

Titre: Fonctionnalisation des écrans de téléphones mobiles : des premiers dispositifs invisibles à l'amélioration de l'écriture par laser
Title:

Auteur: Jérôme Lapointe
Author:

Date: 2017

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Lapointe, J. (2017). Fonctionnalisation des écrans de téléphones mobiles : des premiers dispositifs invisibles à l'amélioration de l'écriture par laser [Ph.D. thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/2756/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/2756/>
PolyPublie URL:

Directeurs de recherche: Raman Kashyap
Advisors:

Programme: Génie physique
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

FONCTIONNALISATION DES ÉCRANS DE TÉLÉPHONES MOBILES : DES PREMIERS
DISPOSITIFS INVISIBLES À L'AMÉLIORATION DE L'ÉCRITURE PAR LASER

JÉRÔME LAPOINTE

DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIAE DOCTOR
(GÉNIE PHYSIQUE)

AOÛT 2017

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée:

FONCTIONNALISATION DES ÉCRANS DE TÉLÉPHONES MOBILES : DES PREMIERS
DISPOSITIFS INVISIBLES À L'AMÉLIORATION DE L'ÉCRITURE PAR LASER

présentée par : LAPORTE Jérôme

en vue de l'obtention du diplôme de : Philosophiae Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

M. PETER Yves-Alain, D. Sc., président

M. KASHYAP Raman, Ph. D., membre et directeur de recherche

M. MEUNIER Michel, Ph. D., membre

M. LÉGARE François, Ph. D., membre externe

DÉDICACE

*"La meilleure météo c'est quand on regarde dehors,
mais quand on est heureux dans son cœur il fait toujours beau!"*

- Mon père, Pierre Lapointe

REMERCIEMENTS

Je souhaite tout d’abord adresser mes remerciements aux membres du jury qui ont accepté d’évaluer cette thèse.

Raman Kashyap, je te remercie pour tout. Cette décennie passée avec toi fut des plus enrichissantes. Merci de m’avoir fait tant confiance, de m’avoir si bien guidé et conseillé tout au long de mon cursus et de m’avoir laissé réaliser des projets qui me passionnent vraiment. Je tiens à souligner ton engagement sans faille envers ton unité de recherche, ta rigueur scientifique exemplaire ainsi que ton souci pour l’excellence. T’avoir eu comme mentor fut un immense privilège. J’espère sincèrement continuer à collaborer avec toi tout au long de notre vie.

Je tiens sincèrement à remercier Jean-Sébastien Décarie, Jules Gauthier, Steve Dubé, Traian Antonescu, Mikael Leduc et Jean-Paul Lévesque pour leur expertise et soutien technique exceptionnels. Aux professeurs, au personnel technique et de bureau ainsi qu’aux étudiants de génie physique et du PolyGrames, merci de faire de notre département un milieu de vie riche et agréable. J’aurai longtemps en mémoire ces années passées en votre compagnie. Merci aussi à Lyne Dénommé, Catherine Caffiaux et Rachel Lortie pour leur constant support. Merci à Alberto Teyssedou, un professeur qui est devenu un ami au fil des ans et avec qui les plaisantes et intrigantes conversations sur la physique resteront infinies.

Je souhaite également adresser mes salutations à tous les précurseurs de mon domaine, en particulier les professeurs Réal Vallée, Peter Herman, Eric Mazur et Kazuyuki Hirao, sans leurs remarquables contributions, mes travaux n’auraient jamais eu lieu.

Je salue mes collègues de travail passés et actuels qui sont devenus mes amis, Elton Soares, Mathieu Gagné, Victor Lambin Iezzy, Sébastien Loranger, François Parent, Jean-Sébastien Boisvert, Jérôme Poulin, Aïssa Harhira et Meenu Ahlawat, merci pour toutes ces discussions enrichissantes. Je remercie avec amour mes plus proches amis, Jonathan Daniel-Rivest, André-Anne Baril-Dionne, Guillaume Perron, Daniel Harvey, Salah Hadj-Messaoud, les Torres et tous les autres qui m’ont soutenu.

Sur une note plus personnelle, je tiens à remercier chaleureusement ma famille, mon père Pierre Lapointe, ma mère Johanne Rodrigue, ma sœur Pierre-Anne ainsi que mon frère et meilleur ami François. Pierre, depuis mon enfance, ton esprit logique et ta résilience devant l’épreuve m’ont

toujours inspiré. Johanne, ta générosité et patience sans égal font de toi une maman qui fait sentir bien le monde autour de toi. Chers parents, vous m'avez toujours laissé faire ce que je veux en m'apprenant de le faire de mon mieux, ce qui a fait de moi une personne persévérante et remplie de joie. Je vous aime. Finalement, je remercie ma meilleure amie Maude Giordanengo pour son amour et soutien inconditionnel. Merci pour tout.

RÉSUMÉ

Après avoir acheté par curiosité un écran de téléphone mobile sur Internet, il a été suggéré d'inscrire un guide d'ondes à l'intérieur, ce qui était une première dans ce type de verre. Un rêve fit alors surface : la fabrication de dispositifs invisibles afin de fonctionnaliser l'écran des téléphones mobiles.

Pour être invisible (sous une lumière ambiante normale), un dispositif ne doit ni rayonner, ni absorber, ni réfléchir, ni réfracter la lumière visible d'une façon détectable par l'œil. Ceci semble contre la nature des choses et seulement possible dans les romans de science-fiction. Néanmoins, les résultats de cette thèse démontrent le contraire.

