarisée). (c) Distribution de l'épaisseur des films réalisés tous type de LC confondus.

La procédure de réalisation des films est celle décrite dans [89, 90]. Le support des films est une plaque de cuivre d'épaisseur 1.6 mm avec un trou de 3 mm de diamètre. Une goutte de LC est déposée proche du trou, goutte répandue ensuite par-dessus l'ouverture avec une lame de rasoir créant ainsi un film qui s'étend entre les bords du trou comme on peut le voir sur l'image prise par endoscope Fig. 3.5a. Le film est ensuite observé par microscopie optique (Fig. 3.5b), au centre le film est le plus mince mais s'épaissit lorsqu'on se rapproche des bords en un ménisque plus épais. L'épaisseur au centre est par la suite mesurée par interférométrie spectrale (voir partie 3.3.1). L'épaisseur typique varie entre 50 nm et 400 nm et vaut en moyenne 100 nm pour tous les types de LCs utilisés (Fig. 3.5c). Le fait de travailler sur des films minces auto-suspendus permet de simplifier les interactions lumière-matière, mais c'est aussi un moyen pratique de renouveler l'échantillon cela offre ainsi la possibilité d'adopter une approche statistique dans la mesure.

LC	$\Delta n$	$\Delta \epsilon$	$T_c$	Énergie de gap	Structure électronique
MLC2073	0.11	< 0	102°C	4.3 eV	Saturé
MLC2132	0.25	> 0	114°C	3.2 eV	Non saturé
E7	0.22	> 0	58°C	3.2 eV	Non saturé

TABLE 3.2 – Propriétés optiques des mélanges de LCs étudiés. La biréfringence optique à 530 nm ( $\Delta n$ ), le signe de l'anisotropie diélectrique ( $\Delta \epsilon$ ) et la température critique sont fournies par le fabricant. L'énergie de bande interdite est estimée d'après une mesure du bord d'absorption UV du film de LC.



Trois mélanges de LC différents sont utilisés et comparés : MLC2073, MLC2132 et le très largement employé et étudié E7. Les trois sont manufacturés et fournis par Merck. Le tableau 3.2 reprend les principales propriétés optiques de ces différents composants. E7 et MLC2132 présentent une biréfringence optique élevée de même qu'une anisotropie diélectrique positive, tandis que MLC2073 a une valeur de biréfringence plus faible et une anisotropie diélectrique négative. Leur énergie de bande interdite est de 3.2 eV pour E7 et MLC2132 qui sont des composés non saturés, alors qu'elle est de 4.3 eV pour MLC2073 qui a une structure électronique saturée. Ces énergies de gap sont mesurées en estimant la longueur d'onde limite d'absorption par le film d'une lampe calibrée spectralement. La longueur d'onde laser utilisée dans l'étude ( $\lambda=1030$  nm) appartient à la bande de transparence de tous nos types de LCs. MLC2132 et E7 ont été choisis car ce sont deux LCs ayant des propriétés optiques (à la vue de leur biréfringence élevée notamment) susceptibles d'être utilisés dans le TOA-SLM, de plus E7 est un des mélanges étudiés dans [81] et peut servir d'élément de comparaison. MLC2073 est choisi pour ses propriétés électroniques différentes des deux autres (structure électronique saturée).

Le seuil d'endommagement du polymère d'ancrage (PVA) est également mesuré au cours de cette étude. Pour cela des films de PVA sont réalisés de manière analogue à ce qui vient d'être présenté pour les LCs.

L'orientation des molécules de cristal liquide dans les films est vérifiée à l'aide d'une observation du film dans un microscope optique par transmission en polarisation croisée. Des images de cette observation sont présentées dans la Fig. 3.6.

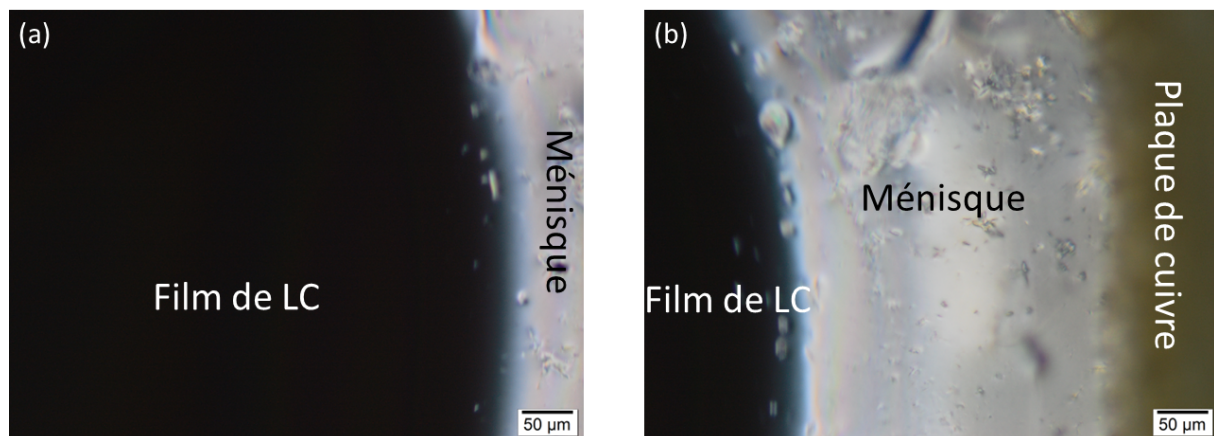


FIGURE 3.6 – Image obtenue par microscopie optique avec un objectif de grossissement  $\times 10$ . L'échantillon est placé entre deux polariseurs croisés. La transmission d'une partie de la lumière indique un désordre au niveau du ménisque alors que l'extinction au centre du film indique que les molécules de LC sont collectivement orientées.

Trois parties se distinguent :

1. Le bord du trou métallique sur lequel le film est suspendu
2. Le ménisque, dans lequel le LC n'est pas orienté, visible au contour transmettant la lumière.
3. Au centre du film, une extinction totale de la lumière prouve que les molécules sont orientées selon un même axe

On peut émettre l'hypothèse que l'orientation provienne de la tension de surface du film qui vient aligner les molécules de LC selon une même orientation.

### 3.3 Méthodes

#### 3.3.1 Contrôle par interférométrie spectrale

L'un des points clés de la mesure de LIDT est de déterminer si le film est intact ou rompu. Pour ce faire il est nécessaire d'établir un diagnostic en temps réel sur l'épaisseur et l'état du film. Un interféromètre de type Mach-Zender est utilisé (Fig. 3.4a, cadre pointillé bleu) le film est placé dans le bras de test. Les impulsions laser sont ainsi recombinaées avec des répliques de celles-ci, décalées en temps, ayant été prélevées à l'aide d'un séparateur de faisceau en amont de l'interaction avec le film de LC. Un spectromètre (Avantes, de résolution 0.07 nm) est utilisé afin d'acquérir les spectrogrammes. Nous utiliserons par la suite une méthode combinant interférométrie spectrale et analyse de Fourier dénommée "Fourier Transform Spectral Interferometry" (FTSI), cette dernière est détaillée plus précisément dans la section 1.1.2 et permet d'obtenir la différence de phase entre les deux bras et donc la variation de chemin optique et l'épaisseur du film. Le délai de groupe relatif entre nos deux impulsions est de 1.6 ps.

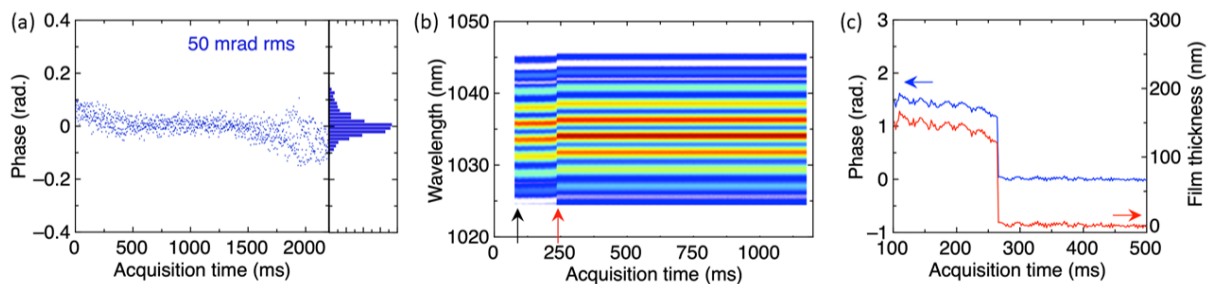


FIGURE 3.7 – (a) Mesure de stabilité de la phase de notre interféromètre en fonction du temps d'acquisition. (b) Spectrogramme typique enregistré durant une exposition laser d'un film de MLC2132. La flèche noire correspond au début de l'exposition et la flèche rouge pointe au moment de rupture du film. (c) Variation de phase (bleu) retrouvée après traitement numérique sur (b), on zoome ici sur la rupture du film et épaisseur relative du film (rouge).

En premier lieu, la stabilité intrinsèque sans échantillon de l'interféromètre est mesurée. La Fig. 3.7a montre le bruit de phase résultant d'une succession de spectrogrammes acquis toutes les 2 ms pendant une durée totale de 2 secondes. Le bruit de phase est mesuré à 50 mrad rms. La même mesure réalisée avec et sans échantillon fournit une estimation de l'épaisseur du film, en prenant comme indice optique moyen 1.6 pour les différents LCs [34, 36]. Cette valeur est mesurée avec une précision d'environ 10 nm. On retrouve alors la répartition présentée sur la Fig. 3.5c avec une valeur moyenne pour l'épaisseur proche des 100 nm. A noter qu'aucune corrélation entre l'épaisseur de base des films et la valeur du LIDT n'est remarquée.

#### 3.3.2 Protocole de mesure

Des procédures de test en 1-on-one et en N-on-one [91] sont mises en place. Le 1-on-one permet d'obtenir des valeurs de LIDT non influencées par les effets de fatigue ou d'accumulation thermique sur les films et ainsi de lier directement le LIDT à la structure électronique du LC testé. La procédure en N-on-one se rapproche des conditions expérimentales réelles. En prenant en compte le large spectre d'applications possibles pour les LC-SLM, des cadences comprises entre 100 Hz et 1 MHz sont étudiées. Le protocole expérimental est le suivant :

1. Dépôt d'un film de cristal liquide (méthode vue dans la section 3.2.2).

2. Attente de quelques dizaines de secondes afin que le film atteigne un état mécanique stable (jusqu'à l'absence de mouvements macroscopiques observables avec l'endoscope).
3. Exposition laser :
  - (a) **N-on-one** : Ouverture du shutter suivie de l'acquisition de 2000 spectres consécutifs (avec une période de 2 ms) puis fermeture du shutter après 4 secondes d'exposition.
  - (b) **1-on-one** : Ouverture du shutter, exposition du film à une unique impulsion puis fermeture du shutter.
4. Détection du dommage : mesure de l'épaisseur optique du film par interférométrie spectrale (méthode décrite dans la section 3.3.1), couplée à une observation macroscopique à l'aide de l'endoscope.

On applique ensuite une méthode de recherche dichotomique. Après chaque exposition, l'énergie du laser est diminuée si un dommage est observé. Si, à l'inverse, aucun dommage n'est présent, l'énergie de pompe est augmentée.

### 3.3.3 Critère d'endommagement et détection *in situ*

Dans toute étude de seuil de dommage laser, il est nécessaire de définir un critère d'endommagement objectif. Il s'agit d'un changement non réversible sur le matériau à partir duquel on le considère comme endommagé. En général ce critère est défini comme n'importe quel changement visible à l'observation par un microscope de grossissement  $\times 100$ . La détection de ce critère peut avoir lieu en temps réel ou après exposition. Dans notre étude le critère d'endommagement choisi est la rupture du film de LC permettant une détection du dommage *in situ* et en temps réel. Par exemple, la Fig. 3.7b montre un spectrogramme typique enregistré durant une exposition où une rupture d'un film a eu lieu. Dans ce cas, la rupture a lieu à  $\simeq 150$  ms après l'ouverture de l'obturateur et est observable via une modification de l'interférogramme.

La phase extraite du spectrogramme est représentée sur la Fig. 3.7c. On voit clairement un changement progressif dans la phase suivie par une chute soudaine de cette dernière. Cette chute correspond à la rupture du film. On peut expliquer la variation progressive qui la précède par de légers changements de l'épaisseur centrale du film. En effet, l'absorption du laser par le film (même très faible et quelle que soit son origine) et le transfert d'énergie qui en découle introduit une modification de la tension de surface du film. Comme présenté en début de chapitre celui-ci introduit alors un mécanisme de Marangoni, ce qui force des mouvements de convection dans le film et tend à réduire son épaisseur jusqu'à la rupture. L'effet Marangoni causé par l'absorption laser a déjà été observé dans des films de LCs [82].

### 3.3.4 Étude statistique

Par nature, les films de LC sont fragiles et des ruptures aléatoires parfois sans aucune exposition laser peuvent arriver. Afin de renforcer la répétabilité ainsi que l'aspect déterministe de cette étude, les mesures sont réalisées sur plus de 600 échantillons (tous type de LCs confondus). Pour chaque configuration expérimentale, c'est-à-dire pour chaque combinaison **cadence, durée d'impulsion et type de LC** étudiée, les données sont organisées en calculant des probabilités de rupture en fonction de la fluence.

La valeur 1 est associée à une rupture du film et 0 à une absence de dommage. La Fig. 3.8 est la représentation de cette probabilité en fonction de la fluence. Un ajustement de type sigmoïde est appliqué, qui mathématiquement s'écrit sous la forme de la fonction 3.3 suivante où  $a$  et  $b$  sont des constantes d'ajustement :

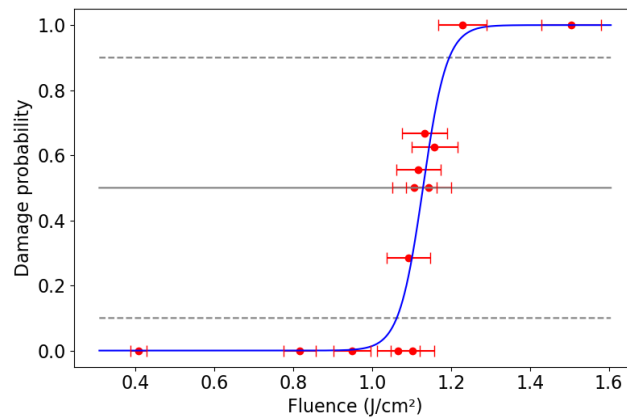


FIGURE 3.8 – Probabilité d’endommagement (rouge) (1 = rupture, 0 = pas de rupture) en fonction de la fluence et fit sigmoïde (bleu). Mesure représentant MLC2132 en régime mono-coup.

$$s(x) = \frac{1}{1 + e^{-a(x-b)}} \quad (3.3)$$

Plus l’ajustement est abrupt, plus la mesure du LIDT est déterministe [92]. Cet ajustement fournit la valeur du LIDT, définie comme la fluence pour laquelle la probabilité d’endommagement est de 0.5. L’ajustement procure aussi l’incertitude sur cette valeur avec des barres d’erreurs correspondant aux probabilités 0.1 et 0.9. Sur la Fig. 3.8 les droites pointillées correspondent aux limites d’incertitude à 10% et la droite grise pleine correspond au LIDT. Par exemple d’après ce tracé on peut dire que MLC2132 régime mono-coup à un LIDT de  $1.12 \pm 0.07 \text{ J/cm}^2$ .

Nous travaillons ici sur de la matière molle. Les films étudiés sont intrinsèquement fragiles et peuvent parfois rompre de manière aléatoire. De plus, en régime femtoseconde, le LIDT est très sensible aux défauts présents dans le matériaux [92] ainsi qu’aux variations (même minimales) du champ électrique appliqué. Le déterminisme de l’étude est moindre que dans [81] par exemple, avec des barres d’erreurs souvent plus grandes. C’est aussi pour pallier ce problème que nous prenons une approche statistique basée sur l’étude d’un grand nombre d’échantillons (600 au total).

## 3.4 Résultats expérimentaux

### 3.4.1 Étude en régime mono-coup

Les résultats de l’étude en 1-on-1 sont présentés dans la Fig. 3.9 et les valeurs sont résumées dans le tableau 3.3.

Les trois types de LCs ont des seuils de dommages supérieurs à  $1 \text{ J/cm}^2$ . De plus le LIDT de MLC2132 et E7 est quasiment similaire alors que celui de MLC2073 est environ 1.5 fois plus élevé. C’est donc en excellente adéquation avec les énergies de bande interdite présentées dans le tableau 3.2. Cette propriété, en accord avec [81], confirme que les cristaux liquides ayant les énergies de gap les plus élevées, et donc les mélanges de LCs dont la structure électronique est dite saturée, présentent une meilleure résistance à l’endommagement laser lors d’exposition mono-coup. En revanche, on voit

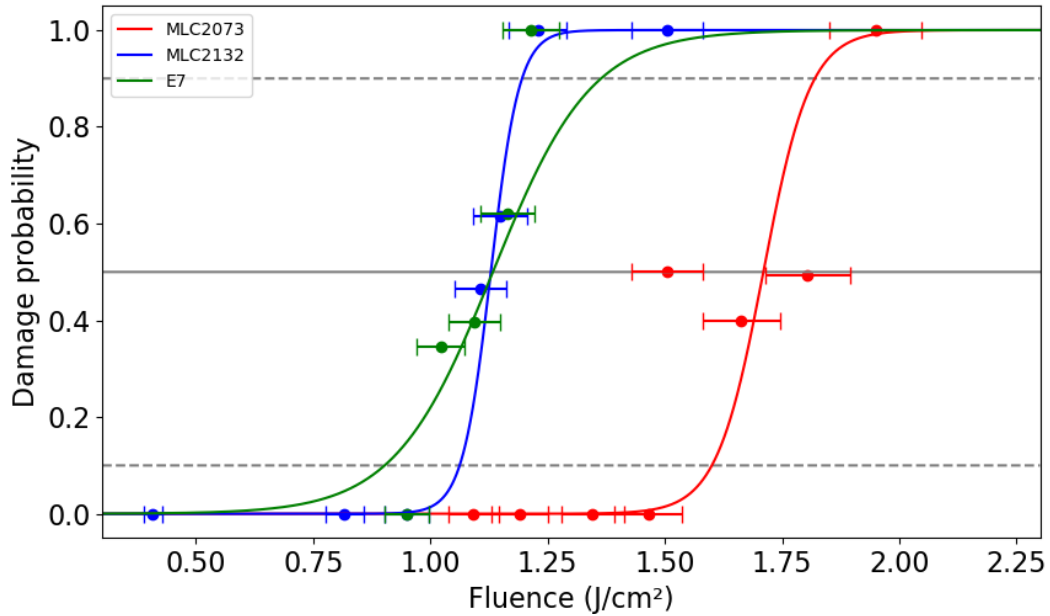


FIGURE 3.9 – Probabilité d’endommagement en fonction de la fluence en régime mono-coup et fit des données. Les valeurs de LIDT et incertitudes sont présentées dans le tableau 3.3.

LCs	LIDT ( $\text{J}/\text{cm}^2$ )	Substrats	LIDT ( $\text{J}/\text{cm}^2$ )
MLC2073	$1.70 \pm 0.11$	$\text{Al}_2\text{O}_3$	5 [76]
MLC2132	$1.12 \pm 0.07$	Au	0.6 [93]
E7	$1.13 \pm 0.21$	$\text{SiO}_2$	3.5 [91]
		ITO	0.47* [74]
		GaN	1.67* [74]

TABLE 3.3 – Valeurs du LIDT obtenues avec une exposition mono-coup. Les valeurs trouvées dans la littérature pour différents substrats potentiellement présents dans des dispositifs à cristaux liquides sont affichées pour comparaison (\* mesures réalisées en régime nanoseconde).

nettement que des trois LCs, MLC2132 est celui qui présente le comportement le plus déterministe. Les raisons de cette différence ne sont hélas pas encore élucidées.

Ces résultats vérifient expérimentalement que les LCs obéissent à la théorie selon laquelle, en mono-coup, le LIDT et l'énergie de bande interdite sont linéairement reliés. D'après des travaux précédents [81] cette règle devrait s'appliquer à l'ensemble des diélectriques. Or ici, les LCs présentent des LIDT légèrement supérieurs aux matériaux ayant des gaps énergétiques similaires. Par exemple,  $\text{Ta}_2\text{O}_5$ ,  $\text{TiO}_2$  et  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  ont des valeurs de LIDT comprises entre 0.5 et 0.7 J/cm<sup>2</sup> pour des énergies de bande interdite entre 3.3 et 3.8 eV [86, 91]. Une explication possible à cet écart pourrait être le critère de dommage considéré. La rupture d'un film est en effet très différente des critères d'endommagement généralement utilisés lors d'études dans les milieux massifs. Les valeurs de LIDT des LCs obtenues ici sont supérieures aux valeurs trouvées dans la littérature pour les autres couches composant classiquement les dispositifs à cristaux liquides permettant d'adresser la viabilité des LCs sur des lignes lasers femtoseconde. Dans un dispositif SLM classique avec adressage électro-optique, utilisant généralement des électrodes en ITO ou GaN, ces dernières ont le LIDT le plus faible et sont les premières couches à s'endommager. De même dans un dispositif adressé thermo-optiquement type TOA-SLM [52] utilisant une couche métallique (Au) (Tableau 3.2) cette dernière risque d'être endommagée à des puissances plus faibles que le LC lui-même.

### 3.4.2 Influence du taux de répétition du laser

En conditions réelles d'utilisation des dispositifs à LCs, la cadence est souvent différente du mono-coup. C'est pourquoi il est intéressant de mesurer le seuil d'endommagement laser en fonction de la cadence du laser. La Fig. 3.10 représente cette dépendance pour les 3 LCs étudiés. Toutes ces mesures sont réalisées avec une même durée d'impulsion de  $183 \pm 4$  fs FWHM. La première chose notable est la claire décroissance du LIDT lorsque la cadence augmente. La valeur de LIDT maximale est mesurée pour chaque type de LC pour la cadence la plus faible (100 Hz) et sa valeur se situe autour de 0.45 J/cm<sup>2</sup>. On remarque d'emblée que même cette valeur est 2 fois plus faible que celle mesurée en régime mono-coup. Elle diminue ensuite d'un facteur 10 jusqu'à la cadence la plus élevée (1 MHz). Pour des taux de répétition élevés on peut dire que les films ont très peu de temps pour refroidir entre chaque impulsion, ce qui amplifie le rôle des effets thermiques dans l'endommagement des LCs.

Les trois mélanges suivent la même tendance : une chute abrupte du LIDT entre 100 Hz et 5 kHz en zone (1), suivie d'une variation plus faible jusqu'à 1 MHz en zone (2). Entre 100 Hz et 5 kHz on remarque cependant de légères différences. La chute de la valeur du LIDT est non linéaire entre 100 Hz et 1 kHz pour E7, et entre 1 kHz et 5 kHz pour MLC2073, tandis que la décroissance est linéaire pour MLC2132. Ces mesures semblent indiquer l'importance de l'accumulation thermique dans les mécanismes d'endommagement des cristaux liquides. En effet les LCs sont caractérisés par une conductivité thermique faible (0.13 Wm<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup> pour E7 [94]) ce qui limite la relaxation. Les différences observées entre les trois LCs à 1 kHz peuvent ainsi provenir des différences de conductivité thermique.

Pour interpréter ces résultats, il est nécessaire de prendre en compte ici aussi la méthode d'acquisition. D'après le protocole, le temps d'exposition est le même pour toutes les cadences. A chaque exposition un même film subit un nombre d'impacts différent selon la cadence. Cela influence les effets de fatigue sous incubation et accélère le vieillissement des films. Comme il est montré dans [95], lorsqu'on s'approche de 1 MHz, le délai entre deux impulsions devient plus faible que le temps de relaxation thermique nécessaire au LC pour revenir à l'équilibre thermique. Les effets macroscopiques thermiques, comme l'effet Marangoni, sont donc favorisés et conduisent à des ruptures précoces des films de LC.

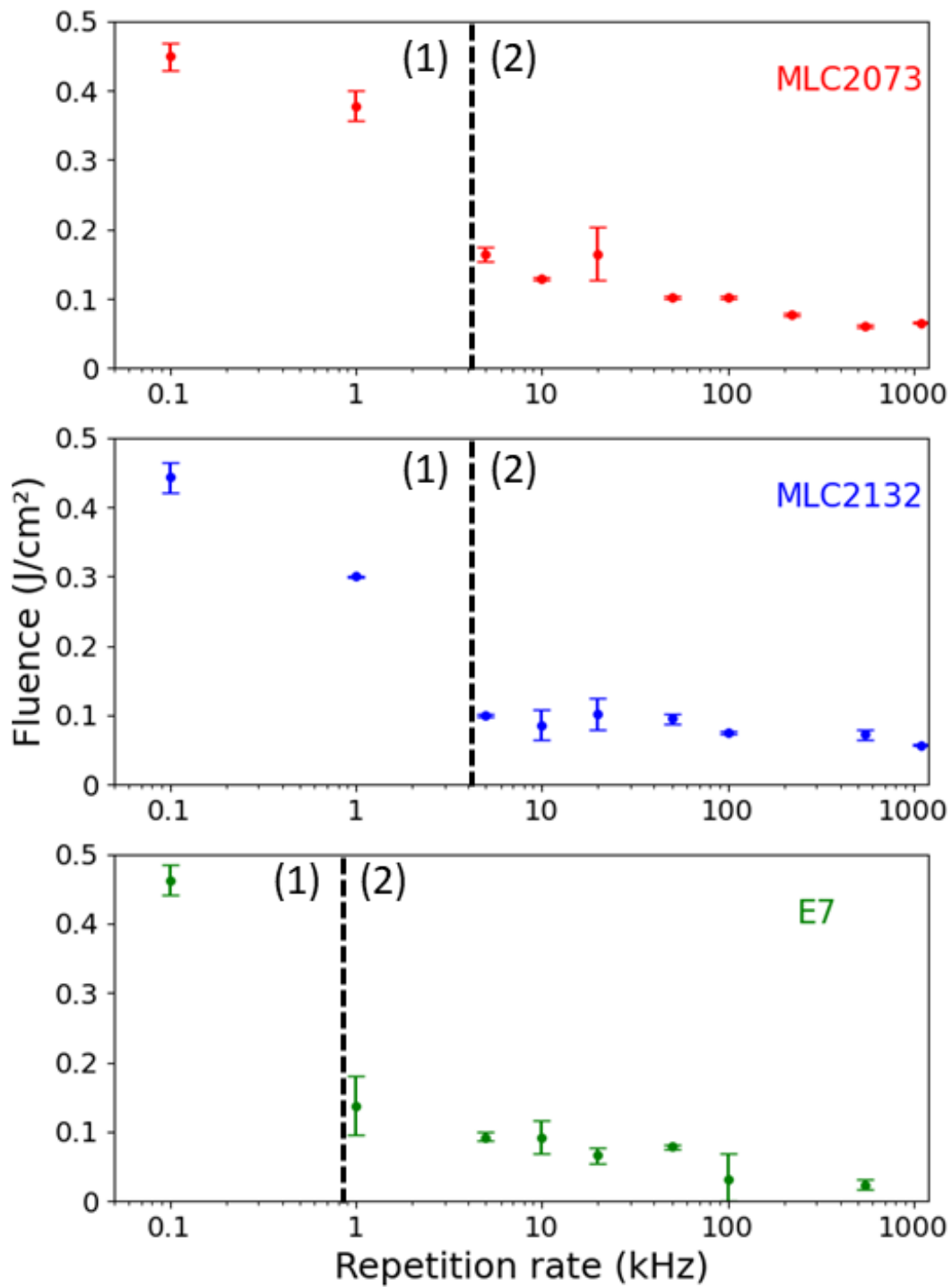


FIGURE 3.10 – LIDT mesuré sur les trois types de LCs avec des taux de répétitions laser compris entre 100 Hz à 1 MHz (échelle semi-logarithmique) pour une durée d’impulsion constante de  $183 \pm 4$  fs.

Il est également important de noter que, même pour les cadences élevées, où la dissipation thermique a un rôle prédominant dans l'endommagement des LCs, il n'y a pas d'influence de l'épaisseur des films sur la valeur du LIDT. En effet même si en valeur moyenne l'épaisseur est de 100 nm, la gamme d'épaisseur est comprise entre 20 nm et 360 nm. Nous n'avons cependant pas remarqué de tendance permettant de relier épaisseur et valeur de LIDT.

### 3.4.3 Influence de la durée d'impulsion

L'influence de la durée d'impulsion est étudiée en ajustant la compression du laser pour couvrir la gamme comprise entre 180 fs FWHM et 1800 fs FWHM. Nous utilisons MLC2132 ici, car il s'agit du LC pour lequel les résultats obtenus sont les plus déterministes. Les mesures portent sur des cadences de 20 kHz et 100 Hz ainsi qu'en régime mono-coup. Les résultats sont présentés sur la Fig. 3.11. Pour une meilleure interprétation nous ajustons les résultats obtenus à l'aide d'une fonction en  $F_{th} = \tau^x$  avec  $F_{th}$  le LIDT,  $\tau$  la durée d'impulsion et  $x$  le paramètre libre.