Pour arriver à cette fin, les limites optiques de l'œil humain ont tout d'abord été étudiées afin de connaître les paramètres critiques que doit posséder un mince guide d'ondes cylindrique afin qu'il soit indétectable par l'œil. Notons que les guides d'ondes (semblables à des fibres optiques) sont la base des dispositifs photoniques, un peu comme le sont les fils conducteurs pour l'électronique. En plus de devoir être fait d'un matériel transparent (qui n'absorbe pas la lumière visible), il est démontré que la variation d'indice de réfraction d'un guide d'ondes par rapport à l'écran de verre ne doit pas dépasser $\sim 3 \times 10^{-4}$ pour être invisible, ce qui est extrêmement petit. L'électronique ne peut en aucun cas rencontrer ces critères avec la lumière visible. En fait, pour rencontrer ces critères, le dispositif doit être fait du même matériel (le même verre) et seule une légère modification très précise de la structure atomique doit avoir lieu.

Jusqu'à maintenant, une seule méthode semble avoir le potentiel de parvenir à cette fin : le traitement laser ultrarapide (aussi appelé laser femtoseconde (fs)). En effet, grâce à leurs impulsions laser très courtes (~ 100 fs) qui permettent l'absorption multi-photon via une interaction non-linéaire, la technologie des lasers fs pousse sans cesse les limites de précision en trois dimensions, en plus de permettre la modification de la structure atomique sans dommage collatéral et sans effet d'accumulation de chaleur. Dans le but de parvenir à l'invisible, l'interaction laser-verre est étudiée afin de tenter de cerner les mécanismes physiques du changement d'indice; le type de modification structurelle utilisé dans cette thèse n'étant pas parfaitement compris dans la littérature.

Plusieurs tests d'écriture de guides d'ondes ont donc été réalisés en focalisant un laser fs dans des écrans de verre Corning® Gorilla® en utilisant une intensité laser minimale critique pour produire une modification structurelle. Malheureusement, tous les guides d'ondes invisibles fabriqués initialement généraient trop de pertes optiques pour être utilisables. À l'aide d'une étude approfondie des modes de propagation dans les guides d'ondes fabriqués, il a été conclu que la principale cause des pertes optiques de ce type de guide d'ondes est la rudesse de l'interface du guide, faisant diffuser la lumière à l'extérieur. Cette thèse explique en détail les hypothèses, astuces et cheminements qui ont permis de lisser l'interface et de réaliser les premiers guides d'ondes invisibles. Une hypothèse importante est qu'à une certaine vitesse élevée d'écriture et à un taux de répétition et intensité laser critiques, une légère augmentation de l'indice est aussi produite au niveau des irrégularités à l'interface du guide. Cette augmentation est due à la diffusion des porteurs de charges dont la distribution spatiale est lissée sous l'effet du stress interne du verre densifié des téléphones.

À l'aide de ces guides d'ondes, les premiers dispositifs invisibles ont été fabriqués dans l'écran de verre d'un téléphone, soient un thermomètre basé sur un interféromètre Mach-Zehnder, un système d'identification infrarouge et des éléments de réseaux de télécommunication optique (diviseurs et coupleurs optiques). Ces dispositifs sont expliqués en détails dans le premier article. Notons que les retombées médiatiques de cet article furent immenses, étant l'article le plus téléchargé de l'année et atteignant une audience d'au moins 19 millions à travers le monde, selon *The Optical Society* (OSA). L'invention a entre autres fait la page couverture de la revue *Photonics Spectra* de mai 2015 et été nommé l'une des *10 découvertes de l'année Québec Science*.

Après constatation que les guides d'ondes pouvaient être inscrits très près de la surface sans ablation, due à la couche compressée anti-égratignure des écrans de téléphones mobiles, un analyseur de liquide a été fabriqué. En plaçant une goutte sur l'écran du téléphone, l'indice de réfraction de la goutte est mesuré. En effet, la variation des propriétés de réflexion et de réfraction occasionnée par le milieu extérieur (la goutte), permet à une partie de la lumière de s'échapper du guide d'ondes en fonction de l'indice de réfraction de la goutte. Le capteur détecte l'indice de réfraction en mesurant les pertes optiques à l'aide d'une photodiode à la sortie du dispositif. Les résultats expérimentaux concordent bien avec un nouveau modèle numérique

développé. Le capteur et le nouveau modèle numérique, qui inclut l'effet de la variation d'indice effectif à l'entrée du capteur, sont le sujet du deuxième article.

La portée des résultats de ces deux premiers articles ont rapidement rejoint les géants de l'industrie du téléphone mobile. Ceux-ci ont fait part de leur questionnement en lien avec la production massive et l'intégration de la technologie au marché. Notamment, la standardisation du procédé est limitée par les aberrations optiques ainsi que la dépendance des propriétés des guides d'ondes avec la profondeur d'écriture laser. L'auteur s'est donc penché sur ce problème pour finalement converger vers une nouvelle technique d'écriture laser utilisant la focalisation par une seule lentille de deux faisceaux laser fs cohérents et équidistants de l'axe optique de la lentille. Puisque la totalité de la puissance laser traverse la lentille à une distance unique de l'axe optique, la nouvelle technique élimine les aberrations optiques ainsi que la dépendance avec la profondeur d'écriture. De plus, sans aucune attente, la nouvelle technique améliore drastiquement six autres importants phénomènes problématiques, soient l'ablation indésirable aux surfaces, l'espace d'écriture limitée par la distance focale de la lentille, l'élongation temporelle de l'impulsion laser, la rudesse de l'interface de l'écriture ainsi que des effets non-linéaires néfastes telles la génération de supercontinuum et la filamentation due à l'auto-focalisation induite par l'effet Kerr. Notons que ce dernier résultat est d'un grand intérêt pour la chirurgie laser de l'œil, des cellules et des tissus organiques. En effet, la filamentation réduit la qualité des scissions chirurgicales et blesse les tissus sains à l'extérieur du point focal, alors que cette perturbation étendue diminue la qualité visuelle de l'œil après traitement laser. La nouvelle technique d'écriture laser, nommée la *Dual-Beam technique*, est le sujet du troisième article.

Il est couramment impossible d'intégrer les capteurs existants de liquides dans les téléphones actuels car ceux-ci sont destructifs ou utilisent des tampons/bandelettes non réutilisables. Les géants de l'industrie ont donc un grand intérêt pour le nouveau capteur de liquides fabriqué dans cette thèse puisqu'il est intégré à l'écran d'un téléphone qui peut être nettoyé facilement et à répétition.

Finalement, la thèse discute des défis afin d'implémenter la nouvelle technologie dans l'écran des téléphones mobiles et ainsi prendre part à son immense marché. Entre autres, des méthodes de connexion optique vers l'écran, optimisées pour l'utilisation des téléphones mobiles, sont discutées.

En somme, cette thèse démontre la faisabilité d'intégrer des dispositifs invisibles, tel un analyseur de liquide, dans l'écran des téléphones mobiles. À la lumière des résultats présentés dans cette thèse ainsi qu'avec l'aide récente des géants de l'industrie et du gouvernement du Canada, il sera peut-être possible d'amener cette technologie sur le marché d'ici quelques années.

ABSTRACT

After having bought a mobile phone screen on the Internet out of curiosity, it was suggested to insert a waveguide inside, which had never been done in this type of glass. Then, a dream suddenly popped up: the manufacture of invisible devices in order to functionalize the screen of mobile phones.

To be invisible to the eye (under normal ambient light), a device must not radiate, absorb, reflect, or refract visible light in any way that can be detected by the human eye. This seems against the nature of things and only possible in science fiction novels. Nevertheless, the results of this thesis demonstrate the opposite.

To achieve this challenge, the optical limits of the human eye have been studied in order to find the critical parameters that a thin cylindrical waveguide must reach in order to be undetectable to the eye. Note that waveguides (similar to optical fibers) are the basis of the photonic devices, much like the conductive wires for electronics. In addition to the necessity of being made of transparent material (which does not absorb visible light), it is demonstrated that the variation of the refractive index of the waveguide relative to the glass screen must not exceed $\sim 3 \times 10^{-4}$ to be invisible, which is extremely small. Electronic circuitry cannot in any case meet these criteria under visible light. In fact, to meet these criteria, the device must be made of the same material (the same glass) and only a slight and very precise modification of the atomic structure must take place.

Up to now, only one method seems to have the potential to achieve this: ultrafast (also called femtosecond (fs)) laser processing. Due to their very short laser pulses (~ 100 fs), which allow nonlinear multiphoton absorption, fs laser technology constantly pushes the precision limits in three dimensions, in addition of allowing atomic structure modification without collateral damage and heat accumulation. In order to reach invisibility, the laser-glass interaction is studied to identify the physical mechanisms behind refractive index modification; the type of structural modification used in this thesis is not fully understood in literature.

Several waveguide writing tests were therefore realized by focusing a low intensity fs laser at a critical intensity threshold to produce structural change in Corning® Gorilla® glass screens. Unfortunately, all the initially produced invisible waveguides were too optically lossy to be

usable. Using a thorough study of the propagation modes in the waveguides fabricated, it has been concluded that the main cause of the optical losses of this type of waveguide is the waveguide interface roughness, causing the light to scatter outside. This thesis explains in detail the hypotheses, tricks and steps that allowed smoothing the interface and realizing the first invisible waveguides. An important hypothesis is that at a certain high writing speed and at critical repetition rate and laser intensity, a slight increase of the refractive index is also produced at the waveguide interface irregularities due to the diffusion of the charge carriers, where the spatial distribution is smoothed by the internal stress of the toughened glass screen.

Using these waveguides, the first invisible devices were manufactured in a smartphone glass screen: a Mach-Zehnder interferometer based thermometer, an infrared authentication system, and optical telecommunication passive devices (optical splitters and couplers). These devices are explained in detail in the first article. Note the media coverage of the article was enormous, being the most downloaded article of the year and reaching an audience of at least 19 million across the world, according to *The Optical Society* (OSA). The invention has also made the front page of the *Photonics Spectra* magazine in May 2015 and was named one of the *10 discoveries of the year* by *Quebec Science*.

After observing that the waveguides could be inscribed very close to the surface without ablation, due to the anti-scratch stress layer of smartphone screens, a liquid sensor has been fabricated. By placing a drop on the screen, the refractive index of the drop is measured. Indeed, the variation of the reflection and refraction properties caused by the external medium (the drop) allows a part of the light to escape from the waveguide as a function of the refractive index of the drop. The sensor detects the refractive index by measuring the optical losses using a photodiode at the device's output. The experimental results agree well with a novel numerical model developed. The liquid sensor and the new numerical model, which includes the effect of the effective index variation at the sensor's input, are the subject of the second article.

The importance of the results of these two first items quickly reached the giants of the mobile phone industry. They shared their concerns considering mass production and the integration of the technology into the market. In particular, the standardization of the manufacturing is limited by the optical aberrations and the dependence of the laser writing depth on the waveguide properties. The author has therefore studied this problem and finally converges on a new

technique of laser writing using the focusing by a single lens of two thin ultrafast laser beams that are coherent and equidistant from the optical axis of the lens. Since the total laser power passes through the lens at a single distance from the optical axis, the new technique eliminates optical aberrations as well as dependence on writing depth. Moreover, without any expectation, the new technique drastically improves six other important problematic phenomena, namely, undesirable ablation at a surface, laser pulse stretching, limited depth of writing, nonlinear optical effects such as supercontinuum generation and filamentation due to Kerr self-focusing. Note that this last result is of great interest ophthalmology and for tissular and cellular laser surgery. In fact, the increased breakdown length due to the nonlinear side effects reduces the quality of surgical cuts and harms tissue outside the focal spot. Moreover, extended disrupted cut patterns highly decrease the quality of laser eye surgery. The new laser writing technique, referred as the Dual-Beam technique, is the subject of the third article.