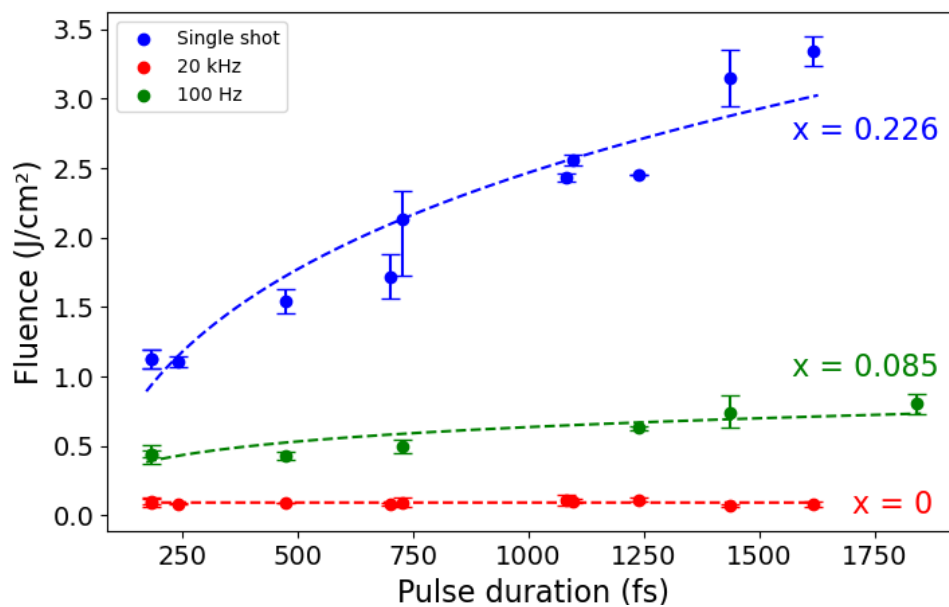


FIGURE 3.11 – Seuil d'endommagement de MLC2132 en fonction de la durée d'impulsion pour deux cadences différentes et le régime mono-coup. Les lignes pointillées correspondent à un ajustement en  $F_{th} = \tau^x$  avec  $F_{th}$  le LIDT,  $\tau$  la durée d'impulsion et  $x$  le paramètre d'ajustement.

En mono-coup, la dépendance entre le LIDT et la durée d'impulsion laser est en  $F_{th} = \tau^{0.226}$ . On a ici un comportement d'endommagement classique des diélectriques. En effet, en régime sub-picoseconde, on s'attend à  $0.2 \leq x \leq 0.3$  [86] où la valeur de  $x$  dépend la compétition entre les différents mécanismes d'ionisation d'après les modèles phénoménologiques existants [85-87, 96]. La cause principale d'endommagement est attribuée à des mécanismes électroniques tels que l'ionisation multiphoton, l'ionisation par impact ou encore la transition électronique sub-picoseconde en dehors de la bande de conduction. Plus exactement il s'agit d'une compétition entre tous ces mécanismes en proportions variables selon la valeur de  $x$ . La dépendance retrouvée ici prouve que la rupture des films est bien due à des propriétés intrinsèques au matériau et non plus à ses impuretés ou ses défauts.

A 20 kHz, la durée d'impulsion n'a aucun effet sur la valeur du LIDT ( $x = 0$ ). Cela suggère donc que l'échauffement et les effets thermiques évoqués dans la section 3.4.2 sont principalement dus à de



l'absorption linéaire par les LCs. Malgré leur transparence à 1030 nm, des impuretés ou des défauts dans la structure moléculaire peuvent induire une absorption résiduelle.

A 100 Hz, une faible dépendance linéaire avec la durée d'impulsion est observable ( $x = 0.085$ ). Cela indique que le mécanisme dominant l'endommagement n'est déjà plus forcément l'absorption linéaire (comme c'est le cas à 20 kHz). Une compétition avec des mécanismes électroniques propres aux propriétés intrinsèques du matériau semble d'ores et déjà présente.

### 3.5 Mécanismes d'endommagement

Pour conclure sur les mécanismes d'endommagement, on distingue expérimentalement bien deux régimes d'endommagement :

- Le premier implique les cadences lasers élevées ( $> 100$  Hz) pour lesquelles l'endommagement des LCs est principalement causé par l'absorption linéaire résiduelle. Cette tendance est confirmée par trois points démontrés dans nos mesures : le LIDT diminue d'un facteur 5 lorsque la cadence augmente, le LIDT ne varie pas avec la durée d'impulsion pour des cadences élevées, et enfin les valeurs de LIDT sont similaires pour les trois types de LCs pour les cadences élevées. L'endommagement est causé les effets thermo-mécaniques décrits dans la section 3.1.4 et notamment l'effet Marangoni [84].
- Le deuxième régime d'endommagement relatif aux cadences faibles ( $\leq 100$  Hz) est d'ordre électro-optique en  $\tau^{0.2}$ . Cela a été montré ici expérimentalement par deux résultats : la dépendance du LIDT avec la durée d'impulsion et aussi la variation linéaire du LIDT avec l'énergie de bande interdite des différents LCs. L'ionisation multiphoton, l'ionisation par impact et la transition sub-picoseconde des électrons hors de la bande de conduction sont identifiées comme causes principales de l'endommagement dans ce régime. Néanmoins il nous est impossible de nous avancer plus ici sur la différenciation exacte du mécanisme électronique dominant sur l'autre car une étude avec des durées d'impulsion encore plus faible (entre 20 fs FWHM et 150 fs FWHM idéalement) serait nécessaire.

#### 3.5.1 Endommagement du PVA

Dans le TOA-SLM, un film mince d'alcool polyvinylique (PVA) est déposé par enduction centrifuge (spin coating) avant d'être brossé. Cette couche permet d'ancrer les molécules de LC dans une direction donnée. Nous profitons de notre étude sur les films de LC pour étudier également le LIDT des films de PVA. La solution considérée est composée de 4% de PVA dilué dans de l'eau distillée. Les résultats obtenus pour deux cadences, comparés avec ceux obtenus pour E7, sont présentés dans le tableau 3.4. Les valeurs de LIDT obtenues sont très proches de celles mesurées pour E7 mais restent néanmoins supérieures. Le PVA ne devrait donc pas être le maillon faible des dispositifs à LCs. Cependant, dans l'éventualité où le mélange de LC utilisé dispose d'un LIDT plus élevé que E7 (LC dont la structure électronique est saturée ou utilisation de cristaux liquides vitreux [81]), une technique d'ancrage alternative serait préférable [97].

### 3.6 Conclusion

Pour conclure, cette étude utilise la rupture de films minces de LC par endommagement laser en régime femtoseconde afin d'estimer le LIDT des LCs. Cette approche expérimentale est novatrice sur

Cadence	PVA LIDT ( $\text{J}/\text{cm}^2$ )	E7 LIDT ( $\text{J}/\text{cm}^2$ )
5 kHz	$0.16 \pm 0.01$	$0.09 \pm 0.01$
20 kHz	$0.09 \pm 0.01$	$0.07 \pm 0.01$

TABLE 3.4 – Mesures de LIDT sur des films de PVA et comparaison avec les mêmes types de mesures effectuées sur E7.

plusieurs plans :

- les échantillons sont des films de NLC auto-suspendus avec une épaisseur moyenne de 100 nm.
- un interféromètre spectral permet de diagnostiquer *in situ* l'état des échantillons et leurs épaisseurs.
- une approche statistique avec plus de 600 films étudiés est adoptée

L'étude multi-paramétrique (fluence, cadence, durée d'impulsion et nature du LC) montre que deux régimes d'endommagement peuvent être différenciés. En régime mono-coup, l'endommagement semble dominé par les processus électroniques classiques (ionisation multiphoton, ionisation par impact ou transition électronique sub-picoseconde en dehors de la bande de conduction) avec des LIDT supérieurs à  $1 \text{ J}/\text{cm}^2$  pour les trois natures de LC. En revanche, pour des expositions à des cadences laser plus élevées ( $>100 \text{ Hz}$ ), l'endommagement est dominé par l'accumulation thermique causée l'absorption linéaire résiduelle.

Les LIDTs des trois mélanges de LC étudiés ici (E7, MLC2132 et MLC2073) sont comparables. Cependant certaines différences subsistent :

- Le LIDT le plus élevé est retrouvé pour le LC dont l'énergie de bande interdite est la plus élevée. Ce qui confirme qu'en régime mono-coup, la valeur du LIDT est gouvernée par la structure moléculaire elle-même.
- Le caractère déterministe de l'endommagement varie d'un LC à l'autre de même que la transition entre les deux régimes évoqués dans le paragraphe précédent. Cette spécificité peut être attribuée aux différentes propriétés thermiques des LCs ou aux absorptions linéaires résiduelles différentes.

Pour conclure, les LCs ne sont pas limitant dans la plupart des dispositifs y compris dans notre TOA-SLM où la couche métallique d'au va être celle qui présente le seuil d'endommagement le plus faible (Tab. 3.5).

Couche	LIDT monocoup ( $\text{J}/\text{cm}^2$ )
$\text{Al}_2\text{O}_3$	5 [76]
Au	0.6 [93]
$\text{SiO}_2$	3.5 [91]
MLC2073	$1.79 \pm 0.28$
MLC2132	$1.12 \pm 0.07$
E7	$1.13 \pm 0.21$

TABLE 3.5 – Valeurs de LIDT des différentes couches composant le TOA-SLM en régime femtoseconde à  $1 \mu\text{m}$  en monocoup.

En perspective, il pourrait être intéressant d'étudier la dépendance en longueur d'onde du seuil d'endommagement des LCs notamment dans le visible dans le but de compléter l'expérience de [81]. Il serait également intéressant de poursuivre cette étude avec des durées d'impulsions plus faibles (20 fs FWHM à 150 fs FWHM) afin d'identifier au mieux la compétition entre mécanismes électroniques responsables

de l'endommagement des LCs. Enfin pour le développement du TOA-SLM, même si nous venons d'établir que les LCs ne sont pas limitants, cela ne veut pas forcément dire que le LIDT du dispositif dans son intégralité est égal au LIDT de la couche ayant la moins bonne tenue au flux (Au dans notre cas). Il est donc primordial d'étudier le seuil d'endommagement ainsi que le seuil de fonctionnement (limite de fluence du faisceau de lecture qui ne perturbe pas le fonctionnement du TOA-SLM) du TOA-SLM dans son intégralité. Afin d'établir au mieux une plage de fonctionnement du dispositif, cette étude est présentée dans le chapitre suivant sur une large bande spectrale (800 nm à 2100 nm).

## Chapitre 4

# Etude chromatique du seuil d'endommagement laser du TOA-SLM en régime femtoseconde

### 4.1 Introduction

Le chapitre précédent a permis d'identifier les valeurs de seuil de dommage laser des cristaux liquides en régime femtoseconde en dehors des bandes d'absorption. Cette étude basée sur l'endommagement de films de LCs auto-suspendus a permis de considérer les LCs indépendamment du reste des couches composant le TOA-SLM. L'ensemble des LIDTs des différents éléments composant le TOA-SLM est ainsi clairement identifié (Tableau 4.1). En régime monocoup, si on considère le LIDT de chaque couche TOA-SLM indépendamment, le maillon faible du dispositif est la couche d'Au avec un LIDT de  $0.6 \text{ J/cm}^2$ . A haute cadence (10 kHz), le seuil d'endommagement des LCs est de  $0.1 \pm 0.01 \text{ J/cm}^2$  et semble être l'élément limitant du TOA-SLM.

Matériau	LIDT monocoup ( $\text{J/cm}^2$ )	LIDT 10 kHz ( $\text{J/cm}^2$ )
Au	0.6 [93]	0.33 [75]
E7	$1.13 \pm 0.21$ [78]	$0.1 \pm 0.01$ [78]
PVA		$0.16 \pm 0.01$ [78]
$\text{Al}_2\text{O}_3$	5 [76]	4

TABLE 4.1 – Seuils d'endommagement laser des différentes couches du TOA-SLM

En se basant sur ces données, il semble naturel de penser que le LIDT du dispositif assemblé serait égal à celui du composant le plus faible (ici  $0.1 \pm 0.01 \text{ J/cm}^2$ ). Cependant, au cours d'une utilisation du TOA-SLM en conditions réelles avec, comme faisceau de lecture, un laser femtoseconde à  $1.03 \mu\text{m}$ , un endommagement pour une fluence nettement inférieure à cette valeur est observé. Cet endommagement est également accompagné d'une émission de lumière colorée. Des mesures préliminaires au spectromètre montrent que cette lumière est une émission de troisième harmonique (TH) alors qu'aucune des couches n'en produit isolément. Ces phénomènes semblent indiquer que d'autres processus entrent en jeu dans l'endommagement de cette structure multicouche. Ce chapitre est donc consacré à l'étude du seuil d'endommagement du composant entier en régime femtoseconde à un taux de répétition de 10 kHz. Cette investigation est menée à plusieurs longueurs d'onde sur une bande comprise entre 800 nm et  $2 \mu\text{m}$  dans le but de (1) cartographier les plages d'utilisation du dispositif en conditions réelles et en régime femtoseconde et (2) comprendre les mécanismes d'endommagement et identifier

celui responsable de l'endommagement précoce afin de le résoudre par la suite. Trois mécanismes d'endommagement sont anticipés :

- Le claquage des couches diélectriques comme montré dans le chapitre précédent. Des études chromatiques antérieures montrent que le LIDT d'un diélectrique augmente linéairement avec l'énergie des photons au voisinage de l'énergie de bande interdite, puis, ailleurs, reste constant avec la longueur d'onde [98-100].
- Un phénomène d'auto-focalisation (effet Kerr) causé par la présence de couches épaisses dans la structure du TOA-SLM augmentant localement la fluence subie par les matériaux.
- La génération de troisième harmonique (THG) provenant des interfaces. En effet, les cellules à cristaux liquides sont connues comme sources efficaces de THG à l'interface LC-substrat [101, 102]. C'est ce phénomène qui est d'intérêt principal ici car selon sa longueur d'onde, la lumière générée peut appartenir aux bandes d'absorption de l'un ou l'autre des composants du TOA-SLM entraînant un endommagement.

Par ailleurs, on différencie ici le seuil d'endommagement laser (LIDT) du seuil de fonctionnement laser (LIFT). Le LIDT correspond à la fluence maximale supportée par le dispositif avant apparition de dommages irréversibles. Le LIFT correspond à la fluence maximale supportée par le dispositif avant perturbation de son fonctionnement normal [103]. Le LIFT a une valeur inférieure ou égale au LIDT. Dans le cas du TOA-SLM, le paramètre fonctionnel principal est l'indice optique moyen du LC, dépendant de la température. Ainsi l'échauffement induit par le faisceau de lecture, quelle qu'en soit l'origine, s'il est détectable, a pour conséquence un seuil de fonctionnement inférieur au seuil de dommage.

## 4.2 Méthodes

### 4.2.1 Échantillons

Les TOA-SLM étudiés ont une dimension de  $1'' \times 1''$  et sont composés :

- d'un substrat en silice fondue (FS) de 1 mm d'épaisseur
- d'un miroir en Au de 100 nm
- d'une épaisseur de 80  $\mu\text{m}$  de E7 (Merck) est entourée de part et d'autre de deux couches de PVA de 1  $\mu\text{m}$  d'épaisseur.
- d'une fenêtre avant soit en  $\text{CaF}_2$  soit en  $\text{Al}_2\text{O}_3$  avec une épaisseur de 1 mm

A titre de comparaison d'autres types d'échantillons sont utilisés :

- un miroir en Au simple de 100 nm d'épaisseur déposé sur un substrat en BK7 de 1 mm. Ce dernier permet de comparer le LIDT de l'au seul à celui de du TOA-SLM dans les mêmes conditions expérimentales (Fig. 4.9).
- un miroir en Au identique sur lequel une couche de PVA est déposée. Ayant pour but de voir l'effet du PVA sur le LIDT et de l'au et observer une éventuelle THG.

### 4.2.2 Configuration expérimentale

La Fig. 4.1 présente le montage expérimental utilisé au cours de l'étude.

La source laser est le Pharos PH2-SP-1mJ (Light Conversion) utilisé dans le chapitre précédent. Pour cette étude la durée d'impulsion est fixée à 183 fs et la cadence à 10 kHz. Dans ces conditions l'énergie maximale accessible en sortie de laser est de 500  $\mu\text{J}$  par impulsion. Cette source injecte un amplificateur optique paramétrique (OPA, Twin STARZZ, Fastlite) délivrant un signal d'une durée de 60 fs avec une

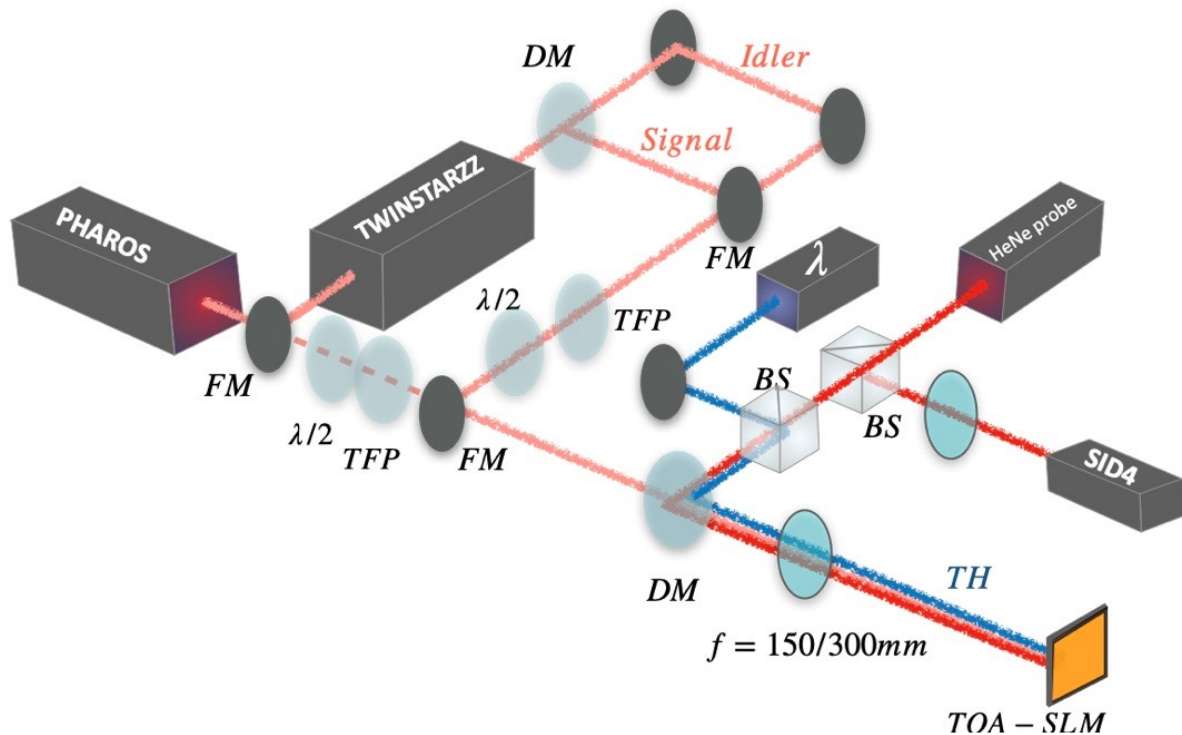


FIGURE 4.1 – Montage expérimental utilisé pour les mesures de LIDT et de THG. DM : miroir diélectrique, FM : miroir amovible, BS : cube séparateur de faisceau, TFP : polariseur à couche mince, TH : troisième harmonique.

énergie par impulsion de 25  $\mu\text{J}$  à une longueur d'onde ajustable entre 650 nm et 950 nm. Un second faisceau (l'idler) émet entre 1200 nm et 2100 nm avec une énergie par impulsion de 8  $\mu\text{J}$  et une durée comprise entre 110 fs et 140 fs en fonction de la longueur d'onde [104]. Les durées d'impulsions sont mesurées par SHG-FROG (Frozzier, Fastlite). La pompe (1030 nm), le signal (650 nm - 950 nm) et l'idler (1200 nm - 2100 nm) sont tous les trois utilisés comme sources dans le montage expérimental, la bascule entre chacun d'entre eux est possible grâce à un jeu de miroirs amovibles (FM). Le tableau 4.2 résume les propriétés des faisceaux utilisés au cours de l'ensemble de l'étude.

Longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )	0.8	1.03	1.2	1.3	1.4	1.5
Durée (fs)	60	183	119	111	115	115
Diamètre efficace ( $\mu\text{m}$ )	76	112	196	121	120	117 ou 45
THG (nm)	260	340	400	430	460	500
Longueur d'onde ( $\mu\text{m}$ )	1.6	1.7	1.8	1.9	2	2.1
Durée (fs)	120	128	120	120	120	120
Diamètre efficace ( $\mu\text{m}$ )	171 ou 50	45	46	44	47	42
THG (nm)	530	560	600	630	660	700

TABLE 4.2 – Résumés des caractéristiques de la pompe, du signal et de l'idler.

Le faisceau est polarisé linéairement et focalisé sur l'échantillon à l'incidence normale à l'aide d'une lentille plano-convexe. Deux lentilles différentes sont utilisées ( $f = 150\text{ mm}$  et  $f = 300\text{ mm}$ ) afin d'ajuster la taille du faisceau au foyer et par conséquent la fluence sur l'échantillon. Le profil spatial est différent pour chaque longueur d'onde avec un diamètre efficace (obtenu depuis l'équation 5.6) compris entre 40  $\mu\text{m}$  et 200  $\mu\text{m}$ . La Fig. 4.2 montre les profils spatiaux et temporels du faisceau pour certaines longueurs

d'onde. Les caractéristiques spatiales sont mesurées à l'aide d'une caméra CCD (WinCamD-UCD12) placée au foyer. Le diamètre efficace  $d_{eff}$  est retrouvé à partir du diamètre à  $1/e^2$  d'après l'équation 3.2, en intégrant le signal sur l'ensemble des pixels de ces images. Par ailleurs, travaillant sur des échantillons d'épaisseurs variables, il est nécessaire de calculer la longueur de Rayleigh  $z_R$ , définie comme la distance (en partant du waist) à partir de laquelle la surface du faisceau est doublée [105]. Elle se calcule pour un faisceau gaussien via l'expression :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (4.1)$$

où  $w_0$  est le waist du faisceau, c'est-à-dire son rayon à son point le plus étroit et  $\lambda$  la longueur d'onde. Sa valeur permet de quantifier la distance durant laquelle le faisceau garde une taille relativement constante. Comme l'épaisseur des échantillons étudiés est inférieure à 1.5 mm, la  $z_R$  doit être supérieure à cette valeur. Ici,  $z_R$  est supérieure à 10 mm pour la lentille de focale de 300 mm et de l'ordre de 2 mm pour la lentille de focale de 150 mm. La fluence est donc approximativement constante pour l'ensemble de nos échantillons. Une lame demi-onde achromatique couplée à un polariseur linéaire permet d'ajuster l'énergie de la source. De manière générale les fluences sur l'échantillon sont variées entre 10 mJ/cm<sup>2</sup> et 350 mJ/cm<sup>2</sup>, correspondant à une puissance crête maximale d'environ 500 GW/cm<sup>2</sup>. L'éventuelle émission de troisième harmonique rétro-réfléchiée par l'échantillon est collectée avec un miroir dichroïque et analysée grâce à un spectromètre ou une photodiode.

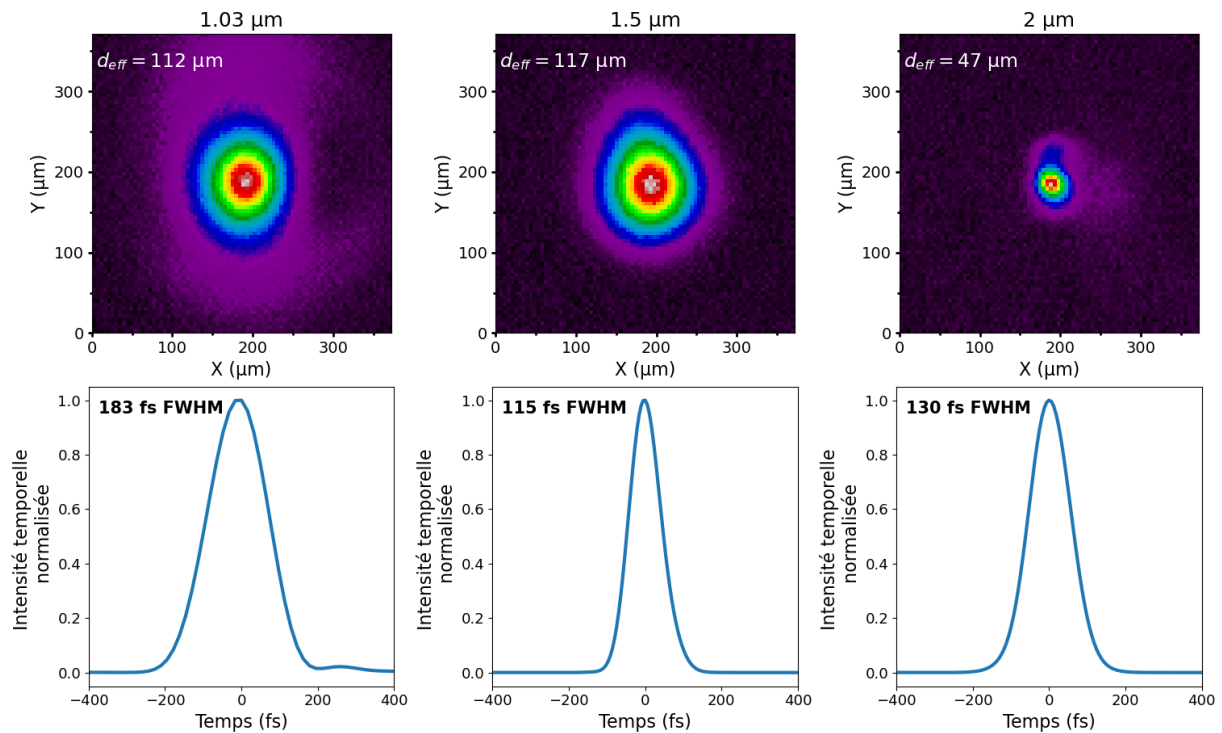


FIGURE 4.2 – Profil spatial et temporel du faisceau source à trois longueurs d'onde.

Le substrat avant étant relativement épais, il est nécessaire de considérer l'auto-focalisation issue de l'effet Kerr dans ce dernier [106]. Parmi ces matériaux,  $Al_2O_3$  est celui disposant de l'indice non linéaire le plus élevé ( $2.8 \times 10^{-16} cm^2/W$  [107]). Pour 1 mm de  $Al_2O_3$  avec une puissance crête maximale de 500 GW/cm<sup>2</sup> (cas le plus favorable à l'auto-focalisation), la distance focale de la lentille de Kerr induite par

la fenêtre d'entrée est de plusieurs mètres. La lentille de Kerr peut donc être négligée et cet effet est écarté des causes potentielles d'endommagement précoce.

### 4.2.3 Détection : échauffement et endommagement

Un laser HeNe à 633 nm permet de diagnostiquer en temps réel l'état de l'échantillon lors des expositions à la source. Ce dernier est imagé avec un grandissement  $\times 1.8$  sur un analyseur de front d'onde (SID4-GE, Phasics) dont le fonctionnement est basé sur un interféromètre à décalage multilatéral [68]. La résolution spatiale du SID4 est de  $24 \mu\text{m}$  et sa résolution en phase de  $0.02\lambda$ , ce qui correspond à une différence de chemin optique de 13 nm à la longueur d'onde de la sonde (633 nm). Ce détecteur est choisi pour deux raisons principales :

- il est très sensible à l'apparition d'une perturbation dans la phase provenant d'une modification de l'indice ou de la structure mécanique de l'échantillon induite par l'irradiation de la source. Par ailleurs, il a déjà fait ses preuves comme un outil efficace pour la détection d'endommagement laser sur des échantillons de silice fondue [108]. Le critère d'endommagement utilisé ici est donc l'apparition d'un défaut non-réversible dans le front d'onde entraînant une perturbation d'au moins  $0.05\lambda$ . Un exemple concret est présenté Fig. 4.3b.

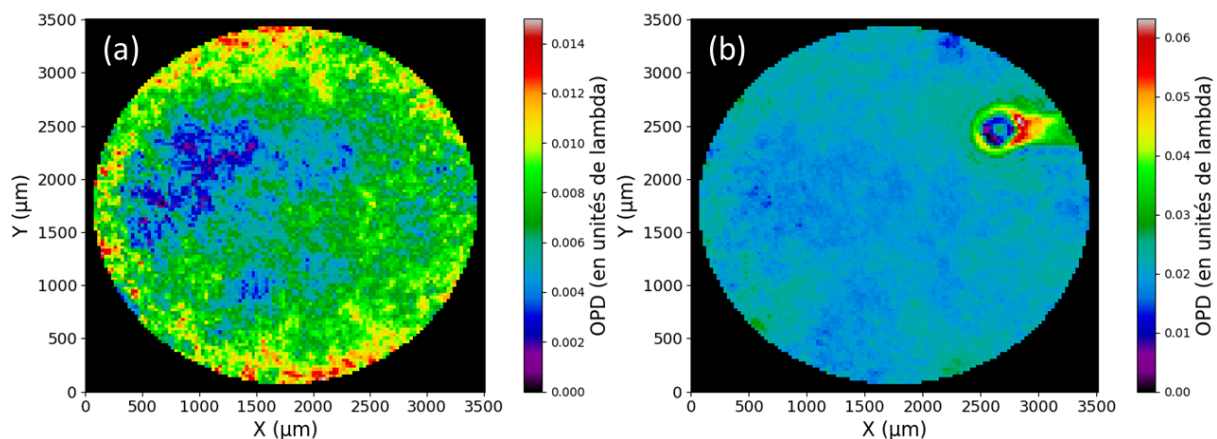


FIGURE 4.3 – a) Front d'onde de référence du TOA-SLM. b) Modification non réversible de la phase enregistrée lors d'un endommagement ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ )

- la mesure de la phase spatiale permet de détecter un échauffement potentiel du LC précurseur à l'endommagement du TOA-SLM. Cela permet de caractériser le LIFT en parallèle du LIDT. En effet, un échauffement excessif du LC risque de dégrader les performances du modulateur thermo-optique en faisant apparaître une variation locale parasite de la phase [52]. Compte tenu de la résolution en phase de  $0.02\lambda$  du détecteur, de l'épaisseur de la couche de LC et des propriétés thermo-optique de E7 [30, 36], le changement de température moyenne sur l'épaisseur du LC minimum détectable est de l'ordre de 0.1 K ce qui correspond à un  $\Delta n$  minimal détectable de  $2 \times 10^{-4}$ .

### 4.2.4 Protocole de mesure

Afin de se rapprocher des conditions expérimentales dans lesquels le TOA-SLM est utilisé, une procédure de N-on-one est mise en place à une cadence de 10 kHz (cadence du Pharos et de l'OPA). Le protocole est le suivant :



1. acquisition des phases et amplitudes de référence de la sonde (SID4) (Fig. 4.3a)
2. ouverture de l'obturateur pour 2 min, correspondant à  $1.2 \times 10^6$  coups sur l'échantillon
3. enregistrement du spectre de THG éventuel au cours de l'exposition
4. acquisition régulière (par intervalles de 30 secondes) des phases et amplitudes de la sonde mesurées sur le SID4

La recherche du LIDT est alors binaire : après chaque exposition, l'énergie est diminuée si un dommage est observé, et augmentée dans le cas contraire. Le site ciblé sur l'échantillon est changé entre chaque exposition. Pour chaque longueur d'onde de pompe, une étude statistique similaire à celle de la section 3.3.4 est menée. Cette dernière permet, via la représentation de la probabilité d'endommagement en fonction de la fluence, d'évaluer la valeur du LIDT ainsi que les incertitudes expérimentales.

## 4.3 Résultats expérimentaux

### 4.3.1 Génération de troisième harmonique

La THG est un processus non-linéaire de troisième ordre mettant en jeu l'interaction de 3 photons de pulsation  $\omega$ . Il est généralement très peu efficace en raison des faibles valeurs de susceptibilité non-linéaire de troisième ordre  $\chi^{(3)}$  des matériaux. Il s'agit néanmoins d'un phénomène largement exploité en microscopie où une bonne résolution en profondeur est nécessaire [109]. Les cristaux liquides sont connus pour leurs fortes non-linéarités, qui résultent en des conversions nonlinéaires généralement efficaces [101, 102] et permettent une génération efficace de troisième harmonique [109]. Avec une source femtoseconde, la durée des impulsions de TH obtenues  $\tau_{THG}$  s'exprime en fonction de la durée des impulsions de la source  $\tau_{source}$  selon :

$$\tau_{THG} = \frac{\tau_{source}}{\sqrt{3}} \quad (4.2)$$

La THG comprend usuellement trois contributions, dans les cellules de LCs nématiques :

- la génération volumique de troisième harmonique dans le LC massif par  $\chi^{(3)}$ . Dans un matériau massif, l'efficacité de la génération de TH dépend de l'accord de phase  $\Delta k$  [110] qui s'exprime selon l'équation 4.3 :

$$\Delta k_i(\omega) = k_j(3\omega) - k_l(\omega) - k_m(\omega) - k_n(\omega) \quad (4.3)$$

où  $k(\omega)$  et  $k(3\omega)$  sont respectivement les nombres d'onde de la fréquence fondamentale et de la troisième harmonique et les indices  $i, j, l, m$  et  $n$  valent o (pour ordinaire) ou e (pour extraordinaire) selon les polarisations considérées. L'efficacité de THG dépend directement de  $\Delta k$  [111] et son intensité est donnée par la relation 4.4 :

$$I_{THG} \propto b^4 \Delta k^2 \exp(-b\Delta k) \quad (4.4)$$

où  $b$  est le paramètre confocal du faisceau fondamental ( $b = k_\omega w_0^2$ , avec  $w_0$  le waist du faisceau). Le signe de  $\Delta k$  est particulièrement intéressant puisqu'il doit être positif afin de maximiser la THG générée par cette contribution. Une analyse des coefficients du  $\chi^{(3)}$  montre qu'un accord de phase de type-I, avec trois ondes ayant la même polarisation ( $k_e + k_e + k_e = 3k_o$ ) est impossible car  $\chi_{xxxy}^{(3)} = 0$  [102] avec  $x$  qui fait référence à l'axe extraordinaire. En effet, seuls les coefficients  $\chi_{xxxx}^{(3)}$ ,  $\chi_{yyyy}^{(3)}$ ,  $\chi_{xxyy}^{(3)}$ ,  $\chi_{yyxx}^{(3)}$ ,  $\chi_{yxxy}^{(3)}$ ,  $\chi_{xyyx}^{(3)}$ ,  $\chi_{xyxy}^{(3)}$  et  $\chi_{yxyx}^{(3)}$  sont non nuls permettant uniquement un accord de

phase de type-II entre des ondes incidentes en polarisation orthogonale ( $k_e + k_e + k_o = 3k_o$  par exemple). La génération dans le volume du LC requiert un milieu hautement biréfringent et à faible dispersion, le LC est donc idéal mais l'efficacité reste néanmoins limitée en particulier dans les LCs nématiques [102]. De plus, en type II, on s'attend à ce que l'accord de phase soit très étroit spectralement.

- la génération de troisième harmonique par un effet de cascade de  $\chi^{(2)}$  : doublage de fréquence ( $\omega + \omega = 2\omega$ ) suivi d'une génération par somme de fréquence ( $2\omega + \omega = 3\omega$ ). Cette interaction dispose d'une efficacité extrêmement faible ici à cause de la faible susceptibilité non-linéaire de deuxième ordre  $\chi^{(2)}$  du LC.
- la génération de TH à l'interface entre le LC et ses substrats. De manière générale, les interfaces favorisent la THG [112] car ils correspondent à une discontinuité de  $\chi^{(3)}$  entre les deux matériaux, traduisibles par une rupture de symétrie dans le tenseur. Dans le cas où cette interface est proche du foyer du faisceau fondamental (dans la zone de Rayleigh) et où l'indice de réfraction entre les deux interfaces est proche, l'intensité de THG générée par ce moyen s'exprime par la relation 4.5 [113] :

$$I_{3\omega} \propto |\Delta\chi^{(3)}|^2 I_\omega^3 \quad (4.5)$$

où  $\Delta\chi^{(3)}$  est la différence de susceptibilité non-linéaire du troisième ordre entre les deux matériaux et  $I_\omega$  l'intensité du faisceau fondamental. Cette équation montre l'impact de la discontinuité du  $\chi^{(3)}$  et également la dépendance cubique avec l'intensité du faisceau fondamental. Dans le cas d'un interface LC- $Al_2O_3$ , un facteur 7 est présent entre les deux  $\chi^{(3)}$  impliquant une THG élevée par ce moyen. Les valeurs des  $\chi^{(3)}$  d'intérêt dans le TOA-SLM sont résumées dans le Tab. 4.3. Dans le cadre d'une interface air-diélectrique, l'efficacité de conversion  $\eta$  d'un tel processus est d'ordinaire de l'ordre de  $10^{-7}$ . Pour les interfaces LC-substrat il peut atteindre quelques pour cent [114], ce qui est considérablement plus élevé.

Matériau	$\chi^{(3)}$
$E7_{yyyy}$	$(1.08 \pm 0.1) \times \chi_0$
$E7_{xxxx}$	$(7.1 \pm 1) \times \chi_0$
$Al_2O_3$	$(1.1 \pm 0.2) \times \chi_0$ [115]
$CaF_2$	$(0.5 \pm 0.02) \times \chi_0$ [115]

TABLE 4.3 – Valeurs de  $\chi^{(3)}$  pour les différentes couches d'intérêt du TOA-SLM. Les valeurs sont relatives à celle de la silice fondue :  $\chi_0 = (2.0 \pm 0.) \times 10^{-22} m^2/V^2$

### 4.3.2 Identification des mécanismes de THG dans le TOA-SLM

Avec un faisceau de pompe polarisé parallèlement à l'axe extraordinaire du LC, une génération efficace de troisième harmonique est remarquée. Cette dernière est dans un premier temps acquise à l'aide d'un spectromètre. La Fig. 4.4a présente un exemple de spectres de THG obtenus pour une longueur d'onde de pompe de  $1.5 \mu m$ . Tout d'abord, aucune émission de seconde harmonique n'est mesurée. Le spectre acquis a une largeur de  $\simeq 5$  nm FWHM équivalente à la durée d'impulsion attendue de 73 fs à 500 nm. L'intensité du signal est optimisée en ajustant la position du SLM par rapport au foyer. La représentation Fig. 4.4b de l'intégrale de l'intensité de ces spectres en fonction de la fluence de la pompe montre une dépendance cubique. L'efficacité  $\eta$  de génération de THG maximale est estimée ici à  $\simeq 5$  % à  $1.5 \mu m$  avec un puissance-mètre. Une photodiode est utilisée afin de comparer les efficacités de THG

entre elles. L'efficacité de THG à 1.5  $\mu\text{m}$  étant mesurable au puissance-mètre, elle sert de référence pour l'ensemble des efficacités mesurées par la suite. Cette efficacité varie pour l'ensemble des longueurs d'onde fondamentales utilisées et est comprise entre  $1\% < \eta < 5\%$ . L'absence de seconde harmonique sur les spectres exclut d'ores et déjà le processus en cascade comme source de TH. La loi d'échelle avec la puissance confirme une THG directe.

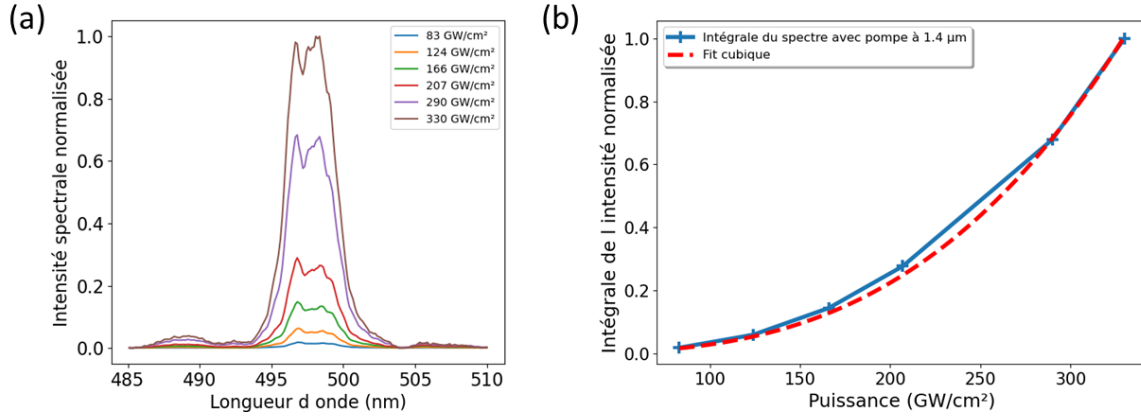


FIGURE 4.4 – a) Spectre de THG normalisé pour différentes puissances à une longueur d'onde de pompe de 1.5  $\mu\text{m}$  b) Intégrale normalisée des spectres en fonction de la puissance et fit cubique des données.

En plus d'être remarquablement efficace, la THG survient pour l'ensemble des longueurs d'onde de pompe. La Fig. 4.5 montre une génération de troisième harmonique achromatique pour une pompe comprise entre 1.2  $\mu\text{m}$  et 2.1  $\mu\text{m}$ . Des franges ou modulations spectrales sont observées sur certains spectres notamment à 1.2  $\mu\text{m}$  et 1.3  $\mu\text{m}$ . Une analyse de Fourier permet d'attribuer leur origine à la génération de THG aux deux interfaces de part et d'autre du LC. La faible dépendance chromatique, indique que la THG n'est pas majoritairement d'origine volumique car la condition d'accord de phase de type-II ( $\Delta k > 0$ ) ne peut pas être remplie sur l'ensemble de cette bande spectrale.

Deux des trois sources potentielles de THG étant éliminées, il semble plausible que la THG provienne de la discontinuité de  $\chi^{(3)}$  aux interfaces LC/substrats. Il reste que la génération de TH est extrêmement efficace, ce qui peut paraître surprenant pour un mécanisme aussi localisé. Une étude plus poussée de l'influence de certains paramètres sur la THG est menée avec le laser de pompe à 1.5  $\mu\text{m}$  à une fluence de 200 GW/cm².

Dans la suite, l'efficacité de THG est mesurée en fonction de la température et de la polarisation pour une fluence fixe. D'après l'équation 4.5, l'efficacité  $\eta$  est proportionnelle au carré de la différence de  $\chi^{(3)}$ . En utilisant la méthode de Boling-Glass-Owyoung [116], il est possible d'exprimer ce coefficient non linéaire en fonction de l'indice optique [117] :

$$\frac{\chi^{(3)}}{\chi_0^{(3)}} = \frac{n[n^2 + 2]^2[n^2 - 1]^2}{n_0[n_0^2 + 2]^2[n_0^2 - 1]^2} = \mathcal{R} \quad (4.6)$$

où  $\chi^{(3)}$  est la susceptibilité non linéaire de troisième ordre correspondant à l'axe du LC d'indice optique  $n$  et  $\chi_0^{(3)}$  celle correspondant à l'indice  $n_0$ . A partir de la mesure d'une efficacité de référence  $\eta_0$  pour une température/angle de polarisation où  $\chi_0^{(3)}$  et  $n_0$  sont connus, et sachant que  $n$  dépend soit de la température via l'équation 1.40 soit de l'angle de polarisation via l'équation 1.35, il est possible de prédire l'efficacité théorique de THG en fonction de ces paramètres. Pour l'interface substrat-LC, elle s'exprime comme suit :

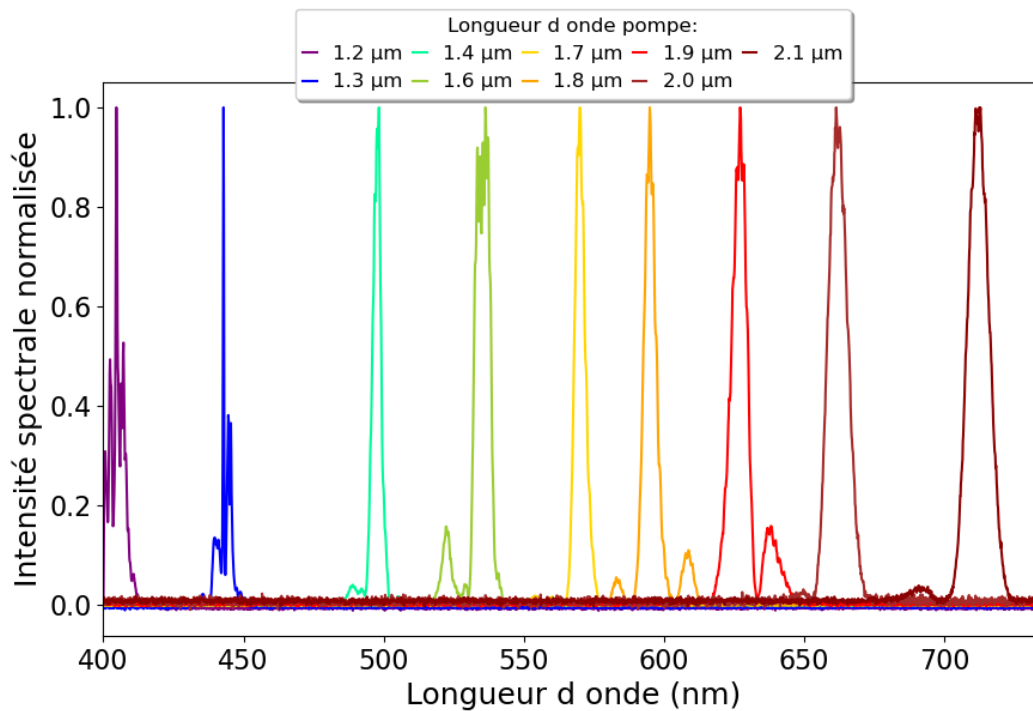


FIGURE 4.5 – Spectres de THG normalisés pour chaque acquisition et enregistrés pour une longueur d’onde de pompe comprise en 1.2 µm est 2.1 µm avec un faisceau polarisé parallèlement à l’axe extraordinaire du LC.

$$\eta = \eta_0 \left| \frac{\chi_{substrat}^{(3)} - \chi_0^{(3)} \times \mathcal{R}}{\chi_{substrat}^{(3)} - \chi_0^{(3)}} \right|^2 \quad (4.7)$$

Pour l’ensemble des représentations suivantes seul une interface substrat-LC est considérée pour prédire l’efficacité. Pour l’étude en température  $\eta_0$  est l’efficacité mesurée à  $T_0$ . Pour l’étude en polarisation,  $\eta_0$  est l’efficacité mesurée à un angle de  $0^\circ$ , c’est-à-dire, en polarisation selon l’axe extraordinaire.

En premier lieu, l’influence de la température et du paramètre d’ordre du LC est étudiée. Pour cela, l’échantillon est placé dans un four Peltier. A une température initiale  $T_0 = 20^\circ\text{C}$ , une élévation de température a pour effet de créer du désordre dans le LC jusqu’à la température de transition en phase isotrope  $T_C$  où le LC est totalement désordonné. L’efficacité de THG mesurée en fonction de la température est présentée Fig. 4.6 au côté de la courbe théorique prédite par l’équation 4.7. On y voit une nette perte d’efficacité induite par l’échauffement suivi de l’apparition d’un plateau à partir de la transition isotrope. La perte d’efficacité s’explique par la variation de  $\chi^{(3)}$  du LC diminuant ainsi l’écart de  $\chi^{(3)}$  entre les deux matériaux. Ce comportement est quantitativement en adéquation avec la théorie jusqu’à la température critique à partir de laquelle, au lieu de chuter à zéro, l’efficacité se maintient à 2%. Ce plateau s’explique en partie car l’ancrage de part et d’autre du LC maintient un certain ordre aux interfaces mais il est aussi plausible qu’une autre contribution non affectée (ou à moins grande échelle) par la variation de température existe. Le paramètre d’ordre des LC a donc bien un lien direct avec l’efficacité de génération de TH, cette dernière est maximale lorsque les molécules de LC sont ordonnées.

En second lieu, la dépendance avec la polarisation est également étudiée (Fig. 4.6b). Ici aussi les tendances entre mesures et théories sont en adéquation. En polarisation linéaire parallèle à l’axe ordinaire, l’efficacité est réduite d’un facteur  $\times 2$  par rapport à l’axe extraordinaire. Cela conforte l’idée que la THG

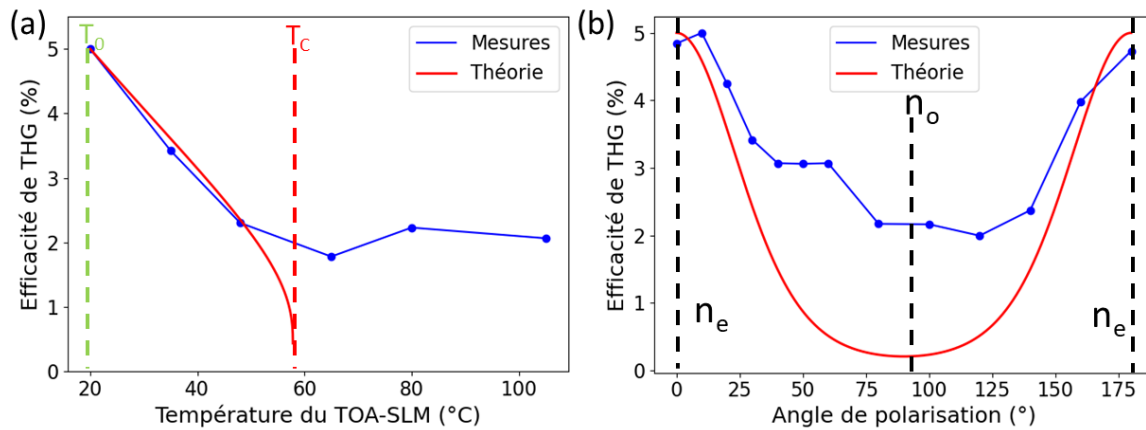


FIGURE 4.6 – a) Efficacité de THG à 1.5  $\mu\text{m}$  en fonction de la température du TOA-SLM.  $T_0 = 20^\circ\text{C}$  est la température ambiante et  $T_C$  la température critique de transition du LC en phase isotrope. b) Efficacité de THG à 1.5  $\mu\text{m}$  en fonction de l'angle de polarisation,  $0^\circ$  est une polarisation parallèle à l'axe extraordinaire et  $90^\circ$  une polarisation parallèle à l'axe ordinaire.

provient majoritairement des interfaces car en polarisation ordinaire l'écart de  $\chi^{(3)}$  entre le LC et le substrat est plus faible qu'en polarisation extraordinaire. Cependant, un minimum de 2% est observé là où, théoriquement, l'efficacité devrait être nulle dans le cas où seul l'interface LC-substrat et à l'origine de la THG. Ceci indique la présence d'une autre contribution à la THG moins affectée par la variation de polarisation, probablement l'interface métal-LC.

Sur un autre échantillon composé d'un miroir en Au sur lequel une couche de PVA est déposée, aucune THG n'est observée. La contribution de l'Au et son interface avec le PVA dans ces mécanismes n'est donc pas critique. En revanche le  $\chi^{(3)}$  d'Au est situé deux ordres de grandeur au dessus de celui du LC [118], la couche d'or est très fine (100 nm) mais son rôle dans la contribution à la THG liée aux interfaces n'est probablement pas négligeable comme cela a déjà été observé [119].

Le TOA-SLM forme donc, malheureusement, une structure propice à la THG à cause des multiples interfaces qui le composent et des discontinuités de  $\chi^{(3)}$  associées. La section suivante traite de l'impact de ce phénomène sur le fonctionnement du dispositif.

### 4.3.3 Influence de la THG sur le LIDT

Comme vu dans la section précédente la génération de TH est efficace dans le TOA-SLM et achromatique. Il apparaît alors que les longueurs d'onde générées de cette manière peuvent être absorbées par la couche d'Au et de LC, ce qui peut, par absorption linéaire, abaisser inéluctablement le seuil de dommage du dispositif dans son intégralité. Cette section est donc consacrée à l'étude du LIDT et du LIFT du TOA-SLM à l'aide du protocole décrit dans la section 4.2.1.

#### LIDT=LIFT

La première conclusion provenant de l'ensemble des mesures menées est l'absence d'échauffement notable du LC précédant l'endommagement, conduisant à l'égalité formelle suivante : LIFT=LIDT. En effet, pour toutes les longueurs d'onde étudiées, la modulation de phase induite par l'absorption de chaleur par le LC est infime (de l'ordre de la limite de résolution du SID4 :  $0.02\lambda$ ) et ce, pour toutes les puissances inférieures à la fluence du LIDT (Fig. 4.7). Par conséquent, le fonctionnement du dispositif

n'est en aucun cas perturbé par une modulation parasite de la phase antérieure à l'endommagement, et donc le LIDT du TOA-SLM est également son LIFT. Par la suite, fort de cette observation, seule la notion de LIDT est donc considérée. Les LIDT exprimés dans la suite sont en  $\text{GW}/\text{cm}^2$ . Le LIDT étant lié à un phénomène non linéaire présent uniquement en régime femtoseconde, cette unité est plus adaptée afin d'assimiler les puissances crêtes mises en jeu.

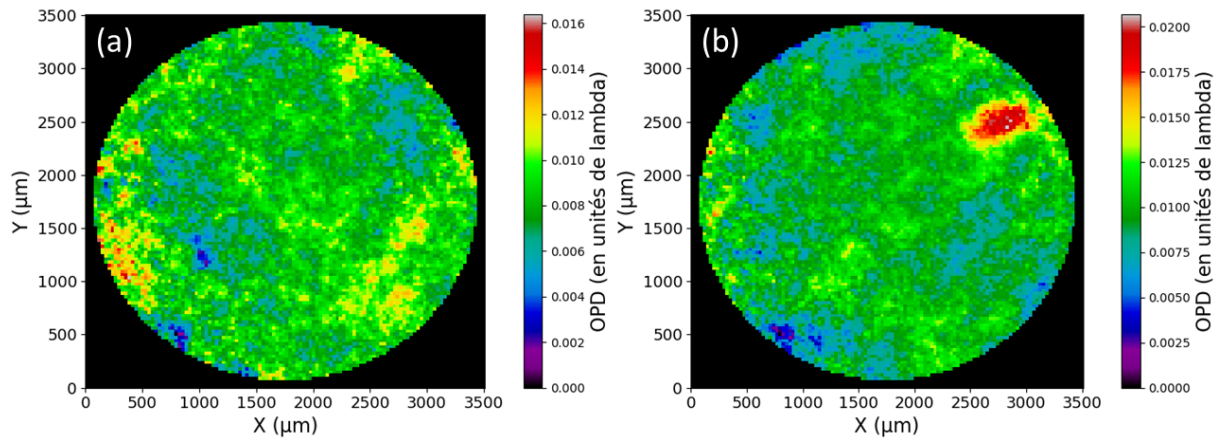


FIGURE 4.7 – a) Front d'onde de référence du TOA-SLM. b) Front d'onde mesuré pour une puissance juste inférieure à celle d'endommagement ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ )

Pour rappel, le critère d'endommagement est une perturbation non réversible dans la phase mesurée par le SID4 d'une amplitude supérieure à  $0.05\lambda$  dont un exemple est présenté sur la Fig. 4.3b. Une telle perturbation dans la phase est typique de l'ablation laser des films fins [108]. La Fig. 4.8 présente des images de microscopie optique typiques d'un tel dommage. La mise au point est faite sur le miroir métallique et on y voit une tâche sombre représentative d'une ablation de la fine couche d' Au dont le résultat est la destruction de la couche d'ancrage du LC. Cela entraîne l'apparition de bulles désordonnées de molécules de LC où l'ancrage est détruit. Le dommage, lorsqu'il survient, est localisé sur la couche d' Au et il est irréversible, en revanche les bulles de LC ont tendance à se résorber par elles-mêmes dans un temps de l'ordre de la dizaine de minutes.

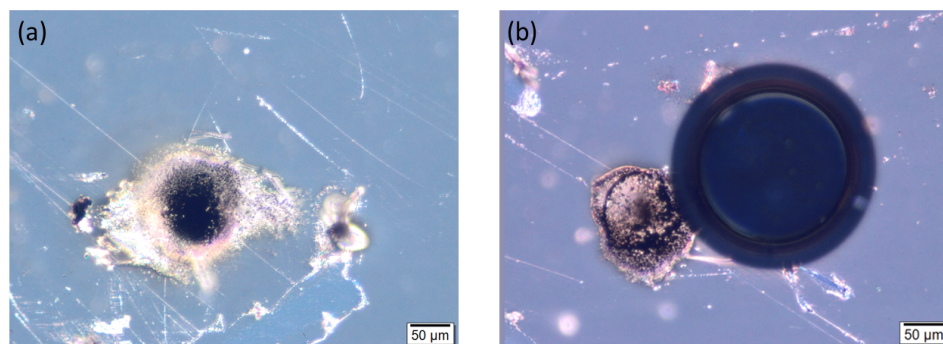


FIGURE 4.8 – Images de microscopie optique par réflexion de l'endommagement de la couche d' Au. Sur la b) une bulle dans le LC provenant du dommage dans l' Au.

#### LIDT à 1030 nm

La première série de mesures est réalisée à une longueur d'onde de pompe de  $1.03 \mu\text{m}$  et vise à confirmer l'influence de la THG sur l'endommagement du TOA-SLM. En effet, à cette longueur d'onde,

la THG est proche de 350 nm et est partiellement absorbée par l'Au mais également par le LC lui-même. La Fig. 4.9 montre les résultats de ces mesures, toutes ces valeurs sont obtenues selon le même protocole expérimental à l'exception du LIDT de E7 qui provient du chapitre précédent.

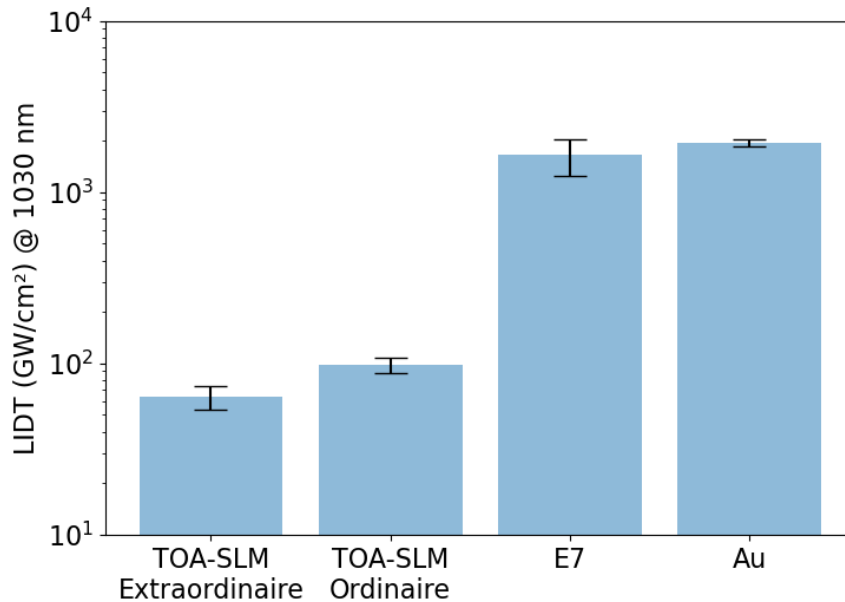


FIGURE 4.9 – Représentation en échelle semi-logarithmique du LIDT du TOA-SLM mesuré pour deux directions de polarisation (ordinaire et extraordinaire), comparé au LIDT mesuré un miroir d'Au seul et à la valeur de LIDT obtenue dans le chapitre précédent pour les films de LCs.

Tout d'abord, on peut comparer le LIDT mesuré sur le TOA-SLM dans les deux directions de polarisation. Il se trouve que le LIDT mesuré selon la polarisation ordinaire est quasiment deux fois supérieur à celui de la polarisation extraordinaire. Ce rapport s'explique par le fait que la génération de TH est moins efficace en polarisation ordinaire d'un facteur 2, il s'agit d'une première preuve du lien de corrélation entre THG et LIDT. La valeur obtenue pour le LIDT du TOA-SLM selon la direction de polarisation extraordinaire (qui est celle utilisée pour l'essentiel de ses applications) est d'environ 65 GW/cm<sup>2</sup> qui est une valeur relativement faible. Cette valeur est bien plus petite que le LIDT de la couche d'Au seule. Mesuré dans les mêmes conditions expérimentales, il est de l'ordre de 2000 GW/cm<sup>2</sup>. Le LIDT du TOA-SLM est aussi largement en dessous du LIDT de E7 seul à 10 kHz et 1.03 μm, mesuré dans le chapitre précédent à 1650 GW/cm<sup>2</sup>. Par conséquent, c'est l'assemblage des différentes couches constituant le SLM qui dégrade la tenue au flux du composant à cause des effets non-linéaires ayant lieu aux interfaces et notamment de la THG. On s'attend donc à ce que la longueur d'onde de pompe ait une grande influence sur le LIDT.