It is currently impossible to integrate existing liquid sensors into mobile phones because they are destructive or use non-reusable strips/lancets. Therefore, industry giants have a great interest in the new liquid sensor fabricated in this thesis since it can be integrated into the screen of a phone that can be cleaned easily and repeatedly.

Finally, this thesis discusses the challenges to implement the new technology in the screen of mobile phones and thus take part in its huge market. Among others, optical connection methods, optimized for the use of mobile phones, are discussed.

In summary, this thesis demonstrates the feasibility of integrating invisible devices, such as a liquid analyzer, into the screen of mobile phones. In light of the results obtained in this thesis, and with the recent assistance of industry giants and the Government of Canada, it may be possible to bring this technology to market within a few years.

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE.....	III
REMERCIEMENTS	IV
RÉSUMÉ.....	VI
ABSTRACT	X
TABLE DES MATIÈRES	XIII
LISTE DES TABLEAUX.....	XVII
LISTE DES FIGURES.....	XVIII
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	XXIII
LISTE DES ANNEXES.....	XXIV
CHAPITRE 1 INTRODUCTION.....	1
1.1 Problématique.....	2
1.1.1 Défis de l'invisibilité.....	3
1.1.2 Défis de l'intégration et de la production massive des dispositifs dans les téléphones mobiles	5
1.2 Objectifs et plan de la thèse.....	6
CHAPITRE 2 INTERACTION LASER-VERRE : EXPLICATION PHYSIQUE DU CHANGEMENT D'INDICE DE RÉFRACTION.....	9
2.1 Absorption et ionisation non-linéaires	10
2.2 Origine de l'indice de réfraction	13
2.3 Mécanisme physique de la modification permanente de la structure du verre	16
2.4 Théorie des guides d'ondes.....	19
2.4.1 Réflexion totale interne	19
2.4.2 Ouverture numérique (NA) et variation d'indice.....	20
2.4.3 Modes de propagation optiques.....	21

2.4.4 Pertes de propagation optiques.....	23
CHAPITRE 3 REVUE DE LITTÉRATURE - ÉCRITURE DE GUIDE D'ONDE PAR LASER ULTRARAPIDE	25
3.1 Avancements dans l'écriture de guides d'ondes par laser fs.....	26
3.2 Optimisations du faisceau laser focalisé	29
CHAPITRE 4 APPROCHE SCIENTIFIQUE ET MOTIVATIONS	32
4.1 Parvenir à l'invisibilité fonctionnelle pour la première fois (Article 1).....	32
4.1.1 La limite détectable par l'œil	33
4.1.2 Diminuer les pertes optiques par lissage de l'interface du guide d'ondes	36
4.2 Article 1 et 2 : Fonctionnaliser l'écran de verre des téléphones mobiles.....	41
4.2.1 Thermomètre (Article 1)	41
4.2.2 Système d'identification personnel pour transaction bancaire sécuritaire (Article 1).....	42
4.2.3 Analyseur de liquide et gaz (Article 2)	43
4.2.4 Modèle numérique amélioré pour dispositif optique d'analyse d'indice de réfraction (Article 2)	43
4.3 Améliorer le traitement laser ultrarapide par la focalisation d'un double faisceau cohérent (Article 3)	44
4.4 Montage expérimental (Article 1, 2 et 3)	47
4.4.1 Montage de fabrication laser Fabulas.....	47
4.4.2 Montage et équipement d'analyses	50
CHAPITRE 5 ARTICLE 1 – MAKING SMART PHONES SMARTER WITH PHOTONICS.....	54
5.1 Authors	54
5.2 Abstract	54
5.3 Introduction	55

5.4	Waveguides in smart phone screens.....	55
5.5	Experimental results.....	57
5.5.1	Low loss waveguides	57
5.5.2	Explanation of the low loss in Gorilla Glass waveguides.....	60
5.5.3	Three dimensional and surface waveguides.....	61
5.5.4	Temperature sensors in Gorilla Glass	62
5.5.5	Authentication security system for smart phones	63
5.6	Methods for loss measurements and discussion.....	64
5.7	Conclusion.....	67
5.8	Acknowledgments.....	67
CHAPITRE 6 ARTICLE 2 - TOWARD THE INTEGRATION OF OPTICAL SENSORS IN SMARTPHONE SCREENS USING FEMTOSECOND LASER WRITING		68
6.1	Authors	68
6.2	Abstract	68
6.3	Introduction	69
6.4	New numerical model, experimental setup and results.....	70
6.5	Suggestions to improve the refractive index sensor performance.....	76
6.6	Conclusion.....	77
6.7	Funding.....	77
CHAPITRE 7 ARTICLE 3 – A SIMPLE TECHNIQUE TO OVERCOME SELF-FOCUSING, FILAMENTATION, SUPERCONTINUUM GENERATION, ABERRATIONS, DEPTH DEPENDENCE AND WAVEGUIDE INTERFACE ROUGHNESS USING FS LASER PROCESSING.....		78
7.1	Authors	78
7.2	Abstract	78

7.3	Introduction	79
7.4	The Dual-Beam parameters.....	80
7.5	Pulse stretching and tight focusing for laser nanoprocessing	81
7.6	Limiting detrimental ablation, supercontinuum generation and filamentation	83
7.7	Depth dependency and optical aberrations.....	88
7.8	Optical propagation loss.....	90
7.9	Discussion	93
7.10	Conclusion.....	94
7.11	Methods.....	96
CHAPITRE 8 DISCUSSION GÉNÉRALE		100
8.1	Choix de la méthode de couplage optique	100
8.1.1	Couplage par réseau de diffraction.....	100
8.1.2	Couplage direct d'une diode/photodiode	101
8.1.3	Couplage avec une fibre optique polie à 45°	102
8.1.4	Amélioration du couplage en facette par guide conique	103
8.2	Amélioration du senseur d'indice de réfraction	104
8.2.1	Goutte de liquide qui recouvre le senseur	104
8.2.2	Mesure de la réflexion.....	104
8.3	Minimiser les pertes dues aux courbes des guides d'ondes	105
8.4	Utiliser la technique <i>Dual-Beam</i> pour optimiser la qualité des guides d'ondes invisibles	106
CHAPITRE 9 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS.....		107
RÉFÉRENCES.....		110
ANNEXE		126

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 3-1 : Comparaison des guides d'ondes fabriqués par écriture laser fs dans le verre.....	28
Tableau 3-2 : Effets néfastes de la focalisation laser fs	29
Tableau 4-1: Paramètres d'écriture laser fs des guides d'ondes monomode et multimode générant les plus basses pertes optiques	41
Tableau 4-2 : Paramètres d'écriture laser.....	50

LISTE DES FIGURES

Figure 1-1: Angle minimal dont l'œil peut détecter deux différents objets dans les conditions maximisant la résolution visuelle.....	4
Figure 2-1: Ionisations électroniques possibles dues à l'absorption non-linéaire d'un faisceau laser fs focalisé.....	11
Figure 2-2 : Explication du déphasage entre l'onde d'une source et l'onde émise par une charge dans le verre. Les acteurs sont superposés sur une ligne de temps afin de mieux visualiser le phénomène du déphasage.....	14
Figure 2-3: a : Indice de réfraction en fonction de la fréquence. b : Indice pour le verre (courbe bleue) et sa transmission de la lumière après avoir traversé une lame de verre de 1 cm d'épaisseur (courbe rouge), en fonction de la fréquence.	15
Figure 2-4 : Échelle de temps des processus physiques de l'interaction d'une impulsion laser femtoseconde dans le verre.	17
Figure 2-5 : Paramètres d'un guide d'ondes.	20
Figure 2-6 : Modes de propagation <i>LP</i> pour un guide d'ondes cylindrique avec une petite variation d'indice de réfraction	22
Figure 3-1: Composants nécessaires à la fabrication de guides d'ondes par laser fs. a : Écriture transversale. b : Écriture longitudinale.	26
Figure 3-2 : Paramètres de focalisation laser. Profil d'intensité laser au focus d'un faisceau Gaussien (a) et d'un faisceau allongé dans l'axe <i>Y</i> (b)	30
Figure 4-1 : Déviation de la lumière traversant un guide d'ondes cylindrique. a : Schéma du guide d'ondes. b : Trajectoire d'un faisceau lumineux.....	33
Figure 4-2 : Modification permanente induite par l'écriture laser fs. La superposition des impulsions laser crée une rudesse à l'interface du guide d'ondes.....	37
Figure 4-3 : Interaction entre des rayons lumineux et l'interface d'un guide d'ondes fabriqué par laser fs. À certains endroits, les critères de réflexion totale interne ne sont pas satisfaits et la lumière est diffusée à l'extérieur du guide, générant ainsi des pertes optiques indésirables.	38

Figure 4-4: Principe de fonctionnement hypothétique du lissage de l'interface d'un guide d'ondes dans le verre densifié de téléphones mobiles. Le lissage serait dû à la diffusion des porteurs de charges accumulés.	40
Figure 4-6 : Laboratoire d'écriture laser Fabulas. 14 différents lasers sont acheminés indépendamment à deux stations d'écriture de précision nanométrique (une en 1D pour fibres optiques et une en 3D).....	47
Figure 4-7 : Station d'écriture laser. a: Chemin optique avec éléments optiques. b: Plateau motorisé pour traitement tridimensionnel à résolution nanométrique.	48
Figure 4-8 : Méthode d'alignement laser efficace sur un montage d'écriture laser.....	49
Figure 4-9 : Station d'analyse de guides d'ondes. 1 : Couplage de la lumière laser dans l'échantillon (2) par une fibre optique. 3: Microscope. 4: Lentille. 5: Plateaux motorisés à 3 axes. 6: Caméra CCD utilisée pour analyser le profil des modes optiques : a, b et c.	50
Figure 4-10 : Mesure de l'ouverture numérique d'un guide d'ondes à l'aide d'une photodiode. .	52
Figure 5-1 : Laser writing of a photonic device in a smart phone screen. The photograph shows that the waveguide (a horizontal line from the left side) cannot be seen by the naked eye. The white light comes from the plasma generated by the nonlinear absorption of the focused laser.	56
Figure 5-2 : Waveguides in Corning Gorilla Glass fabricated using a fs laser writing technique. Top and facet views of the 0.027 dB/cm loss multimode waveguide (a) and the 0.053 dB/cm loss singlemode waveguide (b). The near-field of the single-mode waveguide is also shown.	58
Figure 5-3 : Facet view of waveguides written close to the surface of standard Corning 0215 soda-lime glass (a and b) as well as Gorilla Glass (c and d), using the same writing conditions. a and c: 25 μm under the surface. Near-field mode profiles of the Gorilla Glass waveguides 25 μm under the surface (e and f), and touching the surface (g and h).....	61
Figure 5-4 : (a) Top view of the splitting part at the MZI entrance. (b) Schematic of the MZI. (c) Spectrum of the MZI at 22°C (full blue curve) and at 32°C (red dashed line).	62