### LIDT chromatique

Les valeurs de LIDT sont mesurées pour des longueurs d'onde de pompe comprises entre 0.8 μm et 2.1 μm. La Fig. 4.10 montre les résultats de cette étude.

On distingue trois zones où les comportements diffèrent :

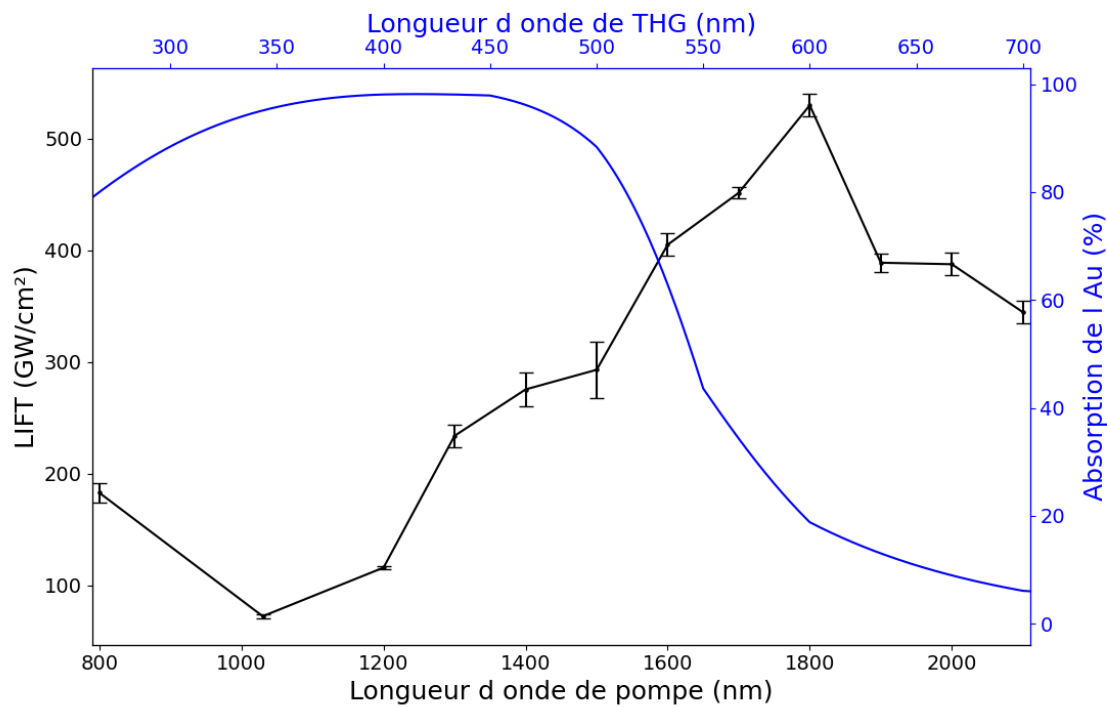


FIGURE 4.10 – LIFT chromatique du TOA-SLM mesurée (noir) et pourcentage d'absorption par la couche d'Or en fonction de la longueur d'onde de TH (bleu).

- entre 0.8  $\mu\text{m}$  et 1.2  $\mu\text{m}$  : le LIDT diminue avec l'augmentation de l'absorption de la longueur d'onde de THG par l'Or pour arriver à son minimum à 1.03  $\mu\text{m}$ , dans cette zone les valeurs de LIDT sont relativement faibles.
- entre 1.2  $\mu\text{m}$  et 1.8  $\mu\text{m}$  : le LIDT augmente progressivement avec la diminution de l'absorption de l'Or jusqu'à un maximum de 500  $\text{GW}/\text{cm}^2$  obtenu pour 1.8  $\mu\text{m}$  et qui correspond au minimum d'absorption de la TH par l'Or. Cette valeur est élevée et permet d'affirmer que, une fois ce problème de THG résolu, le dispositif est capable de supporter des fluences très élevées et conserve donc tout son intérêt pour l'optique ultra-rapide.
- au-delà de 1.8  $\mu\text{m}$  : une décroissance, pour le moment inexpiquée, du LIDT est observée.

Par conséquent, à la vue des variations comparées du LIDT et de l'absorption de la THG par l'Or, l'hypothèse selon laquelle la THG influence directement l'endommagement du TOA-SLM est confirmée. De plus cette mesure permet d'identifier les plages de fonctionnement chromatique du TOA-SLM.

## 4.4 Conclusion

Au cours de ce chapitre, le seuil de fonctionnement chromatique du TOA-SLM est identifié en régime femtoseconde. La détection de l'endommagement via un analyseur de front d'onde a permis de vérifier que le laser de pompe n'a pas d'effets néfastes sur le fonctionnement du TOA-SLM tant que ce dernier ne l'endommage pas. Une génération de TH efficace ( $\simeq 5\%$  avec une pompe à 200  $\text{GW}/\text{cm}^2$ ) est observée. L'efficacité de cette génération est étudiée en fonction de plusieurs paramètres (paramètre d'ordre, polarisation), ce qui permet de déterminer son origine : une THG aux interfaces avec le LC due à la discontinuité de  $\chi^{(3)}$ . Cette THG est identifiée comme cause principale de l'endommagement du



TOA-SLM par son absorption par la couche d'or. Des observations au microscope confirment l'endommagement de la couche d'or. L'étude chromatique permet d'obtenir une cartographie précise des plages de fonctionnement du TOA-SLM en optique ultra-rapide. Les valeurs de LIDT obtenues,  $500 \text{ GW/cm}^2$  en dehors des bandes d'absorption de la THG, sont prometteuses dans la mesure où, une fois une solution technique trouvée pour limiter l'impact de la THG (protection de la couche d'Or par exemple), le dispositif montre une excellente tenue au flux en régime femtoseconde. Cela en fait un excellent candidat pour une implémentation dans un système optique ultra-rapide.

## 4.5 Perspectives

Ici, le fait d'utiliser de l'or dans le TOA-SLM est limitant. Mais de manière plus générale, à la vue de l'importante efficacité de génération de THG, cette dernière peut aussi, à terme, endommager le LC lui-même dans d'autres dispositifs. En effet, à une longueur d'onde inférieure à 450 nm, la lumière est absorbée par la couche d'or mais peut aussi l'être par le LC. Le phénomène mis en évidence ici est donc à prendre en compte pour l'ensemble des dispositifs à cristaux liquides. Afin d'améliorer la valeur de LIDT, des développements sont en cours afin de protéger la couche d'Or par un traitement réfléchissant à la longueur d'onde de TH. Une génération aussi efficace de THG achromatique peut cependant être très intéressante pour d'autres applications, comme la microscopie ou la caractérisation temporelle des impulsions femtosecondes.

Les plages de fonctionnement du TOA-SLM étant clairement identifiées, une dernière étape manque avant qu'il soit utilisable en conditions réelles : sa programmation. Ce processus est adressé dans le chapitre suivant.

## Chapitre 5

# Programmation arbitraire du TOA-SLM

## 5.1 Introduction

### 5.1.1 Objectif

Le TOA-SLM offre un vaste champ d'applications possibles, ses capacités de modulation de la phase spatiale en font un outil précieux notamment pour l'optique adaptative. L'optique adaptative est une technique utilisée pour améliorer les performances de systèmes optiques en corrigeant en temps réel les déformations et aberrations du front d'onde. Elle est utilisée dans de nombreux domaines tels que l'astronomie [120], la microscopie [121], la mise en forme de lasers de haute puissance [122, 123] ou encore l'usinage laser [73]. Divers dispositifs permettent de réaliser des corrections de front d'onde. Parmi eux on distingue les miroirs déformables, thermiques ou mécaniques, fonctionnant selon diverses technologies [46, 122]. Le TOA-SLM représente une nouvelle approche en utilisant les propriétés thermotropes des LCs. En plus d'être capable d'adresser une large bande spectrale, la surface utile est grande ( $> 40 \text{ mm}^2$ ), la modulation de phase continue et non-pixelisée et la résolution spatiale est comprise entre 0.5 mm et 0.9 mm permettant d'avoir 50 points de contrôle par  $\text{cm}^2$ .

Le TOA-SLM dépend d'un adressage thermo-optique présenté dans la section 2.2. Afin de répondre aux besoins d'optique adaptative d'un système optique réel, il faut établir un contrôle de l'adressage du dispositif, de manière à avoir la possibilité de corriger automatiquement les déformations d'un front d'onde. Afin de parvenir à un tel résultat on peut placer un diagnostic du front d'onde en aval du TOA-SLM couplé à une boucle de rétroaction permettant d'ajuster les paramètres d'adressage du TOA-SLM selon des besoins de correction à un temps donné. Cependant, cela n'est possible qu'après avoir établi une méthode permettant de programmer arbitrairement le TOA-SLM, c'est-à-dire, de prédire, la forme du faisceau d'écriture nécessaire à la correction d'un front d'onde donné. Cette programmation doit être fiable dans le temps et idéalement transmissible d'un dispositif à un autre à condition que ces derniers aient des structures identiques. Parvenir à une telle programmation arbitraire est l'objectif visé dans ce chapitre qui s'appuie sur l'article [124] publié récemment.

### 5.1.2 Apprentissage automatique

L'apprentissage automatique (machine learning en anglais) est une branche de l'intelligence artificielle basée sur une approche mathématique et statistique permettant aux ordinateurs "d'apprendre" à partir de jeux de données. Un algorithme de machine learning apprend de manière autonome à effectuer une tâche ou à réaliser une prédiction à partir de données sans pour autant être explicitement programmé pour cela. L'apprentissage automatique est généralement composé de quatre phases :

- une première phase au cours de laquelle un ensemble de données d’entraînement est sélectionné et préparé afin de nourrir le modèle. Les données doivent être soigneusement organisées afin de ne pas biaiser le modèle lors de son entraînement. Par ailleurs une partie des données doit être stockée en marge (elles ne sont pas fournies au modèle pour son entraînement) afin de servir au cours de la troisième étape pour la validation du modèle.
- la deuxième étape consiste à sélectionner un type d’algorithme ainsi son design. Cette étape dépend du type et du volume des données d’entraînement ainsi que de la nature du problème à résoudre. Pour l’application souhaitée dans ce chapitre l’apprentissage par renforcement est utilisé. Il permet au modèle d’apprendre de façon incrémentale en fonction d’une récompense reçue pour chacune des actions entreprises. Autrement dit l’algorithme apprend de ses erreurs pour atteindre un objectif et il est récompensé ou pénalisé selon ses performances pour l’inciter à poursuivre dans une voie ou à changer d’approche.
- la troisième étape est l’entraînement de l’algorithme. C’est un processus itératif, des variables sont exécutées au travers de l’algorithme et les résultats sont comparés aux prédictions attendues. Au cours des itérations l’erreur statistique moyenne entre les prédictions de l’algorithme et les attentes est minimisée. Les performances du modèle sont ensuite évaluées par la prédiction de données non vues par l’algorithme. En fonction de la précision obtenue les paramètres de l’algorithme (poids des coefficients, nombre d’itérations, biais, etc.) sont ajustés.
- la dernière étape consiste à réaliser des prédictions et à utiliser le modèle ainsi optimisé.

Au cours de ce chapitre, un apprentissage profond (deep learning) [125] est mené. Il s’agit d’un type de machine learning utilisant des réseaux neuronaux artificiels et des séries de transformations non linéaires. Le deep learning repose sur l’apprentissage de représentations et de caractéristiques de données (patterns) afin d’apprendre et reconnaître des schémas de la même manière que le cerveau humain. Le terme de profondeur fait référence au nombre de couches composant le réseau de neurones, chaque niveau du réseau traite ses données d’entrée d’une manière spécifique, qui informe ensuite la couche suivante. Ainsi, la sortie d’une couche devient l’entrée de la couche suivante. L’algorithme apprend à partir d’exemples de données afin d’être en mesure de produire des résultats précis lorsqu’on lui présente de nouvelles données.

### 5.1.3 Résolution du problème inverse

Le modèle théorique, basé sur la résolution de l’équation de diffusion de la chaleur dans le TOA-SLM, est présenté dans la section 2.3.1. Le modèle numérique développé sur COMSOL est utilisé dans la section 2.3.2 afin d’avoir une approche qualitative des mécanismes thermiques impliqués dans le fonctionnement du dispositif ne permet cependant pas de réaliser des prédictions quantitatives sur le comportement du TOA-SLM. Cela est de manière générale difficile pour les raisons déjà évoquées en section 2.3.5. Au-delà de ces difficultés, la prédiction du comportement physique d’un système, via des modélisations, est possible lorsqu’il s’agit de trouver l’état final dudit système à partir de son état initial. Ici, au contraire, le but est d’établir un contrôle du TOA-SLM permettant de modéliser le faisceau d’écriture permettant d’atteindre un front d’onde cible. Il s’agit donc de résoudre un problème inverse. Même en considérant un modèle théorique simple pour le TOA-SLM, la résolution de problèmes inverses est une question de longue date [126] pouvant être résolue analytiquement dans des cas particuliers et pour des conditions spécifiques [127]. Quand bien même, la résolution analytique ne prendrait en compte ni la non-linéarité de la réponse thermique du LC, ni les imperfections présentes dans un système réel où les conditions aux limites sont très complexes à déterminer et modéliser.

Compte tenu de ces difficultés, l'utilisation d'une approche utilisant l'apprentissage automatique semble justifiée. De plus, la tâche à accomplir étant le contrôle du TOA-SLM en tant que système dynamique non local et non linéaire, l'utilisation de l'apprentissage par renforcement apparaît comme la meilleure solution. Historiquement on recense les premières traces de l'utilisation de l'apprentissage automatique appliqué à l'optique adaptative au début des années 90 [128, 129]. Depuis, les algorithmes d'apprentissage automatique sont en plein développement dans le domaine de la photonique, notamment pour résoudre des problèmes inverses [130-132] ou encore pour améliorer les fonctionnalités de dispositifs existants [133, 134]. Dans ce chapitre, je présente la programmation arbitraire du TOA-SLM par deep learning. La création d'un algorithme d'apprentissage automatique passe par la construction et l'entraînement d'un réseau de neurones. Dans la suite de ce chapitre la méthode d'acquisition des données d'entraînement expérimentales est présentée, suivie de la méthode de construction du réseau de neurones. Enfin dans une dernière partie une validation expérimentale de l'algorithme est effectuée grâce à la génération d'aberrations spatiales simples.

## 5.2 Montage expérimental

Le TOA-SLM utilisé est un prototype de dimension  $2'' \times 2''$ . Il est composé de :

1. un substrat en BK7 de 2 mm d'épaisseur avec un traitement antireflet à 465 nm en face arrière.
2. un miroir en or de 100 nm d'épaisseur.
3. une fenêtre avant en  $SiO_2$  de 2 mm d'épaisseur traitée antireflet en face avant.
4. deux couches de PVA d'environ 1  $\mu m$  d'épaisseur de part et d'autre du LC.
5. une couche de LC en E7 (Merck) d'une épaisseur de 80  $\mu m$ .

L'utilisation du dispositif d'adressage présenté dans la section 2.2 permet de contrôler le TOA-SLM : la mise en forme en amplitude du faisceau émis par une diode bleue à l'aide d'un DLP permet d'induire une modulation de la phase du faisceau de lecture. La modulation de phase spatiale induite est obtenue par mesure du front d'onde sur le faisceau de lecture par un analyseur de front d'onde (SID4-GE, Phasics). Ici le TOA-SLM se comporte comme un miroir déformable.

Le montage expérimental global est présenté sur la Fig. 5.1. Le faisceau de lecture est issu d'un supercontinuum laser (ElectroVisir, Leukos) suivi d'un filtre passe bande permettant la sélection d'une bande spectrale de quelques dizaines de nanomètres centrée à 800 nm. Un doublet de lentille permet de fixer la taille du faisceau sonde à 10 mm, un polariseur linéaire fixe sa polarisation afin qu'elle soit parallèle à l'axe extraordinaire du LC. Un miroir semi-réfléchissant permet de capter le faisceau réfléchi sur le TOA-SLM. Le plan du TOA-SLM est ensuite imagé avec une réduction de taille d'un facteur  $\simeq 3.1$  sur le SID4 [68]. La résolution spatiale du SID4 est de 24  $\mu m$  et sa résolution en phase de  $0.02\lambda$  correspond à une différence de chemin optique de 16 nm à la longueur d'onde de travail de 800 nm. Ce type de diagnostic ne donne cependant pas d'information quand à l'offset de phase homogène (piston) introduit par le TOA-SLM. Par la suite, on appelle pupille la zone circulaire où le front d'onde est mesuré. Pour des raisons de dimensionnement du faisceau d'écriture (limité en puissance), la taille de la pupille considérée est de 10 mm. Le front d'onde acquis sans faisceau d'écriture est considéré comme référence et est soustrait des mesures de front d'onde suivantes. Ainsi, le front d'onde mesuré par le SID4 correspond uniquement à la modulation de phase induite par le TOA-SLM. Au cours de l'étude, le déphasage maximal obtenu est de  $\simeq 0.8\lambda$  correspondant à une différence de chemin optique (OPD) de 640 nm. Ce déphasage correspond lui-même à une variation de l'indice optique moyen dans le LC de 0.005 et à

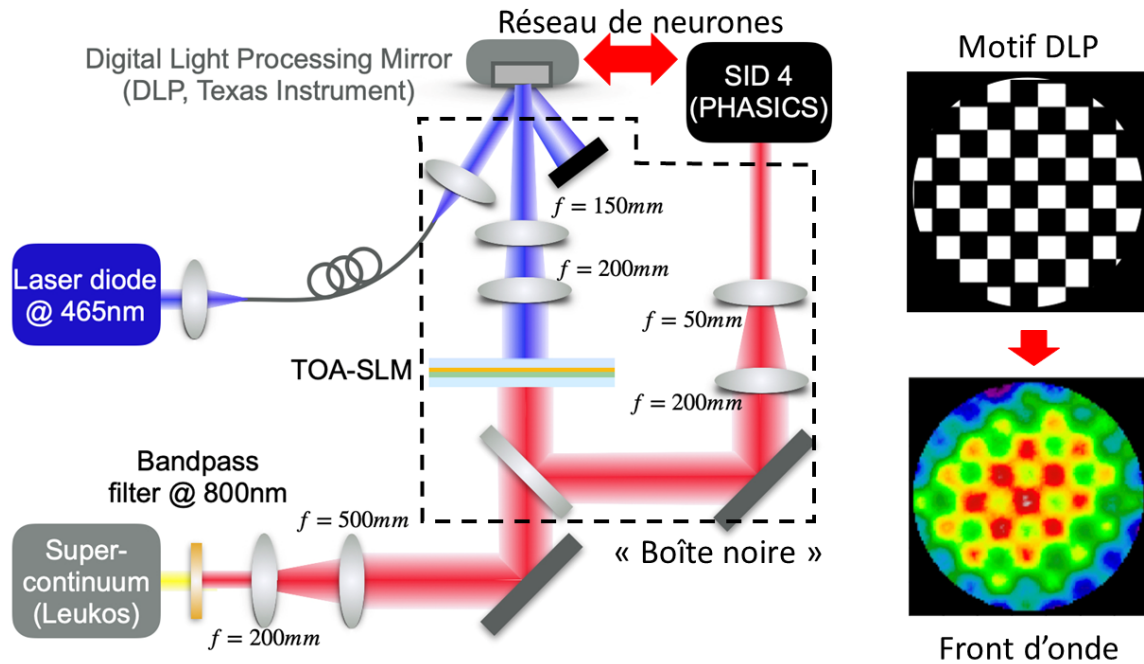


FIGURE 5.1 – Montage expérimental permettant d’acquérir les données nécessaires à l’entraînement du réseau de neurones. La colonne de droite est un exemple des paires (motif de DLP + front d’onde) de données fournies à l’algorithme.

un changement de température de  $\simeq 4$  K. La valeur du déphasage est ici limitée par la puissance de la diode utilisée pour l’écriture permettant d’obtenir une fluence maximale en face arrière du TOA-SLM de  $1 \text{ W/cm}^2$ . Ultérieurement, un dimensionnement différent du montage d’adressage devrait permettre de lever cette limite.

Pour chaque acquisition, le front d’onde est enregistré lorsque l’état de stabilité thermique est atteint, c’est-à-dire lorsqu’aucune évolution temporelle du front d’onde n’est détectable au SID4. La durée nécessaire à atteindre un tel équilibre est de l’ordre de la minute. Le retour à l’équilibre thermique à la température ambiante du laboratoire prend environ 1 min. La Fig. 5.1 montre un exemple de la manière dont un motif chargé sur le DLP module la phase spatiale. Comme le mode complémentaire du DLP est imagé sur le TOA-SLM, un minimum local dans le motif (noir) correspond à un maximum local d’éclairement en face arrière du TOA-SLM et donc à un maximum de température. La chaleur, ayant pour effet de diminuer l’indice extraordinaire du LC, un déphasage positif est mesuré par le SID4. Comme présenté Fig. 5.1, la forme du front d’onde obtenue à l’état stationnaire reproduit le motif de damiers du faisceau d’écriture, convolué avec une modulation à l’échelle de la pupille provenant de la diffusion de la chaleur dans le TOA-SLM et sa structure multi-couche. Les inhomogénéités observées entre le centre et le bord de la pupille proviennent principalement de la diffusion de la chaleur aux bords du dispositif ainsi que des inhomogénéités résiduelles du faisceau d’écriture provenant de la réflectivité imparfaite du DLP et les imperfections du système d’imagerie. Chaque acquisition permet d’associer un motif de DLP à un front d’onde et ce sont ces paires de données qui sont utilisées pour entraîner le réseau de neurones. Ce type d’acquisition permet de s’affranchir de tous les aspects liés à l’imagerie et à la géométrie du TOA-SLM qui devient une véritable "boîte noire" et n’a aucun rôle dans l’entraînement du modèle.

## 5.3 Le réseau de neurones

### 5.3.1 Design du modèle

Le modèle à créer doit être capable de suggérer quel motif de DLP doit être appliqué afin d'atteindre un profil de phase spatial cible. Le rôle du réseau de neurones est donc de résoudre le problème inverse de l'expérience. C'est-à-dire, en partant d'un front d'onde bidimensionnel, qu'il doit pouvoir trouver le motif numérique 2D correspondant à charger dans le DLP. L'architecture ainsi que la réalisation du réseau de neurone est réalisée par Stéphane Barland (Directeur de Recherche, INPHYNI, CNRS). D'après des observations préliminaires, il apparaît que la modulation de phase induite dépend à la fois de la densité de puissance locale et également de la puissance globale transmise au TOA-SLM par l'ensemble du faisceau d'écriture. Par conséquent, un réseau de neurones connecté uniquement localement impliquerait des connexions auprès d'un trop grand nombre de voisins (chaque neurone devrait être connecté à l'ensemble des neurones de la couche suivante) conduisant à un nombre de coefficients à optimiser trop grand. Nous choisissons de construire un réseau de neurones convolutionnel [135]. Le réseau est construit en utilisant la bibliothèque keras [136], inspiré par l'architecture U-Net [137], et adapté aux spécificités de nos données. Ce réseau se compose d'une partie contractante suivie d'une voie expansive. La partie contractante consiste en une application répétée de convolutions, chacune suivie d'une fonction d'activation puis d'une opération de "pooling" maximum en 2D. Au cours de la contraction, les informations spatiales sont réduites mais les informations sur les valeurs des coefficients sont augmentées. La pile expansive combine les informations spatiales et les informations sur les coefficients au travers une séquence de convolutions, de concaténations et de convolutions transposées.

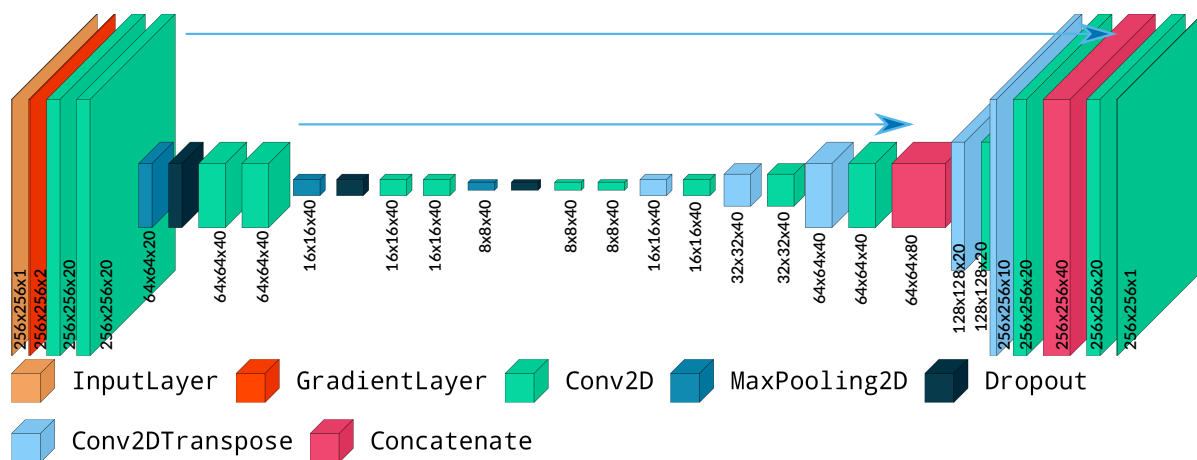


FIGURE 5.2 – Architecture du réseau neuronal. Composée d'une superposition de couches convolutionnelles d'abord contractantes puis symétriquement expansive où les deux extrémités sont connectées par concaténation. La forme de sortie est montrée après chaque couche convolutionnelle. Cette visualisation est obtenue à l'aide de [138].

La Fig. 5.2 présente la structure multicouche du réseau de neurones développé. En entrée du réseau, une couche (GradientLayer) calcule le gradient de l'image de front d'onde. En effet, la valeur absolue de la phase n'est pas une donnée exploitable en l'absence de mesure du piston. Le niveau suivant est composé d'une pile de contraction. Elle est, elle-même, composée d'une alternance de couches de regroupement sélectionnant des maximums locaux en 2D (MaxPooling2D) et de couches convolutionnelles (Conv2D). Le niveau suivant est une pile d'expansion composée de couches de convolutions transposées [139] (Conv2DTranspose) et de couches convolutionnelles (Conv2D). La partie servant à

la contraction et celle servant à l'expansion sont inter-connectées à deux échelles spatiales en concaténant (Concatenate) la sortie d'une Conv2D de la pile de contraction avec la sortie d'une Conv2D de la pile d'expansion ayant la même dimension (flèches bleu clair sur la Fig. 5.2). Toutes les Conv2D utilisent une fonction unité linéaire rectifiée (redresseur) comme fonction d'activation non linéaire, cette dernière, aussi appelée unité linéaire, est définie par  $f(x) = \max(0, x)$  et permet de remplacer les résultats négatifs obtenus après la Conv2D par des zéros. Seule la dernière Conv2D utilise une sigmoïde comme fonction d'activation puisque le signal à envoyer au DLP doit être compris entre 0 et 1. La taille du noyau utilisé à chaque couche est de 3 et le nombre de noyaux grandit en approchant du centre du réseau avant de diminuer à nouveau en s'éloignant de manière à obtenir une image à deux dimensions dont les valeurs sont comprises entre 0 et 1 en sortie de réseau. Le nombre de noyaux est choisi de manière à minimiser le nombre total de paramètres entraînaibles ( $2.4 \times 10^5$ ) sans pour autant dégrader la valeur de l'erreur durant l'entraînement. Pour l'entraînement, deux couches de "Dropout" ayant une probabilité de 20 % sont utilisées dans la contraction, elles permettent d'optimiser l'apprentissage et d'empêcher le manque de généralisation (overfitting). En effet, ces couches vont aléatoirement désactiver des neurones avec une probabilité de 20 % par neurone. Grâce à ces couches le modèle doit apprendre à exploiter chaque neurone individuellement.

### 5.3.2 Entraînement et augmentation de données

L'ensemble des données expérimentales acquises pour l'entraînement est composé de 138 images de front d'onde, chacune associée à un motif de DLP. Le nombre de données d'entraînement est limité par le temps nécessaire à leur acquisition, à cause du temps que prend le TOA-SLM pour arriver à l'équilibre thermique. Les motifs de DLP choisis sont de diverses natures :

- des motifs de damiers avec des périodes et niveaux de gris différents
- des motifs de lignes périodiques avec des périodes et niveaux de gris différents
- des motifs correspondant à des superpositions de gaussiennes de largeurs, valeurs maximales et positions relatives variables.

Ces types d'images sont mélangés aléatoirement et un sous-ensemble de 108 couples est conservé pour l'entraînement du réseau. Les 30 restants sont utilisés pour la validation du modèle. Avant tout autre traitement, les images de phase obtenues sur le SID4 sont réduites à une taille de 256x256 pixels, ce qui est suffisant pour échantillonner précisément les variations spatiales de la phase. Les motifs de DLP sont rognés et translatés de manière à ce que le point central de l'image de phase corresponde au point central du motif de DLP. Une rotation à 45° est également réalisée afin de compenser l'angle de 45° présent dans le positionnement du DLP. Les motifs sont également redimensionnés à une taille de 256x256 pixels avant d'appliquer un facteur de grossissement correspondant au facteur de grossissement expérimental induit par le relais d'imagerie à l'arrière du TOA-SLM. Des exemples de couples d'images sont présentés sur la Fig. 5.3a et b. Pour rappel, les images de DLP sont les complémentaires du profil d'éclairement, un minimum sur le DLP correspond à un maximum dans l'éclairement. Sur les deux images le motif de DLP est en bleu et le front d'onde correspondant en vert. L'image de gauche montre trois gaussiennes distantes comme motif DLP, correspondant à un éclairement homogène avec trois "trous" en face arrière du DLP. L'effet de ce motif sur la phase spatiale est à peine perceptible. Sur l'image de droite, la diffusion de la température par les bords est également visible mais la modulation de phase, causée par le motif de DLP, est bien plus évidente, notamment au centre de l'image.