- Figure 5-5 : a: Microscope top view of a waveguide with scattering spots. b: Infrared top view of the same waveguide when 1550 nm light is launched into it. These spots are made by focusing the fs laser for a second at a point. c: Zoom in of a spot showing the waveguide and the micro-hole created.64
- Figure 5-6 : Power response of the 30 cm multimode waveguide (with a loss of 0.027 dB/cm) using an optical backscatter reflectometer (OBR) as a function of the distance. The zoomed-in part is used to measure the loss of the waveguide.65
- Figure 5-7 : Loss of the 30 cm multimode waveguide (with a loss of 0.027 dB/cm) with different launch NAs. More modes appear as the NA increases. At an NA of ~ 0.012 , only the LP_{01} mode is seen, and at an NA of 0.25 all modes are seen at the waveguide output by altering the launch conditions.66
- Figure 6-1 : Schematic of the RI sensor. Inset: diagram of the optical rays in the sensing region. Note that the refracted light (dashed arrow) occurs only when there is no total internal reflection (for $n_{\text{ext}} > n_{\text{clad}}$).70
- Figure 6-2 : (A) Liquid drop on smartphone glass screen with integrated surface sensor. (B) Analyzing setup to measure RI of liquids using our sensor fabricated in a mobile-device glass screen. (C) Microscopic zoom on smartphone glass screen with several integrated surface sensors. The invisible waveguides are written just below the glass surface in region (ii), and the faintly visible ablated lines are written at/just above the surface in region (i). ..74
- Figure 6-3 : Experimental results of our device are compared with our proposed theoretical model. Previously proposed model by Bilro *et al.* [170] is also shown in dashed line. Inset: comparison of our proposed model with the model by Bilro *et al.* [170], including their experimental measurements.75
- Figure 7-1 : The Dual-Beam laser processing scheme: (a) focusing two parallel laser beams formed with a spatially filtered Gaussian beam, using two holes in a metal plate. (b) The Dual-Beam (DB) method tightens the laser induced structural modification spots (in one axis for low ϕ and in the two axes for high ϕ values) compared to a conventional Gaussian beam (GB) focusing. Each picture represents the top view of three fs-laser spots in glass for pulse energies of 4 and 10 μJ at 1030 nm wavelength focused with a 0.55 NA lens.81

Figure 7-2 : The ultrashort laser pulse duration remains unaffected after been focused using the Dual-Beam technique compared to conventional focusing.....83

Figure 7-3 : The Dual-Beam technique strongly reduces the spatial aberration at the focus. The simulated intensity profile of the focal spot is elongated when focused in a sample using a standard focusing method (at 100 μm depth, (a), and at 700 μm depth, (b)) while it remains similar using the Dual-Beam technique with $\phi = 19^\circ$, $\theta = 4^\circ$ ((c) and (d)). (e) The colored Zemax simulation shows the ray tracing in the sample ($n_2 = 2.4$) focused with a 0.55 NA lens at a depth of 700 μm . The red rays represent the Dual-Beam technique. (f) Experimental measurement of the focus intensity profile in air $n_1 = 1$ (see Methods for more information). The 2 μm scale bar is valid for (a) to (d).85

Figure 7-4 : The Dual-Beam technique strongly reduces the detrimental nonlinear effects. (a) filaments are formed in chalcogenide glass under low pulse energy using the standard Gaussian focusing method while none are formed up to 330 nJ pulse energy (the scale bars are 5 μm). (b and c) Spectral response of a 1030 nm laser (dotted black line) focused through a chalcogenide sample. The Dual-Beam laser processing technique (c) strongly reduces supercontinuum generation compared to conventional focusing (b).86

Figure 7-5 : The DB technique limits detrimental surface ablation. Top view of diagonally laser written lines from the top to the bottom surface of a 100 μm thick flexible glass sheet. The results show that using the Dual-Beam (DB) technique with $\theta = 12^\circ$ (b, e, h, k and n) and $\theta = 4^\circ$ (c, f, i and l) it is possible to write waveguides closer to the glass surface compared to the conventional Gaussian beam (GB) focusing (a, d, g, j and m). The laser was focused with 0.5 μJ pulses (a, b and c), 0.67 μJ pulses (d, e and f), 0.83 μJ (g, h and i), 1 μJ (j, k and l) and 1.33 μJ (m and n). The 50 μm scale in (b) is the same from (a) to (l) and the scale in (m) is also valid for (n). The contrast has been enhanced to make the features visible.....88

Figure 7-6 : The laser writing depth dependency is strongly reduced using the Dual-Beam technique compared to the conventional focusing technique. (a) Facet view of the waveguides at different depths. Note that the red arrows show weak filaments produced under low energy pulses (1 μJ) as discussed earlier. (b) Graph of the measured asymmetry showing the depth of writing dependency.....89

Figure 7-7 : Lowering the propagation loss due to the waveguide interface softening using the DB technique. (a) Waveguide writing scheme using conventional fs-laser focusing. (b) Waveguide writing scheme using the Dual-Beam technique showing the softening of the waveguide interface. (c) Waveguide propagation loss comparison between the conventional Gaussian beam laser writing technique (triangles) and the Dual-Beam technique ($\times$) with $\phi = 18^\circ$ and $\theta = 25^\circ$. The three different colors represent three different recipes. Waveguide top views (d to g) and their respective near field mode profiles (inset images). Multimode (d and e) and single-mode (f and g) waveguides fabricated using the conventional Gaussian focusing method (d and f) and using the DB technique (e and g). The delimitation between the waveguide zone (d1) and the heat affected zone (d2) is more visible with the Gaussian technique. When the writing spots are too far apart, it is impossible to write functional waveguides using conventional focusing (h) whereas it is possible using the Dual-Beam technique (i) due to the elongated spots. Note that the error bars (± 0.03) obtained from the four measurements on every waveguide propagation loss, are not shown in the graph (c) in order to simplify the figure.....91

Figure 8-1 : Couplage par collage de diode laser et photodiode sur les facettes de l'écran.101