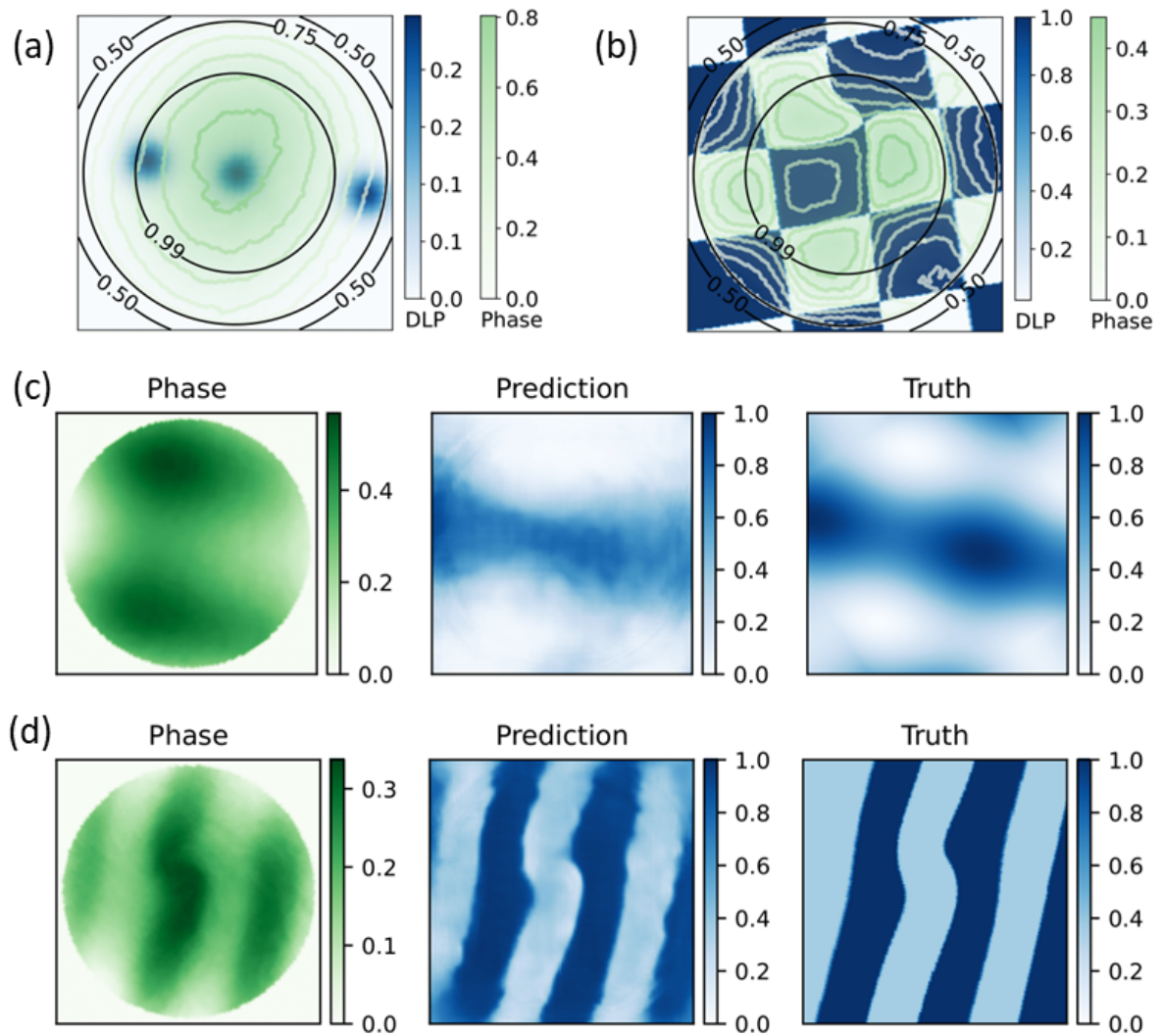


FIGURE 5.3 – Données d’entraînement et résultats. (a) et (b) Exemples de motifs de DLP (bleu) et de profils de phase (isophases vert) obtenues expérimentalement. Les cercles noirs montrent la pondération utilisée pour la fonction de perte au cours de l’entraînement. (c) Exemple de la manière dont le modèle **reproduit** des données vues à l’entraînement. De l’image de phase de gauche, le modèle propose le motif de DLP du milieu. À droite : le motif réel. (d) Exemple de la manière dont le modèle **prédit** des données de validation.



Puisque le nombre d'images d'entraînement expérimental est très petit (138), une augmentation artificielle du nombre de données est nécessaire. Même si le comportement du dispositif n'est pas parfaitement symétrique par rotation (à cause d'une légère anisotropie résultant de la fabrication ou des imperfections du relais d'imagerie du faisceau d'écriture), les variations associées à une rotation sont faibles devant les valeurs de phases atteintes. Supposer que le TOA-SLM est invariable par rotation est néanmoins une approximation raisonnable. Par conséquent des rotations arbitraires autour du centre géométrique des images sont appliquées aux motifs de DLP et aux images de phase correspondantes. Le système est, en revanche, loin d'être invariant par translation à cause des effets de bords et la génération d'images artificielles par translation est donc exclue. Afin d'augmenter la diversité des données d'entraînement, des effets de tourbillons (swirl) sont appliqués localement à certains motifs de DLP et aux fronts d'onde correspondant. Grâce à ces diverses stratégies d'augmentation de données, 1024 exemples sont montrés au réseau à chaque "epoch" de l'entraînement avec un renouvellement total entre chaque "epoch". Une epoch correspond à un passage du jeu de données d'entraînement entier par l'algorithme.

Le réseau est entraîné de manière à minimiser une fonction de perte pondérée basée sur l'erreur quadratique moyenne entre le motif de DLP réel et celui généré par le réseau. Puisque, seules des rotations arbitraires sont utilisées pour la génération de données, les valeurs dans les coins de certaines images sont inconnues et l'erreur quadratique moyenne est pondérée par une supergaussienne d'ordre 4 et d'écart type relatif  $\sigma = 0.8$  (en termes de proportion d'image). Cette supergaussienne est représentée à l'aide des cercles noirs sur la Fig. 5.3a et b. Comme évoqué dans la section 5.2, la forme du faisceau d'écriture atteignant le TOA-SLM est en réalité l'image complémentaire du profil de DLP. Les faibles valeurs dans la matrice de contrôle du DLP correspondent donc à des zones de haute intensité lumineuse dans le faisceau arrivant sur le dispositif. Puisqu'on s'attend à ce que la variation de l'indice de réfraction soit en accord avec la variation d'intensité du faisceau d'écriture, on décide d'accorder un poids plus important aux régions où cette intensité est la plus grande. Pour y parvenir, on divise localement la valeur de l'erreur quadratique moyenne par  $\max(0.1, DLP(x, y))$  afin de favoriser les régions où les valeurs du motif de DLP sont proches de 0.

L'entraînement se compose de 160 epochs : le réseau passe 160 fois sur l'ensemble des données. Chaque epoch est séparée par batches de 8, c'est-à-dire que toutes les 8 données, le réseau de neurones met à jour ses paramètres.

Le premier résultat est la bonne reproduction des données vues à l'entraînement par le modèle (voir Fig. 5.3c). Un deuxième résultat est que l'erreur quadratique moyenne pondérée sur l'ensemble des 30 données de validations (que le modèle n'a jamais vu) est de seulement 0.1, montrant que ce dernier prédit également très bien des données qu'il ne connaît pas (voir Fig. 5.3d). Des tentatives d'entraînement ont été réalisées avec des quantités de noyaux plus faibles afin de réduire l'overfitting potentiel (manque de généralisation) mais elles conduisaient à des erreurs supérieures lors de la validation et n'ont pas été retenues. À noter que la durée de calcul nécessaire à l'entraînement du réseau est de l'ordre de quelques dizaines de minutes. Théoriquement cet entraînement ne devrait être à réaliser qu'une seule et unique fois par montage optique.

## 5.4 Résultats

### 5.4.1 Quantification du résidu

D'après la section précédente, le modèle est capable, sur un panel de données de validation, de prédire avec une bonne précision le motif de DLP utilisé pour atteindre certains profils de front d'onde. Je

m'intéresse maintenant aux performances en conditions réelles, l'objectif étant de reproduire des phases cibles (non vues lors de son entraînement) en prédisant le motif de DLP correspondant. Pour quantifier cette validation expérimentale il faut introduire un certain nombre de métriques sur le front d'onde.

La première métrique concernant le front d'onde est la valeur peak-to-valley (PtV), correspondant à l'amplitude de phase maximale dans la pupille d'analyse. Pour une phase notée  $\phi(x, y)$ , elle s'exprime de la manière suivante :

$$PtV = \phi_{max}(x, y) - \phi_{min}(x, y) \quad (5.1)$$

Pour aller plus loin dans la quantification, la méthode habituelle consiste à décomposer le front d'onde en une somme de polynômes de Zernike. Les polynômes de Zernike forment une suite de polynômes orthogonaux définis sur le disque unité et les 15 premiers sont représentés sur la Fig. 5.4.

Mathématiquement, ils s'expriment de la manière suivante :

$$Z_n^m = \begin{cases} \sqrt{2(n+1)} \sum_{k=0}^{\frac{n-m}{2}} (-1)^k \frac{(n-k)!}{k! (\frac{n-m}{2}-k)! (\frac{n+m}{2}-k)!} r^{n-2k} \cos(mt) & \text{if } m > 0 \\ \sqrt{n+1} \sum_{k=0}^{\frac{n}{2}} (-1)^k \frac{(n-k)!}{k! (\frac{n}{2}-k)! (\frac{n}{2}-k)!} r^{n-2k} & \text{if } m = 0 \\ \sqrt{2(n+1)} \sum_{k=0}^{\frac{n+m}{2}} (-1)^k \frac{(n-k)!}{k! (\frac{n-m}{2}-k)! (\frac{n+m}{2}-k)!} r^{n-2k} \sin(|m|t) & \text{if } m < 0 \end{cases}$$

où  $n$  est un entier positif appelé degré radial,  $m$  un entier positif ou négatif appelé fréquence azimutale,  $r$  est la distance radiale normalisée par rapport au centre du cercle unité et  $t$  est l'angle d'azimut. Ces polynômes sont classiquement utilisés pour décrire les distorsions et aberrations de fronts d'onde [140] ( $Z_0^2$  correspond par exemple à un défocus et  $Z_2^2$  à un astigmatisme). Par projection sur la base des polynômes, le front d'onde peut donc s'écrire sous la forme :

$$\phi(x, y) = \sum_{(i,j)=1}^N \alpha_i^j Z_i^j \quad (5.2)$$

avec  $\alpha_i^j$  le coefficient du mode de Zernike  $(i, j)$  et  $N$  le nombre total de modes utilisés pour la décomposition. Ici on se limite à  $N=15$ . Une telle décomposition permet d'apprécier au mieux la contribution de chaque aberration dans le profil de phase. Comme l'analyseur de front d'onde n'est pas sensible au piston ( $Z_0^0$ ), ce terme est négligé.

Afin de quantifier l'efficacité du réseau de neurones, les fronts d'onde cibles sont choisis parmi les polynômes de Zernike avec une amplitude de phase (PtV) variable. La qualité du front d'onde expérimental obtenu est ensuite quantifiée de la manière suivante. Pour chaque front d'onde cible, on visualise l'erreur de phase résiduelle en traçant  $\phi_{target}(x, y) - \phi_{measured}(x, y)$ . A partir de cette image, le résidu quadratique moyen  $\sigma$  est calculé par :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N_p} \sum [\phi_{target}(x, y) - \phi_{measured}(x, y)]^2} \quad (5.3)$$

où  $N_p$  correspond au nombre de pixels. A partir de cette valeur on peut également accéder au rapport de Strehl ( $S_r$ ) qu'il est aussi intéressant d'estimer. La valeur de ce dernier se situe entre 0 et 1 et permet de quantifier la dégradation du spot au foyer en raison d'erreurs de corrections dans le front d'onde l'idéal étant d'avoir un rapport de Strehl de 1.

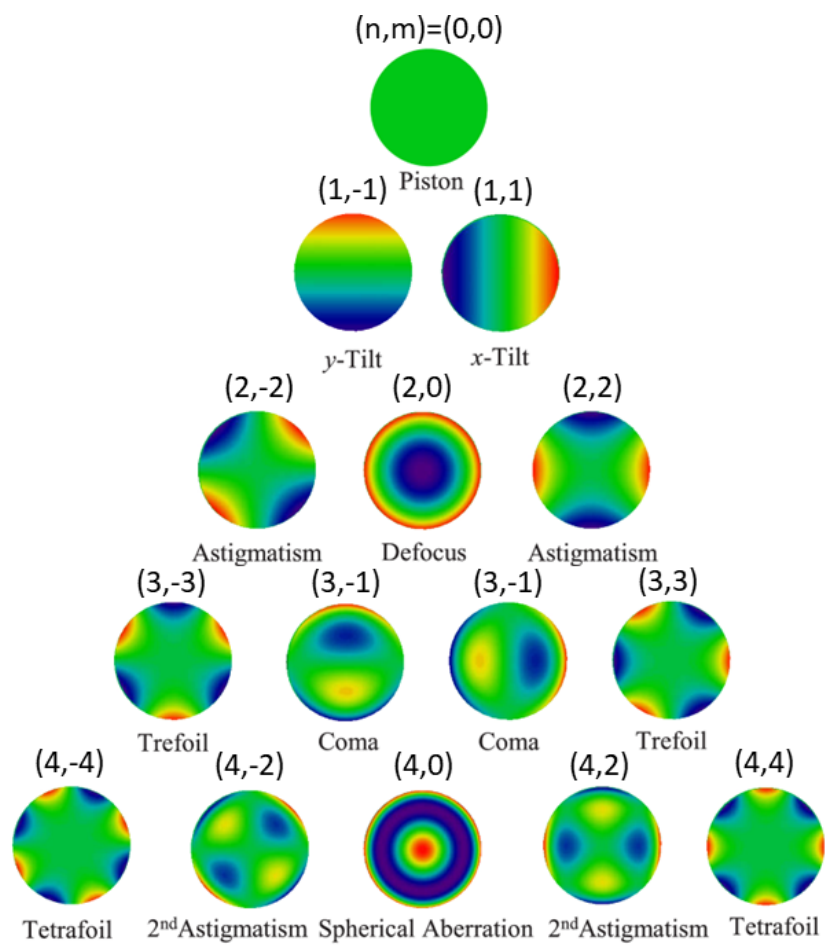


FIGURE 5.4 – Représentation des 15 premiers polynômes de Zernike sur le disque unité

Celui-ci se calcule de deux manières :

- soit sous sa forme générale à partir du front d'onde  $\phi(x, y)$  et du profil spatial  $A(x, y)$  du faisceau (gaussien ici) à l'aide de la transformée de Fourier (TF) :

$$S_{r\phi} = \frac{\text{Max}[|TF[A(x, y) \times \exp(i\phi(x, y))]|^2]}{\text{Max}[|TF[A(x, y)]|^2]} \quad (5.4)$$

- soit à partir de l'approximation de Maréchal [141], en considérant des aberrations de faible vergure (ce qui est le cas dans l'ensemble de notre étude) :

$$S_r \simeq 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \times \sigma^2 \quad (5.5)$$

Enfin, chaque couple (phase cible, front d'onde mesuré) est projeté sur la base des polynômes de Zernike. Cette projection permet d'estimer l'erreur fonctionnelle du TOA-SLM au travers des poids des modes de Zernike non désirés. Je définis un facteur A permettant de quantifier l'efficacité de génération d'un polynôme de Zernike donné [122] :

$$A = \frac{\alpha_k^l}{\sqrt{\sum_{(i,j)=1}^N (\alpha_i^j)^2}} \quad (5.6)$$

où k et l sont les degrés du polynôme ciblé. Une valeur de 1, correspond à un polynôme parfaitement restitué.

### 5.4.2 Miroir concave, miroir convexe

Dans un premier temps on cherche à produire des fronts d'onde paraboliques positifs et négatifs. Une application pratique de ce type de fronts d'onde est la correction de lentilles thermiques dans les systèmes laser de puissance moyenne élevée.

Les résultats de ces tests sont présentés sur la Fig. 5.5. Les motifs de DLP générés par l'algorithme et permettant l'obtention de ces figures sont représentés dans la Fig. 5.7. L'unité utilisée pour représenter les fronts d'onde est la différence de chemin optique (OPD) exprimée en nm. Les fronts d'onde cibles ont des amplitudes de phase cible de  $PtV = 0.4\lambda = 320 \text{ nm}$ . Les fronts d'ondes mesurés sont en bonne adéquation avec le front d'onde ciblé avec des valeurs d'erreur  $\sigma$  de 35 nm pour le miroir concave et 30 nm pour le convexe. Dans les deux cas, l'erreur est minimale au centre de la pupille, en conformité avec la fonction de pondération choisie (Fig. 5.3). L'amplitude de modulation est dépassée dans le cas du miroir concave ( $PtV_{exp} = 432 \text{ nm}$ ) et elle est sous-estimée pour le miroir convexe ( $PtV_{exp} = 225 \text{ nm}$ ). Ce comportement est également observé pour les autres amplitudes de phase paraboliques testées et répertoriées dans les 6 premières lignes du tableau 5.1. Cette asymétrie, entre la courbure de phase positive et négative, s'explique par le manque d'informations concernant le piston, imposant au réseau d'optimiser le gradient de la phase plutôt que la phase elle-même. De plus la réalisation de courbures positives (Fig. 5.5b) est plus difficile que celle de courbures négatives (voir section 2.4.4). En effet, la réalisation d'un miroir convexe nécessite une température plus élevée sur les bords du TOA-SLM, or cette zone est plus sensible à la diffusion thermique et a du mal à conserver la chaleur. Les projections sur les polynômes de Zernike montrent, comme espéré, une forte dominante de  $Z_2^0$  ainsi qu'une très faible dispersion dans les autres modes avec  $A = 0.98$ . Pour les courbures de phase positives, Fig. 5.5b, un terme en  $Z_2^{-2}$  apparaît avec un poids de coefficient de 20%. Ce terme parasite correspond à un astigmatisme oblique, visible sur les bords de la pupille.

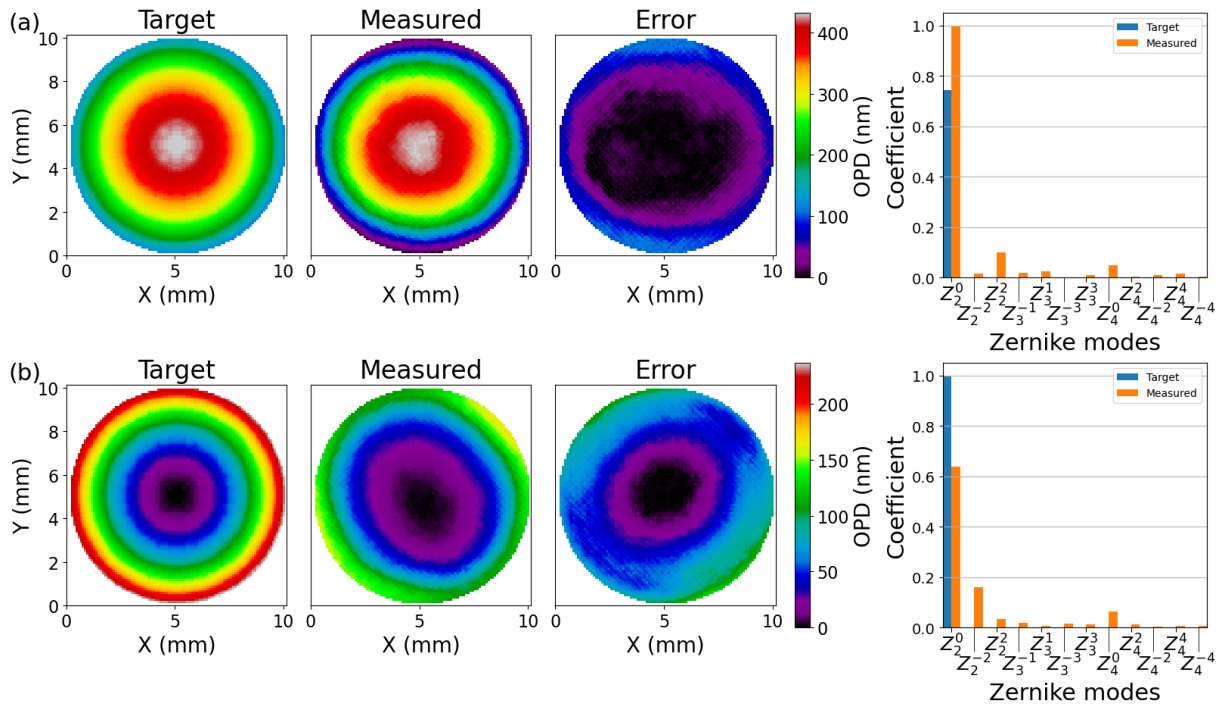


FIGURE 5.5 – Miroir concave (a) et convexe (b) ( $Z_2^0$ ). De gauche à droite : Front d’onde cible, front d’onde mesuré, phase résiduelle et projection des deux fronts d’onde sur les polynômes de Zernike.

### 5.4.3 Aberrations complexes

Dans un second temps, des tests sont menés sur des polynômes de Zernike d’ordre plus élevés correspondant à des aberrations optiques complexes. La Fig. 5.6 présente les résultats obtenus. Les motifs de DLP associés sont représentés Fig. 5.7. L’astigmatisme vertical  $Z_2^2$  (Fig. 5.6a) est généré avec une amplitude cible  $PtV = 0.2\lambda = 160 \text{ nm}$ . Le front d’onde mesuré, suite à la prédiction du modèle, est en très bonne adéquation avec la cible avec une erreur très faible  $\sigma = 10 \text{ nm}$  et une efficacité  $A = 0.97$ . Le trefoil  $Z_3^3$  est également obtenu avec une erreur faible  $\sigma = 20 \text{ nm}$  (Fig. 5.6b) et une excellente efficacité de  $A = 0.94$ . Le succès dans la production de tels types de fronts d’onde ayant des ordres de symétrie faible valide les capacités prédictives du modèle ainsi que la structure du réseau et son entraînement. L’aberration sphérique  $Z_4^0$  (Fig. 5.6c) reste cependant difficile à produire à cause de l’importance des modulations de phase qu’il faut atteindre au sein de la pupille. En effet, la cible ayant une amplitude de phase  $PtV = 0.4\lambda = 240 \text{ nm}$ , nous obtenons tout de même une erreur  $\sigma = 54 \text{ nm}$  et une efficacité  $A = 0.77$ . En effet, cette aberration demande la présence d’un point chaud au centre de la pupille, suivi d’une alternance de zones froides et chaudes jusqu’aux bords de la pupille. Or, la difficulté à atteindre une température élevée aux bords de la pupille a déjà été mise en évidence (voir Fig. 5.5b). Le motif est cependant reproduit correctement mais on est limité par les capacités thermiques du TOA-SLM et notamment sa résolution spatiale, qui ne permet pas d’avoir une telle amplitude de variation sur une surface aussi petite. L’autre aberration sphérique  $Z_4^0$  (dernière ligne du tableau 5.1) est générée avec une excellente efficacité et une erreur très faible. Cette dernière dispose d’un point froid au centre et d’un anneau de chaleur à mi-distance du bord. La thermique du dispositif est par conséquent plus favorable à sa réalisation. Dans les trois aberrations présentées, un terme parasite est présent dans les projections sur les polynômes de Zernike, il s’agit de  $Z_2^0$  qui est symptomatique de la présence de focalisation/divergence provenant de l’erreur de phase présente en bord de pupille. Cette erreur est due

au choix de la pondération de la fonction d'optimisation (poids bien plus conséquent sur le centre de la pupille).

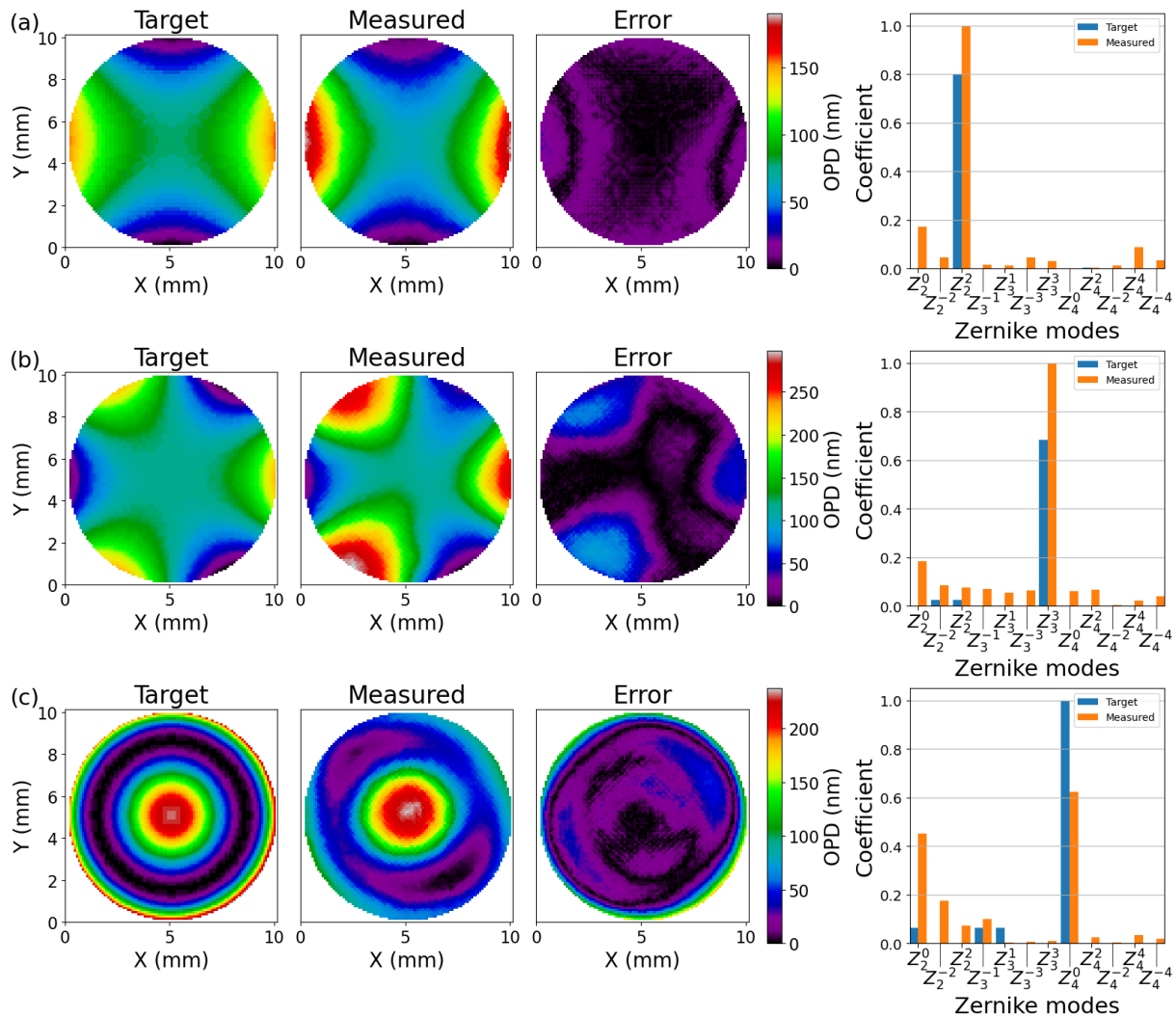


FIGURE 5.6 – (a) Astigmatisme vertical  $Z_2^2$  (b) Trefoil  $Z_3^3$  (c) Aberration sphérique  $Z_4^0$ . Avec de gauche à droite : Front d'onde cible, front d'onde mesuré, phase résiduelle et projection des deux fronts d'onde sur les polynômes de Zernike.

Enfin, le tableau 5.1 répertorie l'ensemble des valeurs des métriques ( $PtV$ ,  $\sigma$ ,  $S_{r\phi}$ ,  $S_r$ ,  $A$ ) pour la totalité des fronts d'onde testés au cours de cette étude. Dans l'ensemble, les erreurs de phases résiduelles remplissent le critère de Maréchal ( $S_r > 0.8$ ), permettant d'affirmer que les écarts entre les phases cibles et les phases obtenues sont faibles et le système est bien corrigé. De plus une bonne adéquation est observée entre l'approximation de  $S_r$  et le calcul direct à partir des mesures  $S_{r\phi}$ . On a donc démontré que le réseau neuronal développé pour le TOA-SLM est capable de générer efficacement des polynômes de Zernike allant jusqu'à l'ordre 4. Ce résultat ouvre le champ des possibles pour la compensation d'aberrations à l'aide de cette technologie, avec une correction possible de plusieurs centaines de nm sur une pupille de 10 mm, valeur aujourd'hui limitée par la puissance du faisceau d'écriture. Les capacités de modulation de phase sont comparables à d'autres dispositifs de miroirs thermiques déformables [122]. Des modes d'ordre plus élevés avec des fréquences spatiales plus hautes sont théoriquement réalisables en considérant une pupille plus d'un plus grand diamètre. Cela passe alors par un redimensionnement

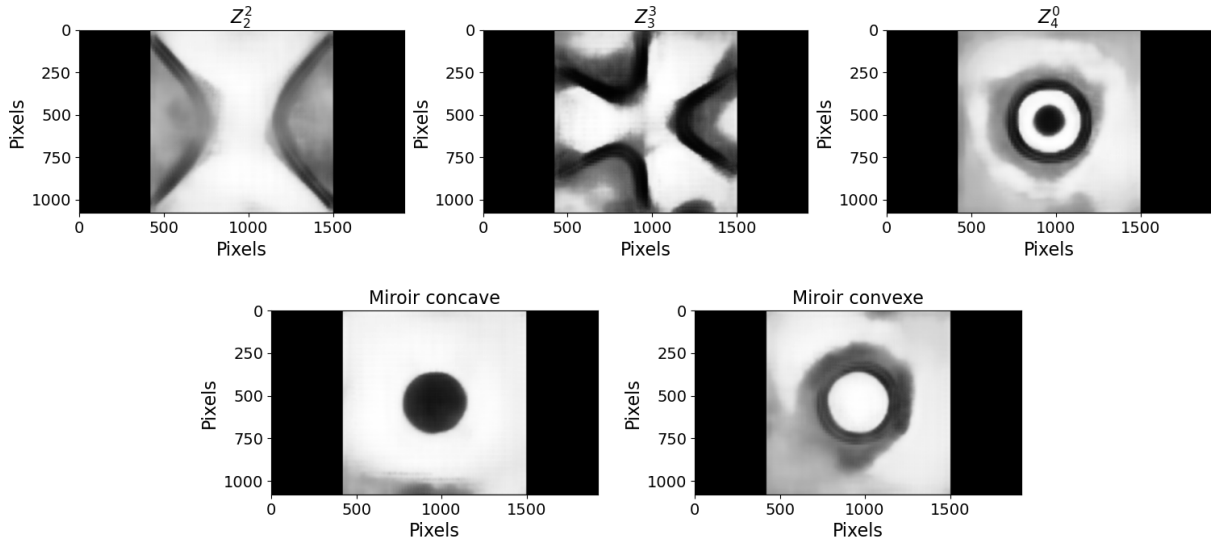


FIGURE 5.7 – Motifs de DLP générés par l’algorithme en nuances de gris pour chacun des fronts d’onde.

Target	$PtV_{target}$ (nm)	$PtV_{exp}$ (nm)	$\sigma$ (nm) (Eq. 5.3)	$S_{r\phi}$ (Eq. 5.4)	$S_r$ (Eq. 5.5)	$A$ (Eq. 5.6)
$Z_2^0$ (foc.) (Fig. 5.5a)	320	432	35	0.98	0.93	0.98
$Z_2^0$ (div.) (Fig. 5.5b)	320	225	30	0.98	0.94	0.96
$Z_2^0$ (foc.)	240	430	51	0.95	0.85	0.98
$Z_2^0$ (div.)	240	169	26	0.98	0.96	0.95
$Z_2^0$ (foc.)	160	329	40	0.93	0.90	0.98
$Z_2^0$ (div.)	160	107	20	0.96	0.97	0.94
$Z_2^2$ (Fig. 5.6a)	160	190	10	0.99	0.99	0.97
$Z_3^1$	160	220	48	0.88	0.86	0.9
$Z_3^3$ (Fig. 5.6b)	240	298	21	0.98	0.97	0.96
$Z_3^3$	320	347	23	0.98	0.96	0.94
$Z_4^0$ (Fig. 5.6c)	240	237	54	0.85	0.83	0.77
$Z_4^0$	160	198	19	0.95	0.98	0.9

TABLE 5.1 – Valeurs des métriques utilisées pour la quantification des fronts d’onde pour toutes les configurations testées expérimentalement.

de l'ensemble de la partie permettant l'adressage du TOA-SLM.

Ces résultats montrent deux choses essentielles :

- les capacités du modèle à prédire le motif de DLP correspondant à une phase cible avec précisions et donc la validation du principe de programmation arbitraire du TOA-SLM à l'aide d'un réseau de neurones.
- les capacités remarquables du TOA-SLM en tant que correcteur de front d'onde.

## 5.5 Implémentation comme miroir déformable

### 5.5.1 Qualité de la programmation arbitraire

Le but final du développement d'un tel réseau de neurone est de s'en servir comme outil de calibration permettant de prédire le comportement physique d'un TOA-SLM et de l'ensemble du dispositif d'adressage sur des systèmes physiques réels. Il est important que la calibration dure dans le temps. C'est-à-dire que l'entraînement réalisé à un moment donné reste valable et permette de prédire des motifs de DLP avec le même succès à une date ultérieure. De même il serait intéressant que cette calibration soit identique pour des TOA-SLMs de mêmes caractéristiques. Pour vérifier ces deux propriétés, nous réalisons une acquisition avec le premier TOA-SLM considéré jusqu'à présent pour un panel d'aberrations. Puis répétons les mesures une semaine plus tard sur un nouveau TOA-SLM composé des mêmes matériaux et ayant les mêmes dimensions que le premier. L'objectif est ici de vérifier la stabilité du modèle dans le temps et sa transmissibilité.

La Fig. 5.8 présente un comparatif entre chacun des fronts d'onde obtenus sur les deux dispositifs à une semaine d'écart. La colonne de droite représente le résidu, c'est-à-dire l'écart en phase entre les deux profils. Globalement, pour l'ensemble des fronts d'onde testés, l'écart est très faible, avec un maximum de 37 nm obtenu pour le profil Fig. 5.8a. Cela permet d'affirmer que la stabilité de l'entraînement est bonne au cours du temps et que le modèle peut être utilisé sur une longue période (pour un même alignement de l'adressage évidemment). En prime, le modèle est transposable à d'autres TOA-SLM du moment que ceux-ci partagent les mêmes propriétés que celui sur lequel l'entraînement est effectué. Dans le cadre d'une utilisation en laboratoire, cela implique la possibilité de calibrer une seule fois un dispositif avec un système d'adressage, et de transmettre cet apprentissage à l'ensemble de ses semblables.

### 5.5.2 Application à l'étude de la cohérence spectrale de super-continuum

Le TOA-SLM en tant que miroir déformable est actuellement utilisé au laboratoire par Benjamin Maingot pour l'étude de la cohérence spectrale de super-continuum. Le but de cette étude est d'évaluer l'impact de la présence de défauts dans le front d'onde sur la génération de super-continuum dans des cristaux non-linéaires. La source utilisée est un Pharos (Light Conversion) émettant des impulsions de 183 fs à une longueur d'onde centrale de 1030 nm. Un montage interférométrie de Bellini-Hänsch [142] est utilisé pour caractériser la différence de phase introduite par des perturbations survenant sur l'un des bras. Le laser source est focalisé dans deux cristaux d'Yttrium Aluminum Garnet (YAG) chacun sur un des bras de l'interféromètre [143]. Le TOA-SLM est donc utilisé en amont du cristal sur le bras de test afin de perturber la phase spatiale du faisceau laser. L'adressage du TOA-SLM utilise le même montage que dans la section 2.2 et un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann est introduit



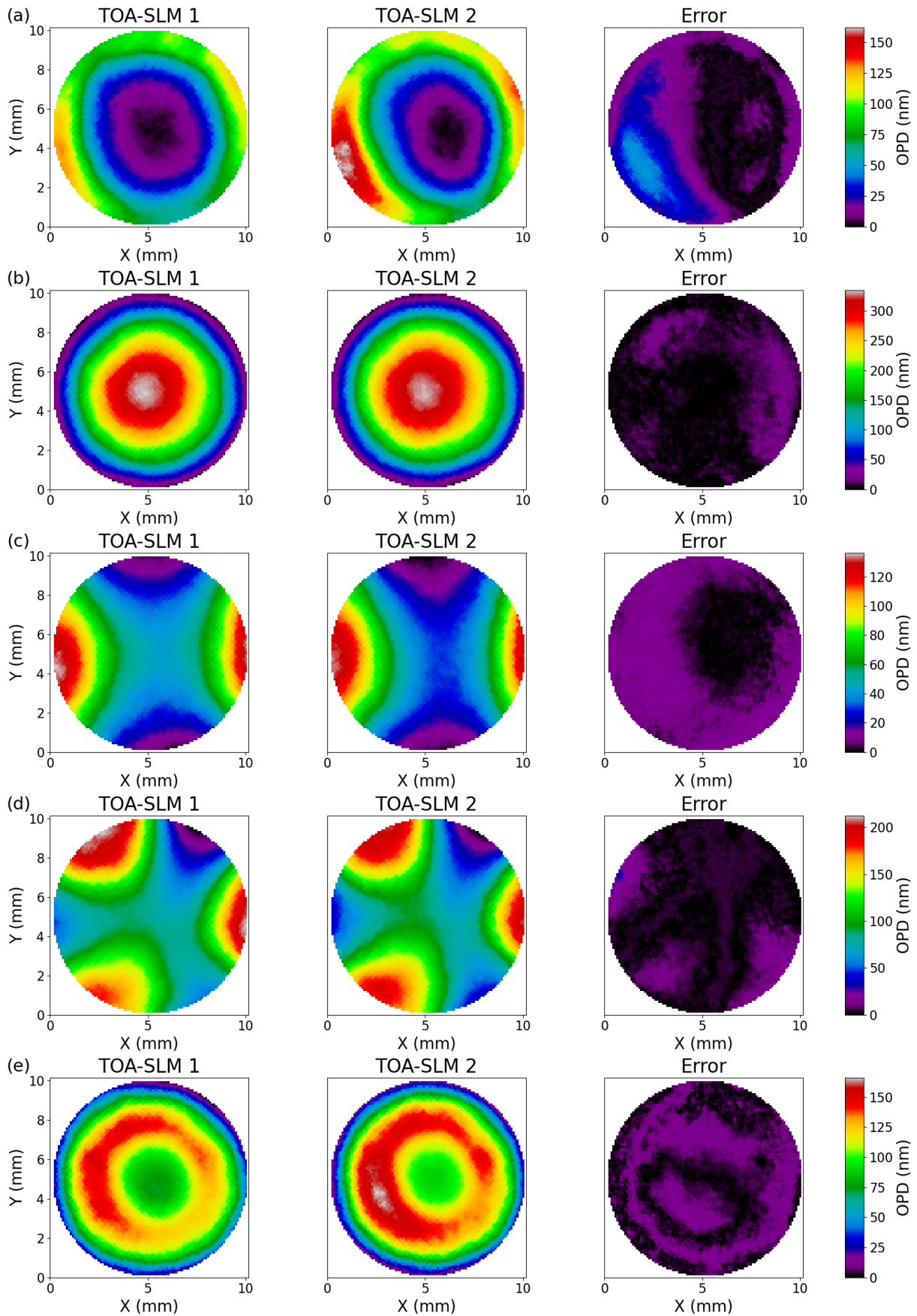


FIGURE 5.8 – Miroir concave (a) et convexe (b)  $Z_2^0$ , (c) Astigmatisme vertical  $Z_2^2$  (d) Trefoil  $Z_3^3$  (e) Aberration sphérique  $Z_4^0$ . Avec de gauche à droite : Front d'onde mesuré sur le premier TOA-SLM, front d'onde mesuré sur le deuxième à une semaine d'écart, phase résiduelle.

sur une fuite d'un miroir afin de diagnostiquer l'état du front d'onde. La Fig. 5.9 présente des exemples de perturbations de front d'onde introduites par le TOA-SLM sur l'un des bras de l'interféromètre.

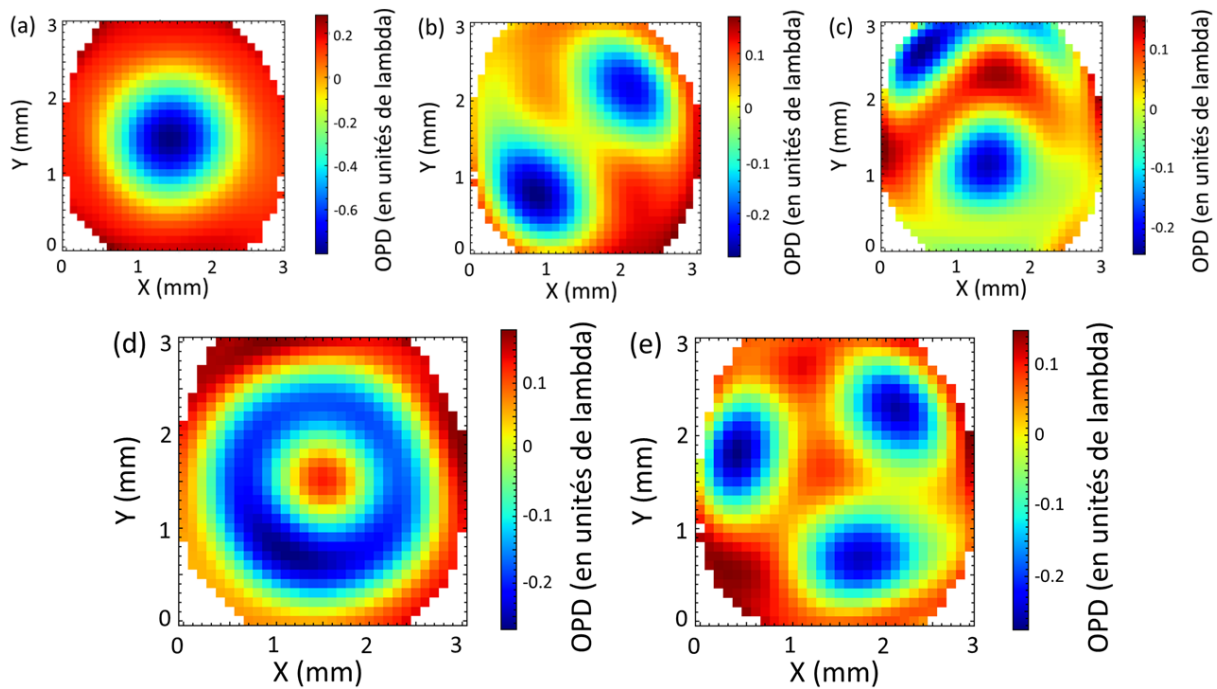


FIGURE 5.9 – Exemples de perturbations de phase spatial introduites par le TOA-SLM. (a) Focalisation (b) Astigmatisme (c) Coma (d) Aberration sphérique positive (e) Trefoil

Ici, le laser mis en forme est un laser impulsionnel à 1030 nm sur une pupille de 4 mm de diamètre. Cette expérience met en évidence la polyvalence de notre dispositif, capable d'adresser à la fois des sources continues et impulsionnelles. Cette application montre l'étendue des capacités de mise en forme spatiale du TOA-SLM, avec des déphasages obtenus allant jusqu'à 800 nm ici.

## 5.6 Conclusion et perspectives d'amélioration

Pour conclure, au cours de ce chapitre une programmation arbitraire du TOA-SLM est obtenue grâce à l'utilisation d'un réseau neuronal et du deep learning. En effet la prédiction du comportement du TOA-SLM via des modèles physiques est difficile en raison de la structure multi-couche ainsi que du manque de connaissances des conditions aux limites. Le but étant ici de prédire quel motif d'éclairement permet de produire une phase cible, ce processus implique la résolution de ce que l'on appelle un problème inverse, ce qui est analytiquement difficile. C'est pourquoi l'apprentissage automatique avec un entraînement basé sur des données expérimentales s'est imposé comme solution la plus efficace dans le calibrage du TOA-SLM. Le design du réseau convolutionnel (Stephane Barland), permet, après entraînement, de prédire avec précision et quantitativement des motifs de DLP nécessaires à la génération de fronts d'onde cibles. De plus, l'algorithme développé ainsi que la méthode d'augmentation artificielle des données permet d'obtenir ces résultats avec un nombre réduit de données d'entraînement. Une validation expérimentale montre la possibilité de corriger des aberrations allant jusqu'à l'ordre 4 des polynômes de Zernike avec une amplitude de quelques centaines de nm et avec une efficacité supérieure à 90%. De plus, cette programmation du dispositif est très stable au cours du temps et transposable à des TOA-SLMs similaires. Enfin, une démonstration d'utilisation du TOA-SLM comme miroir déformable

est réalisée, avec la mise en forme du front d'onde d'un laser impulsionnel dans l'infra-rouge. Cette validation permet d'ouvrir le champ des possibles pour l'utilisation du TOA-SLM comme compensateur d'aberrations sur des lignes lasers ultra-rapides. De plus, ce protocole de calibration peut être appliqué à d'autres applications du TOA-SLM en l'intégrant, par exemple, dans une ligne à dispersion nulle pour l'adressage de la phase spectrale d'un laser.

Les pistes d'amélioration sont multiples. Au niveau de la manière d'acquérir les données, il serait intéressant de mettre en place un diagnostic donnant une information sur le piston de la phase ce qui permettrait d'améliorer globalement les performances des prédictions. Dès lors, il serait alors possible de considérer la valeur absolue de la phase en entrée de réseau et non plus son gradient. D'autre part une voie d'amélioration serait la modification du système optique servant à l'adressage du TOA-SLM. Cette partie est actuellement limitante en termes de capacités de modulation. Un redimensionnement de la source ainsi que de l'ensemble du système d'imagerie attendant permettrait des gains considérables sur la phase maximale accessible, ainsi que sur la résolution spatiale tout en permettant de travailler sur une surface plus grande.

## Chapitre 6

# Conclusions et perspectives

## 6.1 Bilan de la thèse

### 6.1.1 Le TOA-SLM pour l'optique ultra-rapide

L'objectif de cette thèse est le développement ainsi que la caractérisation d'un dispositif innovant basé sur des LCs : le TOA-SLM. Il s'agit d'un composant multicouche comprenant une couche épaisse ( $>50 \mu\text{m}$ ) de LC nématique thermotrope insérée entre un substrat transparent et une couche métallique. La fonction de cette couche métallique est double. Elle permet l'absorption d'un laser d'écriture, afin de générer de la chaleur se propageant par diffusion dans la couche de LC de manière à en moduler l'indice optique. Cette modulation d'indice est ensuite sondée par un laser de lecture réfléchi par la couche métallique. Elle a plus précisément pour but d'optimiser son fonctionnement et de vérifier sa compatibilité avec l'optique ultra-rapide. Pour que le TOA-SLM soit utilisé en optique ultra-rapide, plusieurs critères sont à prendre en compte :

- son acceptation spectrale doit être suffisante pour mettre en forme des impulsions dont la durée est de l'ordre de quelques cycles optiques (et dont le spectre est, par conséquent, très large).
- ses performances, en termes de déphasage maximal, doivent être suffisantes pour pouvoir adresser une amplitude de  $2\pi$  même dans l'infra-rouge.
- sa tenue au flux doit permettre de travailler avec des puissances crêtes et/ou moyennes conséquentes en régime femtoseconde.
- sa programmation arbitraire doit permettre, à partir d'un profil de phase cible, d'appliquer directement le motif du faisceau d'écriture correspondant.

Dans un premier temps, des études à la fois numériques et expérimentales sont menées (Chapitre 2). Elles ont permis d'identifier la géométrie optimale pour le TOA-SLM ainsi que ses performances selon différents critères servant habituellement à caractériser les SLMs ou les DMs : le déphasage maximal et la résolution spatiale. Le résultat est un dispositif de dimension  $2'' \times 2''$  utilisant un miroir en Au, un substrat avant en  $\text{SiO}_2$  et une couche de LC de  $80 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Une telle structure permet l'adressage d'une bande spectrale large comprise entre  $0.5 \mu\text{m}$  et  $3 \mu\text{m}$ . Une amplitude de modulation remarquable est obtenue avec la possibilité de générer une phase allant jusqu'à 40 radians à 633 nm. Ces deux critères permettent d'assurer avec certitude l'utilité du TOA-SLM pour l'optique ultra-rapide.

Par la suite, des études expérimentales de seuil d'endommagement laser en régime femtosecondes ont permis de mesurer les LIDTs, d'abord des LCs seuls (Chapitre 3), puis du TOA-SLM (Chapitre 4). La dépendance chromatique du LIDT est également mesurée permettant d'identifier les plages de fonctionnement du dispositif. Ces résultats montrent que les LCs ne sont pas limitants dans le TOA-SLM avec un LIDT de  $0.1 \text{ J/cm}^2$  à des cadences de 10 kHz. L'étude chromatique montre une tenue au flux du

TOA-SLM satisfaisante puisque le LIDT se situe, dans l'ensemble, au-delà de  $100 \text{ GW/cm}^2$ . Ces résultats justifient l'utilisation des LCs pour l'optique ultra-rapide et, plus spécifiquement, celle du TOA-SLM qui possède une tenue au flux suffisante.

Enfin, un protocole de calibration basé sur un algorithme de deep learning (Chapitre 5) est développé. Ce dernier permet de programmer arbitrairement le TOA-SLM. En d'autres termes, après un protocole d'entraînement basé sur des données expérimentales, l'algorithme est capable de prédire avec précision le profil spatial du faisceau d'écriture nécessaire à l'obtention d'un déphasage cible. La qualité de cette programmation est vérifiée grâce à la modulation de fronts d'onde, et à l'avenir, pourra être utilisée pour d'autres applications (modulation de phase spectrale, amplitude, polarisation, etc.).

Par conséquent, cette thèse permet de valider que le TOA-SLM est pleinement utilisable en optique ultra-rapide est qu'il est complémentaires des dispositifs déjà existants. Par ailleurs, le dispositif est déjà implémenté comme DM pour la modulation de front d'onde sur un laser femtoseconde 5.5.2 et également au sein d'une ligne à dispersion nulle pour la compression d'impulsions femtosecondes jusqu'à 50 fs.

### 6.1.2 Complémentarité avec les modulateurs existants

Le TOA-SLM est complémentaire des autres types de modulateurs programmables existants. Par rapport aux SLMs classiques le TOA-SLM a un temps de réponse plus long (une dizaine de secondes) et une résolution spatiale sub-millimétrique. Il a pour avantage d'être non-pixélisé grâce à son adressage thermo-optique continu et possède une réflectivité globalement supérieure à 90% (les pertes dues à la diffraction de la structure pixélisée étant nulles). L'absence d'électrode permet d'adresser une bande spectrale ultra-large avec un même dispositif ( $0.5 \mu\text{m} - 3 \mu\text{m}$ ) en faisant un atout majeur pour l'optique ultra-rapide. Il dispose également d'une meilleure tenue au flux, cette dernière étant classiquement limitée par la présence de l'électrode. Enfin, s'agissant d'un dispositif réflectif avec grande épaisseur de LC, ses capacités de modulation de phase sont conséquentes avec la possibilité de générer plusieurs dizaines de radians à 633 nm. Le TOA-SLM peut ainsi être utilisé plus facilement pour l'optique adaptative.

Par rapport au DM, le TOA-SLM est complémentaire des DMs MEMS et des piézoélectriques. En effet, il dispose d'une pupille utilisable plus grande d'un facteur 5 que les MEMS car allant jusqu'à 5 cm de diamètre. Mais il possède également un nombre de points de contrôle plus élevé que les DMs piézoélectriques avec une densité de l'ordre de 50 points de contrôle par  $\text{cm}^2$ . En plus de cela, ce dispositif restant une SLM, il est polyvalent et permet, d'autres fonctionnalités que la seule modulation du front d'onde.

## 6.2 Perspectives

Afin de parfaire les performances du TOA-SLM certaines évolutions du TOA-SLM sont en cours de développement sur plusieurs axes.

### 6.2.1 Évolution technique du TOA-SLM

Dans un premier temps, le dispositif est voué à évoluer sur le plan technique. La première étape consiste à traiter le miroir en Au. En effet, au cours des études de LIDT, l'endommagement prématuré du dispositif (par rapport aux LIDT indépendants de chaque couche) était lié à l'absorption de troisième harmonique par l'Au (phénomène non linéaire survenant en régime femtosecondes). Afin de remédier à

cela, des développements sont en cours pour traiter le miroir en Au avec un revêtement protecteur. Cela devrait permettre une augmentation drastique du seuil d'endommagement en régime femtoseconde.

Au cours de la thèse la taille maximale des TOA-SLM utilisés est de  $2'' \times 2''$ . Une amélioration des outils utilisés pour l'assemblage permet désormais la réalisation de TOA-SLM mesurant  $3'' \times 3''$ . Cette avancée devrait permettre de travailler sur une pupille allant jusqu'à 7.5 cm de diamètre et ainsi de réduire les limitations liées à la tenue au flux et à la résolution spatiale du dispositif en plus de réduire l'impact des conditions aux bords sur le comportement thermique du dispositif.

Le redimensionnement du montage utilisé pour l'adressage est également en cours. L'idée est d'obtenir une solution compacte (idéalement 15 cm  $\times$  15 cm), peu coûteuse et capable d'atteindre des puissances surfaciques de l'ordre de 10 W/cm<sup>2</sup> sur une surface totale mesurant  $3'' \times 3''$ . La solution actuellement envisagée est toujours basée sur un DLP et l'utilisation d'une source LED non collimatée capable de délivrer une puissance de 25 W.

### 6.2.2 Évolution de la fonction

Une des applications classiques des SLMs est la modulation en amplitude d'un faisceau incident. Le TOA-SLM peut être utilisé dans ce but et permet une modulation bidimensionnelle du faisceau de lecture. Le développement de cette application est motivé par une collaboration avec le CEA-CESTA où la modulation d'une source continue (bande spectrale large de quelques dixièmes de nm) est requise. Pour y parvenir, la polarisation du faisceau de lecture incident doit être linéaire avec un angle de 45° par rapport aux axes optiques du TOA-SLM, le faisceau est réfléchi avec un petit angle et passe au travers d'un analyseur croisé permettant la recombinaison des deux projections de polarisation. Après l'analyseur l'amplitude est modulée en fonction de la température du LC, un déphasage de  $2\pi$  correspondant à l'amplitude de phase nécessaire pour passer de la réflexion totale à l'extinction du faisceau de lecture.

Des premiers tests sont effectués avec une source femtoseconde à 1030 nm (Pharos, Light Conversion) à une cadence de 10 kHz. Le faisceau de lecture est mis en forme en amont de manière à être collimaté à diamètre de 1 mm sur le TOA-SLM. Il est superposé avec le faisceau d'écriture qui est une LED bleue (450 nm) contrôlée par un contrôleur numérique (DC2200, Thorlabs), et dont le profil est gaussien avec 5 mm FWHM. La puissance du faisceau de lecture en entrée et en sortie est mesurée au puissancemètre et son amplitude est acquise à l'aide d'un spectromètre afin de monitorer l'amplitude d'une longueur d'onde en particulier. En effet, la source utilisée étant femtoseconde, son spectre est large d'une dizaine de nm et est trop large pour être entièrement modulée. On s'intéresse donc à la longueur d'onde centrale à 1030 nm. Le TOA-SLM utilisé est composé d'un miroir en Au, et possède une épaisseur de LC de 80  $\mu\text{m}$ . Une étude en fonction de la puissance du faisceau d'écriture est menée et donne les résultats présentés dans la Fig. 6.1.

La Fig. 6.1 montre une amplitude réfléchie comprise entre 5 % et 95% du faisceau incident. Ce comportement est cyclique avec la puissance surfacique. La valeur limite maximale correspond au maximum de réflectivité du TOA-SLM dans ces conditions. La valeur minimale provient de la configuration expérimentale utilisée. En utilisant un petit angle d'incidence l'extinction complète ne peut être parfaite. Ce phénomène est aussi amplifié par l'utilisation d'une épaisseur trop importante de LC pour cette application. En effet, l'accès à un déphasage de seulement  $2\pi$  entre les deux axes de propagation est nécessaire. Or, une couche de LC de 20  $\mu\text{m}$  devrait donc être suffisante. La résolution sur l'amplitude est donnée par la résolution du contrôleur utilisé et, est ici de l'ordre de 1%.

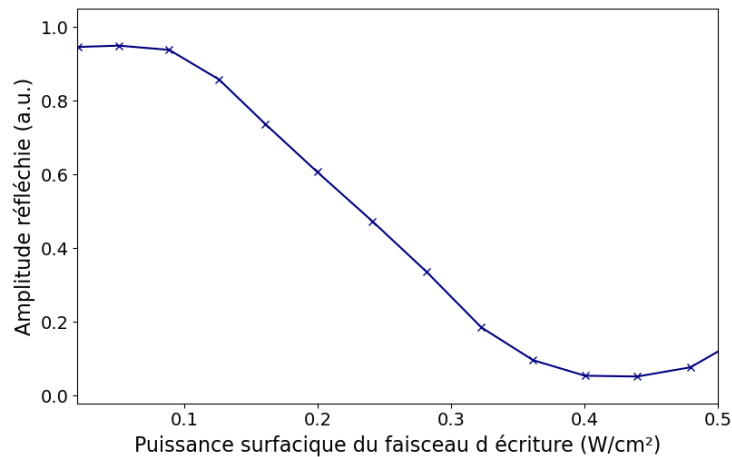


FIGURE 6.1 – Rapport d'amplitude à 1030 nm du faisceau de sortie en fonction de la fluence du faisceau d'écriture.

Le principe de fonctionnement de cette application est donc validé mais des optimisations du montage expérimental ainsi qu'une adaptation du TOA-SLM (affinage de la couche de LC) sont nécessaires pour être pleinement satisfait.

La modulation de polarisation est également possible à partir du même montage expérimental que pour la modulation d'amplitude sans l'analyseur en sortie [144]. La polarisation linéaire est alors modulée par l'orientation du TOA-SLM et la température du LC.

### 6.2.3 Évolution du mode de dépôt de chaleur

Actuellement la chaleur est déposée en face arrière d'un miroir métallique par un faisceau d'écriture dont la longueur d'onde appartient à la bande d'absorption du métal utilisé. Cette méthode, présente trois inconvénients majeurs :

- la chaleur n'est déposée que d'un côté du LC entraînant un important gradient thermique longitudinal dans l'épaisseur du LC.
- la haute conductivité thermique entraîne une diffusion latérale importante de la chaleur et limite la résolution spatiale.
- cette couche métallique limite la tenue au flux du dispositif car, en régime femtoseconde, elle est la première à s'endommager à cause des effets non-linéaires ayant lieu dans le TOA-SLM.

Pour remédier à ces problèmes, de nouvelles méthodes de dépôt de chaleur sont à l'étude. L'une d'entre elles revient à disperser des nanoparticules métalliques sur les substrats et le phénomène de résonance des plasmons [145, 146]. Les substrats sont placés de part et d'autre du LC et le TOA-SLM fonctionne alors en transmission (Fig. 6.2a). Le faisceau d'écriture est à la longueur d'onde permettant la résonance des plasmons et produit un échauffement local [147] de la couche de LC. Le dépôt de chaleur survient donc de part et d'autre du LC. La longueur d'onde d'écriture est choisie en fonction de la nature du métal et de la densité du dopage du substrat. Dans cette configuration, faisceaux d'écriture et de lecture sont colinéaires et requièrent l'utilisation de miroirs dichroïques.

Des tests préliminaires avec des substrats contenant des particules d'aluminium et un faisceau d'écriture adapté (à 633 nm) permettent de vérifier le fonctionnement d'un tel dispositif (Fig. 6.2). Son développement est particulièrement intéressant car il permettrait de palier à l'ensemble des inconvénients évoqués plus tôt.