Figure 8-2 : Schéma du couplage avec une fibre optique polie à 45° 102

Figure 8-3 : **a** : Couplage non efficace par une fibre optique décalée par rapport au guide d'ondes.

b : Couplage amélioré avec un guide d'ondes conique.....103

Figure 8-4 : Mesure de la réflexion provenant du senseur. **a**: Graphique du coefficient de réflexion en fonction de l'indice du liquide qui ne recouvre pas le senseur (courbe bleue) et du liquide qui recouvre le senseur (courbe rouge). L'image du haut, provenant de l'Article 2, est pour délimiter les deux zones problématiques. **b**: Schéma de la solution impliquant un diviseur et une photodiode.105

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

CVD	Dépôt chimique en phase vapeur (<i>chemical vapor deposition</i> en anglais)
DB	<i>Dual-Beam</i>
FBG	Réseaux de Bragg en fibre optique (<i>fiber Bragg grating</i> en anglais)
fs	Femtosecond
GB	Faisceau gaussien (<i>Gaussian beam</i> en anglais)
GVD	<i>Group velocity dispersion</i>
IR	Infrarouge
MZI	Interféromètre Mach-Zehnder
NA	Ouverture numérique (<i>numerical apperture</i> en anglais)
OBR	<i>Optical Backscatter Reflectometer</i>
OSA	Analyseur de spectre optique (<i>optical spectrum analyzer</i> en anglais)
PTD	<i>Propagation time difference</i>
SCG	Génération de supercontinuum
SLM	<i>Spatial light modulator</i>
SPM	Auto-modulation de phase (<i>Self-phase modulation</i> en anglais)
SPR	Résonance plasmonique en surface (<i>surface plasmon resonance</i>)
SPSP	<i>Smart Phone Smarter with Photonics</i>
SSTF	<i>Simultaneous spatial and temporal focusing</i>
UV	Ultraviolet
WDM	<i>Wavelength-division multiplexers</i>

LISTE DES ANNEXES

Annexe A – Liste des publications réalisées lors de cette thèse	126
---	-----

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

Les premiers jours de cette thèse ont démarré par la fabrication de plusieurs guides d'ondes optiques dans différents matériaux transparents à l'aide de laser femtoseconde (fs). Quelques mois suivant, le directeur de recherche de cette thèse, le prof. Raman Kashyap, a suggéré d'en fabriquer dans le verre Corning® Gorilla®, ce qui n'avait jamais été tenté. Ce verre étant utilisé comme écran protecteur des téléphones mobiles, le rêve de fabriquer des dispositifs invisibles afin de fonctionnaliser l'écran des téléphones est survenu instantanément. C'est ainsi que la belle histoire de cette thèse débuta!

L'idée de l'invisibilité a toujours fasciné l'humanité. De Platon qui l'évoque dans le mythe de Gygès au personnage contemporain d'Harry Potter, elle a été associée au surnaturel. Au milieu du XIXe siècle, les auteurs de science-fiction commencèrent à concevoir des explications physiques fantaisistes du fonctionnement des capes d'invisibilité. Dans la sphère scientifique, les premières spéculations sur la nature de l'atome ont mené à l'invisibilité dans le contexte de la dispersion inverse et finalement aux concepts modernes du camouflage optique [1, 2] et, plus récemment, de capes d'invisibilité faites principalement de métamatériaux [3-17]. Néanmoins, aucune technologie n'a encore permis la fabrication de réels dispositifs complètement invisibles.

Dans cette thèse, une différente approche a été utilisée pour rendre des guides d'ondes et dispositifs invisibles. L'idée générale est de fabriquer directement dans le verre des dispositifs basés sur une modification structurelle invisible, en considérant les limites optiques de l'œil humain, qui n'est évidemment pas parfait. Ces limites ainsi que les problématiques afin d'arriver à l'invisibilité des dispositifs sont présentées dans la section suivante.

Les applications possibles liées aux dispositifs invisibles sont virtuellement sans limite. Cependant, la fonctionnalisation invisible des objets et appareils transparents (écrans, lunettes, fenêtres d'édifices, pare-brises, verres, bouteilles, coupes de vin, etc) ne vaudrait pas la peine d'être développée s'il n'y avait pas d'avantages significatifs à être intégrée directement dans l'objet transparent, au lieu qu'un outil visible standard soit simplement placé juste à côté. Par exemple, l'intégration d'un thermomètre invisible dans une fenêtre de maison au lieu de placer un thermomètre au mercure conventionnel, ne vaudrait probablement pas le coût du développement. De plus, tout dispositif invisible n'est pas nécessaire dans un endroit fixe, i.e. une salle ou une

machinerie lourde par exemple, puisque l'emplacement d'un nouvel outil n'est généralement pas un inconvénient.

Cependant, pour les objets mobiles, i.e. que nous portons sur nous, comme des lunettes, une montre ou un téléphone mobile, ces fonctionnalisations invisibles intégrées suscitent un grand intérêt puisque l'utilisateur ne veut pas s'encombrer d'objets additionnels sur lui. Cette thèse se concentre ainsi sur la fabrication de dispositifs invisibles utiles dans les écrans de verre des téléphones mobiles.