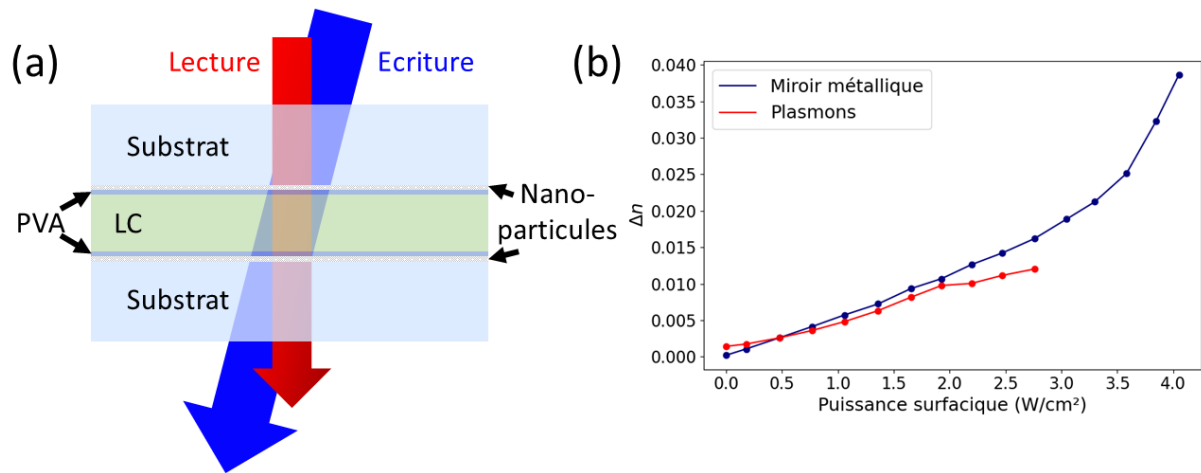


FIGURE 6.2 – a) Schéma de la structure du TOA-SLM basé sur la résonance plasmon b)  $\Delta n_{\text{extraordinaire}}$  en fonction de la puissance surfacique du faisceau d'écriture pour un faisceau de lecture continu à 800 nm, le TOA-SLM classique a une épaisseur de LC de 85  $\mu\text{m}$  est la version plasmon 50  $\mu\text{m}$ .

#### 6.2.4 Évolution de la mésophase du LC

Enfin, une dernière piste, pour le moment à titre prospectif reviendrait à changer la mésophase utilisée pour la couche de LC. Au lieu de la phase nématique, l'utilisation de la phase cholestérique [148] permettrait une utilisation comme miroir dispersif. En effet, cette phase a pour propriété de réfléchir la lumière dans une bande spectrale dépendant du pas de l'hélice [149]. Ce paramètre est influencé par la température. Or, l'adressage thermo-optique induit un gradient de température longitudinal dans la couche de LC permettant de réfléchir les différentes longueurs d'onde à différentes profondeurs du LC. Il devrait donc permettre de générer de la dispersion dans un faisceau de lecture.





## Annexe A

# Productions scientifiques

### A.1 Liste des publications

- **Femtosecond laser-induced damage threshold of nematic liquid crystals at 1030 nm.**  
Loïc Ramousse, Gilles Chériaux, Cyrille Claudet, and Aurélie Jullien.  
Applied Optics 60, 8050-8056 (2021), Editor's pick.
- **Reconfigurable design of a thermo-optically addressed liquid-crystal phase modulator by neural network.**  
Stéphane Barland, Loïc Ramousse, Gilles Chériaux, Vincent Femy, Cyrille Claudet, and Aurélie Jullien.  
Optics Express 31, 12597-12608 (2023).
- **Chromatic dependence of the laser induced damage threshold of a thermo-optically addressed SLM in the femtosecond regime.**  
Loïc Ramousse, Vincent Femy, Gilles Chériaux, Cyrille Claudet and Aurélie Jullien.  
To be submitted to Applied Optics

### A.2 Communications en conférences

- **SPIE Laser Damage 2021 : Femtosecond laser-induced damage threshold of nematic liquid crystals at 1030 nm.**  
Loïc Ramousse, Gilles Chériaux, Cyrille Claudet, and Aurélie Jullien.  
Présentation d'un poster
- **CLEO 2022 : Femtosecond laser-induced damage threshold of nematic liquid crystals at 1030 nm.**  
Loïc Ramousse, Gilles Chériaux, Cyrille Claudet, and Aurélie Jullien.  
Présentation orale
- **Optique Nice 2022 : Femtosecond laser-induced damage threshold of nematic liquid crystals at 1030 nm.**  
Loïc Ramousse, Gilles Chériaux, Cyrille Claudet, and Aurélie Jullien.  
Présentation orale
- **Optique Nice 2022 : Reconfigurable design of a thermo-optically addressed liquid-crystal phase modulator by neural network.**  
Stéphane Barland, Loïc Ramousse, Gilles Chériaux, Vincent Femy, Cyrille Claudet, and Aurélie Jullien.  
Présentation orale

### A.3 Participation aux formations

- **The wave turbulence theory in examples (webinaire)** du 12 au 14 Octobre 2020
- **École FEMTO-UP 2020-2021** du 8 au 29 Mars 2021
- **Webinaire : rentrée doctorale UCA** le 8 décembre 2021
- **Démarrer la recherche documentaire pour la thèse en Sciences et Techniques** le 18 janvier 2022
- **L'écrit scientifique : un type d'écrit particulier** le 1 février 2022
- **Dépôt de thèse électronique** le 21 février 2022
- **Mineure Gestion de projet** du 24 février au 14 avril 2022
- **La Science Ouverte (Open Science) une introduction (Webconférence)** le 3 mars 2022
- **Modes de peer-reviewing et modes de publication dans le contexte de la Science Ouverte (Webconférence)** le 16 mars 2022

# Bibliographie

- [1] A. M. WEINER. « Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators ». In : *Review of Scientific Instruments* 71.5 (mai 2000). Publisher : American Institute of Physics, p. 1929-1960. ISSN : 0034-6748. DOI : [10.1063/1.1150614](https://doi.org/10.1063/1.1150614). URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1150614> (visité le 27/02/2023).
- [2] Antoine MONMAYRANT, Sébastien WEBER et Béatrice CHATEL. « A newcomer's guide to ultrashort pulse shaping and characterization ». en. In : *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics* 43.10 (mai 2010), p. 103001. ISSN : 0953-4075, 1361-6455. DOI : [10.1088/0953-4075/43/10/103001](https://doi.org/10.1088/0953-4075/43/10/103001). URL : <http://stacks.iop.org/0953-4075/43/i=10/a=103001?key=crossref.a3845bf6ff5ac8d2545d08312eb698> (visité le 01/10/2019).
- [3] Cl FROEHLI, A. LACOURT et J. Ch VIÉNOT. « Time impulse response and time frequency response of optical pupils. :Experimental confirmations and applications ». en. In : *Nouvelle Revue d'Optique* 4.4 (juill. 1973), p. 183. ISSN : 0335-7368. DOI : [10.1088/0335-7368/4/4/301](https://doi.org/10.1088/0335-7368/4/4/301). URL : <https://dx.doi.org/10.1088/0335-7368/4/4/301> (visité le 28/03/2023).
- [4] L. LEPETIT, G. CHÉRIAUX et M. JOFFRE. « Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy ». en. In : *Journal of the Optical Society of America B* 12.12 (déc. 1995), p. 2467. ISSN : 0740-3224, 1520-8540. DOI : [10.1364/JOSAB.12.002467](https://doi.org/10.1364/JOSAB.12.002467). URL : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josab-12-12-2467> (visité le 24/11/2022).
- [5] Mitsuo TAKEDA, Hideki INA et Seiji KOBAYASHI. « Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry ». en. In : *Journal of the Optical Society of America* 72.1 (jan. 1982), p. 156. ISSN : 0030-3941. DOI : [10.1364/JOSA.72.000156](https://doi.org/10.1364/JOSA.72.000156). URL : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josa-72-1-156> (visité le 27/03/2023).
- [6] Rick TREBINO. *Frequency-Resolved Optical Gating : The Measurement of Ultrashort Laser Pulses*. en. Boston, MA : Springer US, 2000. ISBN : 978-1-4613-5432-1 978-1-4615-1181-6. DOI : [10.1007/978-1-4615-1181-6](https://doi.org/10.1007/978-1-4615-1181-6). URL : <http://link.springer.com/10.1007/978-1-4615-1181-6> (visité le 28/03/2023).
- [7] Patrick O'SHEA et al. « Highly simplified device for ultrashort-pulse measurement ». EN. In : *Optics Letters* 26.12 (juin 2001). Publisher : Optica Publishing Group, p. 932-934. ISSN : 1539-4794. DOI : [10.1364/OL.26.000932](https://doi.org/10.1364/OL.26.000932). URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-26-12-932> (visité le 28/03/2023).
- [8] Jérôme PAYE et al. « Measurement of the amplitude and phase of ultrashort light pulses from spectrally resolved autocorrelation ». EN. In : *Optics Letters* 18.22 (nov. 1993). Publisher : Optica Publishing Group, p. 1946-1948. ISSN : 1539-4794. DOI : [10.1364/OL.18.001946](https://doi.org/10.1364/OL.18.001946). URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-18-22-1946> (visité le 28/03/2023).

- [9] Ian WALMSLEY, Leon WAXER et Christophe DORRER. « The role of dispersion in ultrafast optics ». en. In : *Review of Scientific Instruments* 72.1 (jan. 2001), p. 1-29. ISSN : 0034-6748, 1089-7623. DOI : [10.1063/1.1330575](https://doi.org/10.1063/1.1330575). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1330575> (visité le 28/03/2023).
- [10] E. TREACY. « Optical pulse compression with diffraction gratings ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 5.9 (sept. 1969). Conference Name : IEEE Journal of Quantum Electronics, p. 454-458. ISSN : 1558-1713. DOI : [10.1109/JQE.1969.1076303](https://doi.org/10.1109/JQE.1969.1076303).
- [11] R. SZIPÓCS et A. KÓHÁZI-KIS. « Theory and design of chirped dielectric laser mirrors ». In : *Applied Physics B : Lasers and Optics* 65.2 (août 1997), p. 115-135. ISSN : 0946-2171, 1432-0649. DOI : [10.1007/s003400050258](https://doi.org/10.1007/s003400050258). URL : <http://link.springer.com/10.1007/s003400050258> (visité le 28/03/2023).
- [12] Pierre TOURNOIS. « Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems ». en. In : *Optics Communications* 140.4 (août 1997), p. 245-249. ISSN : 0030-4018. DOI : [10.1016/S0030-4018\(97\)00153-3](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(97)00153-3). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401897001533> (visité le 28/03/2023).
- [13] C. FROEHLI, B. COLOMBEAU et M. VAMPOUILLE. « II Shaping and Analysis of Picosecond Light Pulses ». en. In : *Progress in Optics*. Sous la dir. d'E. WOLF. T. 20. Elsevier, jan. 1983, p. 63-153. DOI : [10.1016/S0079-6638\(08\)70277-4](https://doi.org/10.1016/S0079-6638(08)70277-4). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0079663808702774> (visité le 28/03/2023).
- [14] T. BRIXNER et G. GERBER. « Femtosecond polarization pulse shaping ». EN. In : *Optics Letters* 26.8 (avr. 2001). Publisher : Optica Publishing Group, p. 557-559. ISSN : 1539-4794. DOI : [10.1364/OL.26.000557](https://doi.org/10.1364/OL.26.000557). URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-26-8-557> (visité le 28/03/2023).
- [15] T. FEURER et al. « Multidimensional control of femtosecond pulses by use of a programmable liquid-crystal matrix ». EN. In : *Optics Letters* 27.8 (avr. 2002). Publisher : Optica Publishing Group, p. 652-654. ISSN : 1539-4794. DOI : [10.1364/OL.27.000652](https://doi.org/10.1364/OL.27.000652). URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-27-8-652> (visité le 28/03/2023).
- [16] A. M. WEINER, J. P. HERITAGE et E. M. KIRSCHNER. « High-resolution femtosecond pulse shaping ». EN. In : *JOSA B* 5.8 (août 1988). Publisher : Optica Publishing Group, p. 1563-1572. ISSN : 1520-8540. DOI : [10.1364/JOSAB.5.001563](https://doi.org/10.1364/JOSAB.5.001563). URL : <https://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-5-8-1563> (visité le 28/03/2023).
- [17] A. M. WEINER et al. « Programmable femtosecond pulse shaping by use of a multielement liquid-crystal phase modulator ». eng. In : *Optics Letters* 15.6 (mars 1990), p. 326. ISSN : 0146-9592. DOI : [10.1364/ol.15.000326](https://doi.org/10.1364/ol.15.000326).
- [18] Marc M. WEFERS et Keith A. NELSON. « Generation of high-fidelity programmable ultrafast optical waveforms ». EN. In : *Optics Letters* 20.9 (mai 1995). Publisher : Optica Publishing Group, p. 1047-1049. ISSN : 1539-4794. DOI : [10.1364/OL.20.001047](https://doi.org/10.1364/OL.20.001047). URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-20-9-1047> (visité le 28/03/2023).
- [19] M. A. DUGAN, J. X. TULL et W. S. WARREN. « High-resolution acousto-optic shaping of unamplified and amplified femtosecond laser pulses ». EN. In : *JOSA B* 14.9 (sept. 1997). Publisher : Optica Publishing Group, p. 2348-2358. ISSN : 1520-8540. DOI : [10.1364/JOSAB.14.002348](https://doi.org/10.1364/JOSAB.14.002348). URL : <https://opg.optica.org/josab/abstract.cfm?uri=josab-14-9-2348> (visité le 28/03/2023).

- [20] Erik ZEEK et al. « Pulse compression by use of deformable mirrors ». EN. In : *Optics Letters* 24.7 (avr. 1999). Publisher : Optica Publishing Group, p. 493-495. ISSN : 1539-4794. DOI : [10.1364/OL.24.000493](https://doi.org/10.1364/OL.24.000493). URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-24-7-493> (visité le 28/03/2023).
- [21] Friedrich REINITZER. « Beiträge zur Kenntniss des Cholesterins ». de. In : *Monatshefte für Chemie und verwandte Teile anderer Wissenschaften* 9.1 (déc. 1888), p. 421-441. ISSN : 1434-4475. DOI : [10.1007/BF01516710](https://doi.org/10.1007/BF01516710). URL : <https://doi.org/10.1007/BF01516710> (visité le 28/03/2023).
- [22] O. LEHMANN. « Über fließende Krystalle ». de. In : *Zeitschrift für Physikalische Chemie* 4U.1 (juill. 1889). Publisher : De Gruyter (O), p. 462-472. ISSN : 2196-7156. DOI : [10.1515/zpch-1889-0434](https://doi.org/10.1515/zpch-1889-0434). URL : <https://www.degruyter.com/document/doi/10.1515/zpch-1889-0434/html> (visité le 29/03/2023).
- [23] H. KELKER et B. SCHEURLE. « A Liquid-crystalline (Nematic) Phase with a Particularly Low Solidification Point ». en. In : *Angewandte Chemie International Edition in English* 8.11 (1969). \_eprint : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1002/anie.196908841>, p. 884-885. ISSN : 1521-3773. DOI : [10.1002/anie.196908841](https://doi.org/10.1002/anie.196908841). URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/anie.196908841> (visité le 28/03/2023).
- [24] P. G. de GENNES et J. PROST. *The Physics of Liquid Crystals*. en. Clarendon Press, 1993. ISBN : 978-0-19-851785-6.
- [25] Deng-Ke YANG. *Fundamentals of Liquid Crystal Devices*. John Wiley & Sons, Ltd, 2014.
- [26] *Liquid crystal*. en. Page Version ID : 1152313342. Avr. 2023. URL : [https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Liquid\\_crystal&oldid=1152313342](https://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Liquid_crystal&oldid=1152313342) (visité le 03/05/2023).
- [27] F. YAKUPHANOGLU et al. « Dielectric anisotropy, and diffraction efficiency properties of a doped nematic liquid crystal ». en. In : *Dyes and Pigments* 76.3 (jan. 2008), p. 721-725. ISSN : 0143-7208. DOI : [10.1016/j.dyepig.2007.01.017](https://doi.org/10.1016/j.dyepig.2007.01.017). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0143720807000228> (visité le 29/03/2023).
- [28] Aurélie JULLIEN. « Spatial light modulators ». en. In : *Photoniques* 101 (mars 2020), p. 59-64. ISSN : 1629-4475, 2269-8418. DOI : [10.1051/photon/202010159](https://doi.org/10.1051/photon/202010159). URL : <https://www.photoniques.com/10.1051/photon/202010159> (visité le 10/03/2023).
- [29] M. F. VUKS. « Determination of the Optical Anisotropy of Aromatic Molecules from the Double Refraction of Crystals ». In : *Optics and Spectroscopy* 20 (avr. 1966). ADS Bibcode : 1966OptSp..20..361V, p. 361. ISSN : 0030-400X. URL : <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1966OptSp..20..361V> (visité le 15/12/2022).
- [30] Jun LI, Sebastian GAUZA et Shin-Tson WU. « Temperature effect on liquid crystal refractive indices ». In : *Journal of Applied Physics* 96.1 (juill. 2004). Publisher : American Institute of Physics, p. 19-24. ISSN : 0021-8979. DOI : [10.1063/1.1757034](https://doi.org/10.1063/1.1757034). URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1757034> (visité le 28/02/2023).
- [31] Shin-Tson WU, Uzi EFRON et LaVerne D. HESS. « Birefringence measurements of liquid crystals ». en. In : *Applied Optics* 23.21 (nov. 1984), p. 3911. ISSN : 0003-6935, 1539-4522. DOI : [10.1364/AO.23.003911](https://doi.org/10.1364/AO.23.003911). URL : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ao-23-21-3911> (visité le 24/11/2022).

- [32] Ivan HALLER. « Thermodynamic and static properties of liquid crystals ». en. In : *Progress in Solid State Chemistry* 10 (jan. 1975), p. 103-118. ISSN : 0079-6786. DOI : [10.1016/0079-6786\(75\)90008-4](https://doi.org/10.1016/0079-6786(75)90008-4). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0079678675900084> (visité le 15/12/2022).
- [33] Volodymyr TKACHENKO et al. « Nematic Liquid Crystal Optical Dispersion in the Visible-Near Infrared Range ». en. In : *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 454.1 (sept. 2006), 263/[665]-271/[673]. ISSN : 1542-1406, 1563-5287. DOI : [10.1080/15421400600655816](https://doi.org/10.1080/15421400600655816). URL : <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/15421400600655816> (visité le 20/04/2023).
- [34] J. LI et al. « Refractive Indices of Liquid Crystals for Display Applications ». en. In : *Journal of Display Technology* 1.1 (sept. 2005), p. 51-61. ISSN : 1551-319X. DOI : [10.1109/JDT.2005.853357](https://doi.org/10.1109/JDT.2005.853357). URL : <https://ieeexplore.ieee.org/document/1498785> (visité le 24/11/2022).
- [35] Iam-Choon KHOO. *Physical Properties and Nonlinear Optical Phenomena*. John Wiley & Sons, Ltd, 1995.
- [36] Vittorio Maria di PIETRO et Aurélie JULLIEN. « Broadband Spectral Domain Interferometry for Optical Characterization of Nematic Liquid Crystals ». en. In : *Applied Sciences* 10.14 (jan. 2020). Number : 14 Publisher : Multidisciplinary Digital Publishing Institute, p. 4701. ISSN : 2076-3417. DOI : [10.3390/app10144701](https://doi.org/10.3390/app10144701). URL : <https://www.mdpi.com/2076-3417/10/14/4701> (visité le 24/11/2022).
- [37] Weili LI et al. « Dual-color terahertz spatial light modulator for single-pixel imaging ». en. In : *Light : Science & Applications* 11.1 (juin 2022). Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group, p. 191. ISSN : 2047-7538. DOI : [10.1038/s41377-022-00879-5](https://doi.org/10.1038/s41377-022-00879-5). URL : <https://www.nature.com/articles/s41377-022-00879-5> (visité le 30/03/2023).
- [38] Nobuyuki HASHIMOTO, Shigeru MOROKAWA et Kohei KITAMURA. « Real-time holography using the high-resolution LCTV-SLM ». In : sous la dir. de Stephen A. BENTON. Juill. 1991, p. 291-302. DOI : [10.1117/12.44740](https://doi.org/10.1117/12.44740). URL : <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=961995> (visité le 30/03/2023).
- [39] Jennifer E. CURTIS et David G. GRIER. « Structure of Optical Vortices ». In : *Physical Review Letters* 90.13 (avr. 2003). Publisher : American Physical Society, p. 133901. DOI : [10.1103/PhysRevLett.90.133901](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.133901). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.90.133901> (visité le 30/03/2023).
- [40] Chao LI et al. « High-precision open-loop adaptive optics system based on LC-SLM ». EN. In : *Optics Express* 17.13 (juin 2009). Publisher : Optica Publishing Group, p. 10774-10781. ISSN : 1094-4087. DOI : [10.1364/OE.17.010774](https://doi.org/10.1364/OE.17.010774). URL : <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-17-13-10774> (visité le 20/04/2023).
- [41] A VYAS et al. « Spatial Light Modulator for wavefront correction ». en. In : ().
- [42] Vittorio Maria Di PIETRO et al. « Dynamical optical response of nematic liquid crystal cells through electrically driven Fréedericksz transition : influence of the nematic layer thickness ». EN. In : *Optics Express* 26.8 (avr. 2018). Publisher : Optica Publishing Group, p. 10716-10728. ISSN : 1094-4087. DOI : [10.1364/OE.26.010716](https://doi.org/10.1364/OE.26.010716). URL : <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-26-8-10716> (visité le 30/03/2023).
- [43] *Spatial Light Modulators*. fr. URL : <https://www.thorlabs.com> (visité le 20/04/2023).

- [44] S. RESIDORI, U. BORTOLOZZO et J. P. HUIGNARD. « Liquid crystal light valves as optically addressed liquid crystal spatial light modulators : optical wave mixing and sensing applications ». en. In : *Liquid Crystals Reviews* 6.1 (jan. 2018), p. 1-16. ISSN : 2168-0396, 2168-0418. DOI : [10.1080/21680396.2018.1496041](https://doi.org/10.1080/21680396.2018.1496041). URL : <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/21680396.2018.1496041> (visité le 27/02/2023).
- [45] Marie KASPRZACK. « Thermally Deformable Mirrors : a new Adaptive Optics scheme for Advanced Gravitational Wave Interferometers ». en. In : (), p. 207.
- [46] P.-Y. MADEC. « Overview of deformable mirror technologies for adaptive optics and astronomy ». en. In : sous la dir. de Brent L. ELLERBROEK, Enrico MARCHETTI et Jean-Pierre VÉRAN. Amsterdam, , Netherlands, sept. 2012, p. 844705-844705-18. DOI : [10.1117/12.924892](https://doi.org/10.1117/12.924892). URL : <http://proceedings.spiedigitallibrary.org/proceeding.aspx?articleid=1358867> (visité le 28/02/2023).
- [47] *Piezoelectric Deformable Mirrors*. fr. URL : <https://www.thorlabs.com> (visité le 20/04/2023).
- [48] Thomas BIFANO. « MEMS deformable mirrors ». en. In : *Nature Photonics* 5.1 (jan. 2011), p. 21-23. ISSN : 1749-4885, 1749-4893. DOI : [10.1038/nphoton.2010.297](https://doi.org/10.1038/nphoton.2010.297). URL : <http://www.nature.com/articles/nphoton.2010.297> (visité le 20/04/2023).
- [49] *MEMS-Based Deformable Mirrors*. fr. URL : <https://www.thorlabs.com> (visité le 20/04/2023).
- [50] Vittorio Maria di PIETRO et al. « Thermally-induced nonlinear spatial shaping of infrared femto-second pulses in nematic liquid crystals ». en. In : *Laser Physics Letters* 16.1 (déc. 2018). Publisher : IOP Publishing, p. 015301. ISSN : 1612-202X. DOI : [10.1088/1612-202X/aaf329](https://doi.org/10.1088/1612-202X/aaf329). URL : <https://dx.doi.org/10.1088/1612-202X/aaf329> (visité le 10/03/2023).
- [51] Vittorio Maria di PIETRO et al. « Thermally-induced nonlinear spatial shaping of infrared femto-second pulses in nematic liquid crystals ». en. In : *Laser Physics Letters* 16.1 (jan. 2019), p. 015301. ISSN : 1612-2011, 1612-202X. DOI : [10.1088/1612-202X/aaf329](https://doi.org/10.1088/1612-202X/aaf329). URL : <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1612-202X/aaf329> (visité le 24/11/2022).
- [52] Vittorio Maria di PIETRO et al. « Phase-only pulse shaper for multi-octave light sources ». en. In : *Optics Letters* 45.2 (jan. 2020), p. 543. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : [10.1364/OL.380712](https://doi.org/10.1364/OL.380712). URL : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-45-2-543> (visité le 24/11/2022).
- [53] Aurélie JULLIEN et al. « Continuously tunable femtosecond delay-line based on liquid crystal cells ». en. In : *Optics Express* 24.13 (juin 2016), p. 14483. ISSN : 1094-4087. DOI : [10.1364/OE.24.014483](https://doi.org/10.1364/OE.24.014483). URL : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=oe-24-13-14483> (visité le 24/11/2022).
- [54] Aurélie JULLIEN et al. « High-resolution hyperspectral imaging with cascaded liquid crystal cells ». EN. In : *Optica* 4.4 (avr. 2017). Publisher : Optica Publishing Group, p. 400-405. ISSN : 2334-2536. DOI : [10.1364/OPTICA.4.000400](https://doi.org/10.1364/OPTICA.4.000400). URL : <https://opg.optica.org/optica/abstract.cfm?uri=optica-4-4-400> (visité le 20/04/2023).
- [55] Aurélie JULLIEN et al. « Nanoscale hyperspectral imaging of tilted cholesteric liquid crystal structures ». en. In : *Soft Matter* 15.15 (avr. 2019). Publisher : The Royal Society of Chemistry, p. 3256-3263. ISSN : 1744-6848. DOI : [10.1039/C8SM02506A](https://doi.org/10.1039/C8SM02506A). URL : <https://pubs.rsc.org/en/content/articlelanding/2019/sm/c8sm02506a> (visité le 20/04/2023).



- [56] Romain LABERDESQUE et al. « Tunable angular shearing interferometer based on wedged liquid crystal cells ». EN. In : *Applied Optics* 56.31 (nov. 2017). Publisher : Optica Publishing Group, p. 8656-8662. ISSN : 2155-3165. DOI : [10.1364/AO.56.008656](https://doi.org/10.1364/AO.56.008656). URL : <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-56-31-8656> (visité le 20/04/2023).
- [57] Vittorio Maria Di PIETRO. « Thick nematic liquid crystals for ultrafast optics ». en. Thèse de doct. COMUE Université Côte d'Azur (2015 - 2019), déc. 2019. URL : <https://theses.hal.science/tel-03510378> (visité le 03/05/2023).
- [58] Stefania RESIDORI et Artem PETROSSIAN. « Light Induced Reorientation in AZO-DYE Doped Liquid Crystals : The Relative Role of Surface and Bulk Effects ». In : *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 398.1 (jan. 2003). Publisher : Taylor & Francis, p. 137-156. ISSN : 1542-1406. DOI : [10.1080/15421400390221574](https://doi.org/10.1080/15421400390221574). URL : <https://doi.org/10.1080/15421400390221574> (visité le 07/02/2023).
- [59] S. MCCONVILLE et al. « Measurement of the giant nonlinear response of dye-doped liquid crystals ». en. In : *American Journal of Physics* 73 (2004), p. 425. DOI : [10.1119/1.1858445](https://doi.org/10.1119/1.1858445). URL : <https://hal.science/hal-00013931> (visité le 07/02/2023).
- [60] Kohki TAKATOH et al. *Alignment Technology and Applications of Liquid Crystal Devices*. Anglais. Boca Ration : CRC Press, juill. 2005. ISBN : 978-0-7484-0902-0.
- [61] *Optical Glass N-BK7 Optical Material*. URL : <https://www.crystran.co.uk/optical-materials/optical-glass-n-bk7-and-others> (visité le 07/02/2023).
- [62] *Properties of fused silica*. en. URL : [https://www.heraeus.com/en/hca/fused\\_silica\\_quartz\\_knowledge\\_base\\_1/properties\\_1/properties\\_hca.html](https://www.heraeus.com/en/hca/fused_silica_quartz_knowledge_base_1/properties_1/properties_hca.html) (visité le 07/02/2023).
- [63] *Material Properties | Website about Elements and Materials*. en-US. URL : <https://material-properties.org/> (visité le 07/02/2023).
- [64] *Calcium Fluoride Optical Properties Calcium Fluoride Optical Material*. URL : <https://www.crystran.co.uk/optical-materials/calcium-fluoride-caf2> (visité le 15/02/2023).
- [65] *Properties : Alumina - Aluminium Oxide - Al2O3 - A Refractory Ceramic Oxide*. en. URL : <https://www.azom.com/properties.aspx?ArticleID=52> (visité le 15/02/2023).
- [66] *Properties : Silica - Silicon Dioxide (SiO2)*. en. URL : <https://www.azom.com/properties.aspx?ArticleID=1114> (visité le 15/02/2023).
- [67] Hasan ESKALEN, Mustafa OKUMUŞ et Şükrü ÖZGAN. « Electro-optical, thermal and dielectric properties of ternary mixture of E7/6CB/6BA liquid crystal mixture complex ». en. In : *Optik* 187 (juin 2019), p. 223-229. ISSN : 0030-4026. DOI : [10.1016/j.ijleo.2019.02.119](https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2019.02.119). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030402619302360> (visité le 15/02/2023).
- [68] Pierre BON et al. « Quadriwave lateral shearing interferometry for quantitative phase microscopy of living cells ». eng. In : *Optics Express* 17.15 (juill. 2009), p. 13080-13094. ISSN : 1094-4087. DOI : [10.1364/oe.17.013080](https://doi.org/10.1364/oe.17.013080).
- [69] Yikun LIU et al. « Ultrafast switching of optical singularity eigenstates with compact integrable liquid crystal structures ». en. In : *Optics Express* 26.22 (oct. 2018), p. 28818. ISSN : 1094-4087. DOI : [10.1364/OE.26.028818](https://doi.org/10.1364/OE.26.028818). URL : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=oe-26-22-28818> (visité le 24/11/2022).

- [70] C. DORRER et al. « High-damage-threshold static laser beam shaping using optically patterned liquid-crystal devices ». en. In : *Optics Letters* 36.20 (oct. 2011), p. 4035. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : [10.1364/OL.36.004035](https://doi.org/10.1364/OL.36.004035). URL : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-36-20-4035> (visité le 24/11/2022).
- [71] Alexander JESACHER et Martin J. BOOTH. « Parallel direct laser writing in three dimensions with spatially dependent aberration correction ». EN. In : *Optics Express* 18.20 (sept. 2010). Publisher : Optica Publishing Group, p. 21090-21099. ISSN : 1094-4087. DOI : [10.1364/OE.18.021090](https://doi.org/10.1364/OE.18.021090). URL : <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-18-20-21090> (visité le 24/11/2022).
- [72] Koji SUGIOKA et Ya CHENG. « Femtosecond laser three-dimensional micro- and nanofabrication ». In : *Applied Physics Reviews* 1.4 (déc. 2014). Publisher : American Institute of Physics, p. 041303. DOI : [10.1063/1.4904320](https://doi.org/10.1063/1.4904320). URL : <https://aip.scitation.org/doi/full/10.1063/1.4904320> (visité le 24/11/2022).
- [73] Patrick S. SALTER et Martin J. BOOTH. « Adaptive optics in laser processing ». en. In : *Light : Science & Applications* 8.1 (nov. 2019). Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group, p. 110. ISSN : 2047-7538. DOI : [10.1038/s41377-019-0215-1](https://doi.org/10.1038/s41377-019-0215-1). URL : <https://www.nature.com/articles/s41377-019-0215-1> (visité le 24/11/2022).
- [74] Zhibo XING et al. « High laser damage threshold liquid crystal optical switch based on a gallium nitride transparent electrode ». en. In : *Optics Letters* 45.13 (juill. 2020), p. 3537. ISSN : 0146-9592, 1539-4794. DOI : [10.1364/OL.390440](https://doi.org/10.1364/OL.390440). URL : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=ol-45-13-3537> (visité le 24/11/2022).
- [75] *High Power Femtosecond Laser Optics*. URL : <https://www.layertec.de/en/capabilities/femtosecond-lasers/high-power/> (visité le 28/11/2022).
- [76] O. UTEZA et al. « Laser-induced damage threshold of sapphire in nanosecond, picosecond and femtosecond regimes ». en. In : *Applied Surface Science* 254.4 (déc. 2007), p. 799-803. ISSN : 01694332. DOI : [10.1016/j.apsusc.2007.09.046](https://doi.org/10.1016/j.apsusc.2007.09.046). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0169433207013542> (visité le 28/11/2022).
- [77] H. VAREL et al. « Laser-induced damage in SiO<sub>2</sub> and CaF<sub>2</sub> with picosecond and femtosecond laser pulses ». en. In : *Applied Physics A* 62.3 (mars 1996), p. 293-294. ISSN : 1432-0630. DOI : [10.1007/BF01575098](https://doi.org/10.1007/BF01575098). URL : <https://doi.org/10.1007/BF01575098> (visité le 18/01/2023).
- [78] Loïc RAMOUSSE et al. « Femtosecond laser-induced damage threshold of nematic liquid crystals at 1030 nm ». EN. In : *Applied Optics* 60.26 (sept. 2021). Publisher : Optica Publishing Group, p. 8050-8056. ISSN : 2155-3165. DOI : [10.1364/AO.436236](https://doi.org/10.1364/AO.436236). URL : <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-60-26-8050> (visité le 28/11/2022).
- [79] S. D. JACOBS et al. « Liquid-crystal laser optics : design, fabrication, and performance ». en. In : *Journal of the Optical Society of America B* 5.9 (sept. 1988), p. 1962. ISSN : 0740-3224, 1520-8540. DOI : [10.1364/JOSAB.5.001962](https://doi.org/10.1364/JOSAB.5.001962). URL : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?URI=josab-5-9-1962> (visité le 24/11/2022).
- [80] Z. RASZEWSKI et al. « Laser damage resistant nematic liquid crystal cell ». In : *Journal of Applied Physics* 114.5 (août 2013). Publisher : American Institute of Physics, p. 053104. ISSN : 0021-8979. DOI : [10.1063/1.4816682](https://doi.org/10.1063/1.4816682). URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4816682> (visité le 24/11/2022).

- [81] T. Z. KOSC et al. « Investigation of parameters governing damage resistance of nematic liquid crystals for high-power or peak-intensity laser applications ». en. In : *Scientific Reports* 9.1 (nov. 2019). Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group, p. 16435. ISSN : 2045-2322. DOI : [10.1038/s41598-019-52305-3](https://doi.org/10.1038/s41598-019-52305-3). URL : <https://www.nature.com/articles/s41598-019-52305-3> (visité le 24/11/2022).
- [82] J. B. POURSAMAD et al. « The Marangoni effect in nematic liquid crystals due to a Gaussian light beam absorption ». en. In : *Journal of Molecular Liquids* 186 (oct. 2013), p. 23-27. ISSN : 0167-7322. DOI : [10.1016/j.molliq.2013.03.017](https://doi.org/10.1016/j.molliq.2013.03.017). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167732213000974> (visité le 24/11/2022).
- [83] Eddy MEZGER. « Loi de variation de la tension superficielle avec la température ». In : *J. Phys. Radium* 7.10 (1946), p. 303-309. DOI : [10.1051/jphysrad:01946007010030300](https://doi.org/10.1051/jphysrad:01946007010030300). URL : <https://hal.archives-ouvertes.fr/jpa-00233998> (visité le 30/11/2022).
- [84] Alexander A. NEPOMNYASHCHY, Manuel G. VELARDE et Pierre COLINET. *Interfacial Phenomena and Convection*. New York : Chapman et Hall/CRC, avr. 2014. ISBN : 978-0-429-17507-7. DOI : [10.1201/9781482296303](https://doi.org/10.1201/9781482296303).
- [85] B. C. STUART et al. « Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics ». In : *Physical Review B* 53.4 (jan. 1996). Publisher : American Physical Society, p. 1749-1761. DOI : [10.1103/PhysRevB.53.1749](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.53.1749). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.53.1749> (visité le 24/11/2022).
- [86] M. MERO et al. « Scaling laws of femtosecond laser pulse induced breakdown in oxide films ». In : *Physical Review B* 71.11 (mars 2005). Publisher : American Physical Society, p. 115109. DOI : [10.1103/PhysRevB.71.115109](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.115109). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.71.115109> (visité le 24/11/2022).
- [87] J. JASAPARA et al. « Femtosecond laser pulse induced breakdown in dielectric thin films ». In : *Physical Review B* 63.4 (jan. 2001). Publisher : American Physical Society, p. 045117. DOI : [10.1103/PhysRevB.63.045117](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.63.045117). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.63.045117> (visité le 24/11/2022).
- [88] L. V. KELDYSH. « IONIZATION IN THE FIELD OF A STRONG ELECTROMAGNETIC WAVE ». Russian. In : *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz.* Vol : 47 (nov. 1964). Institution : Lebedev Inst. of Physics, Moscow. URL : <https://www.osti.gov/biblio/4662394> (visité le 30/11/2022).
- [89] P. L. POOLE et al. « Liquid crystal films as on-demand, variable thickness (50–5000 nm) targets for intense lasers ». en. In : *Physics of Plasmas* 21.6 (juin 2014), p. 063109. ISSN : 1070-664X, 1089-7674. DOI : [10.1063/1.4885100](https://doi.org/10.1063/1.4885100). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4885100> (visité le 24/11/2022).
- [90] P. L. POOLE et al. « Moderate repetition rate ultra-intense laser targets and optics using variable thickness liquid crystal films ». en. In : *Applied Physics Letters* 109.15 (oct. 2016), p. 151109. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : [10.1063/1.4964841](https://doi.org/10.1063/1.4964841). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4964841> (visité le 24/11/2022).
- [91] B. MANGOTE et al. « A high accuracy femto-/picosecond laser damage test facility dedicated to the study of optical thin films ». In : *Review of Scientific Instruments* 83.1 (jan. 2012). Publisher : American Institute of Physics, p. 013109. ISSN : 0034-6748. DOI : [10.1063/1.3677324](https://doi.org/10.1063/1.3677324). URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3677324> (visité le 24/11/2022).

- [92] N. SANNER et al. « Toward determinism in surface damaging of dielectrics using few-cycle laser pulses ». In : *Applied Physics Letters* 96.7 (fév. 2010). Publisher : American Institute of Physics, p. 071111. ISSN : 0003-6951. DOI : [10.1063/1.3309700](https://doi.org/10.1063/1.3309700). URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.3309700> (visité le 24/11/2022).
- [93] Patrick POOLE et al. « Femtosecond laser damage threshold of pulse compression gratings for petawatt scale laser systems ». EN. In : *Optics Express* 21.22 (nov. 2013). Publisher : Optica Publishing Group, p. 26341-26351. ISSN : 1094-4087. DOI : [10.1364/OE.21.026341](https://doi.org/10.1364/OE.21.026341). URL : <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-21-22-26341> (visité le 24/11/2022).
- [94] Xiaoxian HE et al. « Theoretical modeling on the laser induced effect of liquid crystal optical phased beam steering ». en. In : *Optics Communications* 382 (jan. 2017), p. 437-443. ISSN : 0030-4018. DOI : [10.1016/j.optcom.2016.08.020](https://doi.org/10.1016/j.optcom.2016.08.020). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401816306964> (visité le 24/11/2022).
- [95] B. J. NAGY et al. « Direct comparison of kilohertz- and megahertz-repetition-rate femtosecond damage threshold ». EN. In : *Optics Letters* 40.11 (juin 2015). Publisher : Optica Publishing Group, p. 2525-2528. ISSN : 1539-4794. DOI : [10.1364/OL.40.002525](https://doi.org/10.1364/OL.40.002525). URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-40-11-2525> (visité le 24/11/2022).
- [96] M. LENZNER. « Femtosecond laser-induced damage of dielectrics ». In : *International Journal of Modern Physics B* 13.13 (mai 1999). Publisher : World Scientific Publishing Co., p. 1559-1578. ISSN : 0217-9792. DOI : [10.1142/S0217979299001570](https://doi.org/10.1142/S0217979299001570). URL : <https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S0217979299001570> (visité le 24/11/2022).
- [97] I. A. PAVLOV et al. « High-quality alignment of nematic liquid crystals using periodic nanostructures created by nonlinear laser lithography ». en. In : *Journal of Molecular Liquids*. Special Issue Dedicated to the Memory of Professor Y. Reznikov 267 (oct. 2018), p. 212-221. ISSN : 0167-7322. DOI : [10.1016/j.molliq.2018.02.058](https://doi.org/10.1016/j.molliq.2018.02.058). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167732217352911> (visité le 24/11/2022).
- [98] L. GALLAIS et al. « Wavelength dependence of femtosecond laser-induced damage threshold of optical materials ». In : *Journal of Applied Physics* 117.22 (juin 2015). Publisher : American Institute of Physics, p. 223103. ISSN : 0021-8979. DOI : [10.1063/1.4922353](https://doi.org/10.1063/1.4922353). URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.4922353> (visité le 10/03/2023).
- [99] T. Q. JIA et al. « Ultraviolet-infrared femtosecond laser-induced damage in fused silica and  $\text{CaF}_2$  crystals ». In : *Physical Review B* 73.5 (fév. 2006). Publisher : American Physical Society, p. 054105. DOI : [10.1103/PhysRevB.73.054105](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.73.054105). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.73.054105> (visité le 10/03/2023).
- [100] D. GROJO et al. « Long-wavelength multiphoton ionization inside band-gap solids ». In : *Physical Review B* 88.19 (nov. 2013). Publisher : American Physical Society, p. 195135. DOI : [10.1103/PhysRevB.88.195135](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.88.195135). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.88.195135> (visité le 10/03/2023).
- [101] D. YELIN et al. « Phase-Matched Third-Harmonic Generation in a Nematic Liquid Crystal Cell ». In : *Physical Review Letters* 82.15 (avr. 1999). Publisher : American Physical Society, p. 3046-3049. DOI : [10.1103/PhysRevLett.82.3046](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.82.3046). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.82.3046> (visité le 10/03/2023).

- [102] Jun-ichi KOSUGI et Kotaro KAJIKAWA. « Phase-matched third-harmonic generation from nematic liquid crystals ». In : *Applied Physics Letters* 84.24 (juin 2004). Publisher : American Institute of Physics, p. 5013-5015. ISSN : 0003-6951. DOI : [10.1063/1.1763220](https://doi.org/10.1063/1.1763220). URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1763220> (visité le 10/03/2023).
- [103] Kyle R. P. KAFKA, Tanya Z. KOSC et Stavros G. DEMOS. « Methods and apparatus for laser damage and functional performance characterization of ultrafast laser optics ». In : *Laser-Induced Damage in Optical Materials 2021*. T. 11910. SPIE, oct. 2021, 119100N. DOI : [10.1117/12.2598587](https://doi.org/10.1117/12.2598587). URL : <https://www.spiedigitallibrary.org/conference-proceedings-of-spie/11910/119100N/Methods-and-apparatus-for-laser-damage-and-functional-performance-characterization/10.1117/12.2598587.full> (visité le 10/03/2023).
- [104] Vincent FEMY et al. « Microjoule-level Femtosecond Pulses from 3 to 10  $\mu\text{m}$  by DFG in LiGaS<sub>2</sub> at 250 kHz ». EN. In : *Frontiers in Optics + Laser Science 2021 (2021), paper FTh4B.4*. Optica Publishing Group, nov. 2021, FTh4B.4. DOI : [10.1364/FIO.2021.FTh4B.4](https://doi.org/10.1364/FIO.2021.FTh4B.4). URL : <https://opg.optica.org/abstract.cfm?uri=FiO-2021-FTh4B.4> (visité le 10/03/2023).
- [105] Anthony E. SIEGMAN. *Lasers*. en. Google-Books-ID : 1829MgEACAAJ. University Science Books, 1986. ISBN : 978-0-19-855713-5.
- [106] J. H. MARBURGER. « Self-focusing : Theory ». en. In : *Progress in Quantum Electronics* 4 (avr. 1975), p. 35-110. ISSN : 0079-6727. DOI : [10.1016/0079-6727\(75\)90003-8](https://doi.org/10.1016/0079-6727(75)90003-8). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0079672775900038> (visité le 07/04/2023).
- [107] Arkady MAJOR et al. « Dispersion of the nonlinear refractive index in sapphire ». EN. In : *Optics Letters* 29.6 (mars 2004). Publisher : Optica Publishing Group, p. 602-604. ISSN : 1539-4794. DOI : [10.1364/OL.29.000602](https://doi.org/10.1364/OL.29.000602). URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-29-6-602> (visité le 23/03/2023).
- [108] Dam-Bé L. DOUTI et al. « Quantitative phase imaging applied to laser damage detection and analysis ». EN. In : *Applied Optics* 54.28 (oct. 2015). Publisher : Optica Publishing Group, p. 8375-8382. ISSN : 2155-3165. DOI : [10.1364/AO.54.008375](https://doi.org/10.1364/AO.54.008375). URL : <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-54-28-8375> (visité le 10/03/2023).
- [109] D. YELIN et al. « Depth-resolved imaging of nematic liquid crystals by third-harmonic microscopy ». en. In : *Applied Physics Letters* 74.21 (mai 1999), p. 3107-3109. ISSN : 0003-6951, 1077-3118. DOI : [10.1063/1.124077](https://doi.org/10.1063/1.124077). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.124077> (visité le 10/03/2023).
- [110] Y. BARAD et al. « Barad, Y., Eisenberg, H., Horowitz, M. & Silberberg, Y. Nonlinear scanning laser microscopy by third harmonic generation. *Appl. Phys. Lett.* 70, 922-924 ». In : *Applied Physics Letters* 70 (fév. 1997). DOI : [10.1063/1.118442](https://doi.org/10.1063/1.118442).
- [111] Rajesh S. PILLAI et al. « Imaging colloidal particle induced topological defects in a nematic liquid crystal using third harmonic generation microscopy ». EN. In : *Optics Express* 14.26 (déc. 2006). Publisher : Optica Publishing Group, p. 12976-12983. ISSN : 1094-4087. DOI : [10.1364/OE.14.012976](https://doi.org/10.1364/OE.14.012976). URL : <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-14-26-12976> (visité le 10/03/2023).
- [112] Thomas TSANG. « Third- and fifth-harmonic generation at the interfaces of glass and liquids ». In : *Physical Review A* 54.6 (déc. 1996). Publisher : American Physical Society, p. 5454-5457. DOI : [10.1103/PhysRevA.54.5454](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.54.5454). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.54.5454> (visité le 10/03/2023).

- [113] E. C. BARBANO et al. « Third-harmonic generation at the interfaces of a cuvette filled with selected organic solvents ». EN. In : *Applied Optics* 55.3 (jan. 2016). Publisher : Optica Publishing Group, p. 595-602. ISSN : 2155-3165. DOI : [10.1364/AO.55.000595](https://doi.org/10.1364/AO.55.000595). URL : <https://opg.optica.org/ao/abstract.cfm?uri=ao-55-3-595> (visité le 18/04/2023).
- [114] Thomas Y. F. TSANG. « Optical third-harmonic generation at interfaces ». en. In : *Physical Review A* 52.5 (nov. 1995), p. 4116-4125. ISSN : 1050-2947, 1094-1622. DOI : [10.1103/PhysRevA.52.4116](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.52.4116). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.52.4116> (visité le 23/03/2023).
- [115] Elizaveta NERADOVSKAIA et al. *Nonlinear chirped Doppler interferometry for  $\chi^{(3)}$  spectroscopy*. arXiv :2204.02259 [physics]. Avr. 2022. URL : <http://arxiv.org/abs/2204.02259> (visité le 23/03/2023).
- [116] N. BOLING, A. GLASS et A. OWYOUNG. « Empirical relationships for predicting nonlinear refractive index changes in optical solids ». In : *IEEE Journal of Quantum Electronics* 14.8 (août 1978). Conference Name : IEEE Journal of Quantum Electronics, p. 601-608. ISSN : 1558-1713. DOI : [10.1109/JQE.1978.1069847](https://doi.org/10.1109/JQE.1978.1069847).
- [117] Lorenzo CANOVA et al. « Cross-polarized wave generation in the UV region ». en. In : *Optics Letters* 33.20 (oct. 2008), p. 2299. DOI : [10.1364/OL.33.002299](https://doi.org/10.1364/OL.33.002299). URL : <https://hal-polytechnique.archives-ouvertes.fr/hal-00528349> (visité le 04/05/2023).
- [118] Robert W. BOYD, Zhimin SHI et Israel DE LEON. « The third-order nonlinear optical susceptibility of gold ». en. In : *Optics Communications* 326 (sept. 2014), p. 74-79. ISSN : 0030-4018. DOI : [10.1016/j.optcom.2014.03.005](https://doi.org/10.1016/j.optcom.2014.03.005). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401814002351> (visité le 04/05/2023).
- [119] M. SCALORA et al. « Harmonic generation from metal-oxide and metal-metal boundaries ». In : *Physical Review A* 98.2 (août 2018). Publisher : American Physical Society, p. 023837. DOI : [10.1103/PhysRevA.98.023837](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.98.023837). URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.98.023837> (visité le 04/05/2023).
- [120] Frans SNIK et al. *Review of high-contrast imaging systems for current and future ground-based and space-based telescopes III. Technology opportunities and pathways*. arXiv :1807.07100 [astro-ph]. Juill. 2018. DOI : [10.48550/arXiv.1807.07100](https://doi.org/10.48550/arXiv.1807.07100). URL : <http://arxiv.org/abs/1807.07100> (visité le 27/02/2023).
- [121] O. ALBERT et al. « Smart microscope : an adaptive optics learning system for aberration correction in multiphoton confocal microscopy ». eng. In : *Optics Letters* 25.1 (jan. 2000), p. 52-54. ISSN : 0146-9592. DOI : [10.1364/ol.25.000052](https://doi.org/10.1364/ol.25.000052).
- [122] Marie KASPRZACK et al. « Performance of a thermally deformable mirror for correction of low-order aberrations in laser beams ». eng. In : *Applied Optics* 52.12 (avr. 2013), p. 2909-2916. ISSN : 1539-4522. DOI : [10.1364/AO.52.002909](https://doi.org/10.1364/AO.52.002909).
- [123] Stefano BONORA et al. « Design of deformable mirrors for high power lasers ». en. In : *High Power Laser Science and Engineering* 4 (2016). Publisher : Cambridge University Press, e16. ISSN : 2095-4719, 2052-3289. DOI : [10.1017/hpl.2016.14](https://doi.org/10.1017/hpl.2016.14). URL : <https://www.cambridge.org/core/journals/high-power-laser-science-and-engineering/article/design-of-deformable-mirrors-for-high-power-lasers/8B3EC7BA2F74FB2E780DA7CCDA7B0920> (visité le 27/02/2023).

- [124] Stéphane BARLAND et al. « Reconfigurable design of a thermo-optically addressed liquid-crystal phase modulator by a neural network ». EN. In : *Optics Express* 31.8 (avr. 2023). Publisher : Optica Publishing Group, p. 12597-12608. ISSN : 1094-4087. DOI : [10.1364/OE.483141](https://doi.org/10.1364/OE.483141). URL : <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-31-8-12597> (visité le 07/04/2023).
- [125] David H. ACKLEY, Geoffrey E. HINTON et Terrence J. SEJNOWSKI. « A learning algorithm for boltzmann machines ». en. In : *Cognitive Science* 9.1 (jan. 1985), p. 147-169. ISSN : 0364-0213. DOI : [10.1016/S0364-0213\(85\)80012-4](https://doi.org/10.1016/S0364-0213(85)80012-4). URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0364021385800124> (visité le 07/04/2023).
- [126] J. CANNON. « Some numerical results for the solution of the heat equation backwards in time ». In : *Numerical Solutions of Nonlinear Differential Equations*. J. Wiley New York. 1966, p. 21-54.
- [127] Chein-Shan LIU et Chih-Wen CHANG. « Analytic series solutions of 2D forward and backward heat conduction problems in rectangles and a new regularization ». In : *Inverse Problems in Science and Engineering* 28.10 (oct. 2020). Publisher : Taylor & Francis, p. 1384-1406. ISSN : 1741-5977. DOI : [10.1080/17415977.2020.1719086](https://doi.org/10.1080/17415977.2020.1719086). URL : <https://doi.org/10.1080/17415977.2020.1719086> (visité le 28/02/2023).
- [128] J. R. P. ANGEL et al. « Adaptive optics for array telescopes using neural-network techniques ». In : *Nature* 348 (nov. 1990). ADS Bibcode : 1990Natur.348..221A, p. 221-224. ISSN : 0028-0836. DOI : [10.1038/348221a0](https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990Natur.348..221A). URL : <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990Natur.348..221A> (visité le 28/02/2023).
- [129] D. G. SANDLER et al. « Use of a neural network to control an adaptive optics system for an astronomical telescope ». In : *Nature* 351 (mai 1991). ADS Bibcode : 1991Natur.351..300S, p. 300-302. ISSN : 0028-0836. DOI : [10.1038/351300a0](https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1991Natur.351..300S). URL : <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1991Natur.351..300S> (visité le 28/02/2023).
- [130] Laura PILOZZI et al. « Machine learning inverse problem for topological photonics ». en. In : *Communications Physics* 1.1 (sept. 2018). Number : 1 Publisher : Nature Publishing Group, p. 1-7. ISSN : 2399-3650. DOI : [10.1038/s42005-018-0058-8](https://doi.org/10.1038/s42005-018-0058-8). URL : <https://www.nature.com/articles/s42005-018-0058-8> (visité le 28/02/2023).
- [131] Dianjing LIU et al. « Training deep neural networks for the inverse design of nanophotonic structures ». In : *ACS Photonics* 5.4 (avr. 2018). arXiv :1710.04724 [physics], p. 1365-1369. ISSN : 2330-4022, 2330-4022. DOI : [10.1021/acsp Photonics.7b01377](https://doi.org/10.1021/acsp Photonics.7b01377). URL : <http://arxiv.org/abs/1710.04724> (visité le 28/02/2023).
- [132] Peter R. WIECHA et al. « Deep learning in nano-photonics : inverse design and beyond ». In : *Photonics Research* 9.5 (mai 2021). arXiv :2011.12603 [cond-mat, physics :physics], B182. ISSN : 2327-9125. DOI : [10.1364/PRJ.415960](https://doi.org/10.1364/PRJ.415960). URL : <http://arxiv.org/abs/2011.12603> (visité le 28/02/2023).
- [133] Goëry GENTY et al. « Machine learning and applications in ultrafast photonics ». en. In : *Nature Photonics* 15.2 (2021), p. 91. DOI : [10.1038/s41566-020-00716-4](https://doi.org/10.1038/s41566-020-00716-4). URL : <https://hal.science/hal-03414396> (visité le 28/02/2023).
- [134] Stéphane BARLAND et François GUSTAVE. « Convolutional neural network for self-mixing interferometric displacement sensing ». EN. In : *Optics Express* 29.8 (avr. 2021). Publisher : Optica Publishing Group, p. 11433-11444. ISSN : 1094-4087. DOI : [10.1364/OE.419844](https://doi.org/10.1364/OE.419844). URL : <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-29-8-11433> (visité le 28/02/2023).

- [135] Ian GOODFELLOW, Yoshua BENGIO et Aaron COURVILLE. *Deep Learning*. MIT. 2016.
- [136] *Keras : Deep Learning for humans*. original-date : 2015-03-28T00 :35 :42Z. Fév. 2023. URL : <https://github.com/keras-team/keras> (visité le 28/02/2023).
- [137] Olaf RONNEBERGER, Philipp FISCHER et Thomas BROX. *U-Net : Convolutional Networks for Biomedical Image Segmentation*. en. arXiv :1505.04597 [cs]. Mai 2015. URL : <http://arxiv.org/abs/1505.04597> (visité le 28/02/2023).
- [138] Paul GAVRIKOV. *visualker for Keras /TensorFlow*. original-date : 2020-09-25T10 :11 :42Z. Fév. 2023. URL : <https://github.com/paulgavrikov/visualker> (visité le 28/02/2023).
- [139] Matthew D. ZEILER et al. « Deconvolutional networks ». In : *2010 IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition*. ISSN : 1063-6919. Juin 2010, p. 2528-2535. DOI : [10.1109/CVPR.2010.5539957](https://doi.org/10.1109/CVPR.2010.5539957).
- [140] M. BORN et E. WOLF. *Principle of optics*. Pergamon. 1980.
- [141] Jan HERRMANN. « Phase variance and Strehl ratio in adaptive optics ». EN. In : *JOSA A* 9.12 (déc. 1992). Publisher : Optica Publishing Group, p. 2257-2258. ISSN : 1520-8532. DOI : [10.1364/JOSAA.9.002257](https://doi.org/10.1364/JOSAA.9.002257). URL : <https://opg.optica.org/josaa/abstract.cfm?uri=josaa-9-12-2257> (visité le 28/02/2023).
- [142] Marco BELLINI et Theodor W. HÄNSCH. « Phase-locked white-light continuum pulses : toward a universal optical frequency-comb synthesizer ». EN. In : *Optics Letters* 25.14 (juill. 2000). Publisher : Optica Publishing Group, p. 1049-1051. ISSN : 1539-4794. DOI : [10.1364/OL.25.001049](https://doi.org/10.1364/OL.25.001049). URL : <https://opg.optica.org/ol/abstract.cfm?uri=ol-25-14-1049> (visité le 03/03/2023).
- [143] Benjamin MAINGOT et al. « Spectral coherence properties of continuum generation in bulk crystals ». EN. In : *Optics Express* 30.12 (juin 2022). Publisher : Optica Publishing Group, p. 20311-20320. ISSN : 1094-4087. DOI : [10.1364/OE.459123](https://doi.org/10.1364/OE.459123). URL : <https://opg.optica.org/oe/abstract.cfm?uri=oe-30-12-20311> (visité le 03/03/2023).
- [144] Ignacio MORENO et al. « Complete polarization control of light from a liquid crystal spatial light modulator ». en. In : (2012).
- [145] Guangyuan SI et al. « Liquid-Crystal-Enabled Active Plasmonics : A Review ». en. In : *Materials* 7.2 (fév. 2014), p. 1296-1317. ISSN : 1996-1944. DOI : [10.3390/ma7021296](https://doi.org/10.3390/ma7021296). URL : <http://www.mdpi.com/1996-1944/7/2/1296> (visité le 27/04/2023).
- [146] Chi ZHANG et al. « Plasmon-Assisted Broadband All-Optical Control of Highly Intense Femto-second Laser by Weak Continuous-Wave Laser ». en. In : *Advanced Optical Materials* 8.19 (oct. 2020), p. 2000560. ISSN : 2195-1071, 2195-1071. DOI : [10.1002/adom.202000560](https://doi.org/10.1002/adom.202000560). URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/adom.202000560> (visité le 27/04/2023).
- [147] Radwan M. SARHAN et al. « The importance of plasmonic heating for the plasmon-driven photodimerization of 4-nitrothiophenol ». en. In : *Scientific Reports* 9.1 (fév. 2019), p. 3060. ISSN : 2045-2322. DOI : [10.1038/s41598-019-38627-2](https://doi.org/10.1038/s41598-019-38627-2). URL : <https://www.nature.com/articles/s41598-019-38627-2> (visité le 27/04/2023).
- [148] Aurélie JULLIEN, Maxim NERADOVSKIY et Michel MITOV. « Hyperspectral topography of the twisted, cholesteric patterns of an insect cuticle under various conditions of helix obliquity ». en. In : *APL Photonics* 5.9 (sept. 2020), p. 096102. DOI : [10.1063/5.0019039](https://doi.org/10.1063/5.0019039). URL : <https://hal.science/hal-02932025> (visité le 27/04/2023).



- [149] S. CHANDRASEKHAR et J. Shashidhara PRASAD. « Theory of Rotatory Dispersion of Cholesteric Liquid Crystals ». In : *Molecular Crystals and Liquid Crystals* 14.1-2 (jan. 1971). Publisher : Taylor & Francis \_eprint : <https://doi.org/10.1080/15421407108083561>, p. 115-128. ISSN : 0026-8941. DOI : [10.1080/15421407108083561](https://doi.org/10.1080/15421407108083561). URL : <https://doi.org/10.1080/15421407108083561> (visité le 27/04/2023).