1.1 Problématique

Pour bien comprendre la problématique, il faut tout d'abord bien comprendre la nuance entre *transparent* et *invisible*. Quelqu'un pourrait tenter d'argumenter que les dispositifs invisibles existent déjà en pointant du doigt les écrans tactiles, par exemple. Cependant, les conducteurs ne peuvent pas être invisibles et peuvent seulement être transparents (avec une bonne transmission optique) sous certaines conditions. Bien que les conducteurs possèdent de hauts coefficients d'absorption, il est possible de les rendre utilement transparents en fabricant des couches ultra-minces puisque l'absorption est proportionnelle à l'épaisseur [18]. D'énormes investissements et recherches ont été réalisés durant les dernières décennies afin de fabriquer des matériaux conducteurs les plus transparents possible; étant un facteur principal limitant l'efficacité économique des cellules solaires, des lumières de rue basées sur les LEDs ainsi que des écrans couleurs des téléphones mobiles, par exemple [18]. Mais transparent ne veut pas dire invisible. La différence peut être aisément expliquée à l'aide de l'*effet moustiquaire*. Lorsqu'on est placé assez loin, une moustiquaire dans une fenêtre semble invisible et seulement assombrir le paysage puisqu'elle est uniforme. Cependant, s'il y avait seulement qu'un morceau de moustiquaire en plein milieu de la fenêtre, celui-ci serait évidemment visible. Si cette moustiquaire couvrait complètement un téléphone mobile, elle serait aussi virtuellement invisible. C'est le même principe qui se produit avec les connexions électriques reliant les éléments d'un écran tactile. Si les connexions sont assez petites et le réseau de connexions est uniforme et couvre l'afficheur en entier, le tout sera virtuellement invisible. D'un autre côté, si l'on veut fabriquer un dispositif localisé (tel qu'un seul élément capacitif rendant l'écran tactile pour un pixel) à l'aide de ces conducteurs transparents, il serait visible, comme l'était le morceau de moustiquaire. Bref, un

matériau qui n'est pas aussi transparent que le milieu ambiant ne peut pas être invisible si utilisé localement.

Puisque le matériau doit être préalablement aussi transparent que le verre pour être invisible, la photonique doit être utilisée (la lumière pouvant être guidée sans pertes dans le verre transparent) au lieu de l'électricité en vue de créer des dispositifs invisibles. Cependant, bien qu'il soit transparent, le verre est naturellement visible; autrement il serait difficile de verser du vin dans une coupe.

1.1.1 Défis de l'invisibilité

Pour être invisible (sous des conditions normales de luminosité ambiante), un dispositif ne doit ni rayonner, ni absorber, ni réfléchir, ni réfracter la lumière visible, suffisamment pour être détectée par l'œil [1]. En ce qui concerne l'absorption et le rayonnement, l'œil en santé ne laisse aucune marge avec sa haute sensibilité chromatique. Un matériau avec des fréquences atomiques et moléculaires de résonance dans le visible (absorption sélective créant la couleur d'un objet), ou qui émet un rayonnement sélectif dû à toutes sortes de phénomènes physiques telle la fluorescence, ne peut pas être invisible à l'œil.

Il y a deux principaux facteurs limitant la perception par l'œil de fins détails spatiaux d'une image : la qualité de l'optique de l'œil formant l'image sur la rétine ainsi que l'habilité de la rétine à résoudre les détails de l'image ensuite perçue par le cerveau [19, 20]. La résolution de la vision augmente avec le contraste. Afin d'assurer l'invisibilité d'un dispositif, le cas où la résolution de l'œil est maximale est étudié. De plus, pour l'application choisie de cette thèse, i.e. des dispositifs invisibles dans un écran de téléphone, il n'est pas rare que le contraste de l'image de l'afficheur est maximal; du texte noir sur blanc en est un bon exemple. Dans ce cas, schématisé à la Figure 1-1, la résolution maximale de l'œil (donc l'angle minimal auquel l'œil peut différencier deux objets) est de $\theta_{\min} = 0,02$ degrés [19, 20].

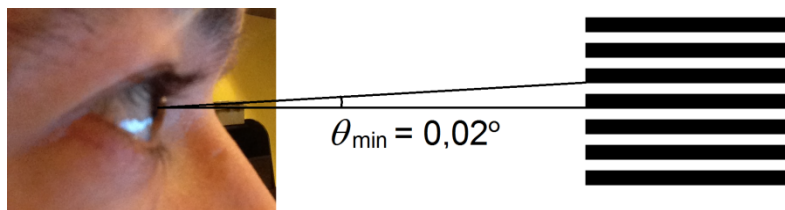


Figure 1-1: Angle minimal dont l'œil peut détecter deux différents objets dans les conditions maximisant la résolution visuelle.

Cet angle est vraisemblablement extrêmement petit (l'angle a été exagéré sur la Figure 1-1). Un dispositif faisant dévier la lumière au maximum de cet angle, doit être fait d'un matériel dont l'indice de réfraction est extrêmement proche de celle du milieu ambiant.

Notons que les méthodes standards de fabrication de dispositifs photoniques (échanges ioniques, gravure, photolithographie, etc.) attaquent la surface du substrat [21-27], ce qui rend les dispositifs visibles. De plus, ces méthodes permettent seulement la fabrication de dispositifs en deux dimensions, ce qui n'est pas adéquat pour fonctionnaliser les écrans de téléphones mobiles. Ces méthodes affecteraient probablement aussi les qualités mécaniques de la surface anti-égratignure des verres utilisés pour les écrans de téléphone tel que le verre Corning Gorilla.

Afin de rendre possible la fabrication de dispositifs 3D invisibles, la focalisation laser ultrarapide est utilisée, permettant une modification structurale localisée. La physique de l'interaction laser-verre ainsi qu'une revue de littérature des guides d'ondes fabriqués par laser ultrarapide sont présentées aux chapitres 2 et 3 respectivement. Bien que l'auteur ait réussi à modifier la structure du verre afin d'obtenir un tel changement d'indice de réfraction, ses nombreuses tentatives initiales d'écritures ont résulté en des guides d'ondes générant des pertes optiques trop élevées pour fabriquer des dispositifs fonctionnels. En effet, tout défaut, courbes, rugosité à l'interface du guide d'ondes, diffusaient la lumière à l'extérieur de ces guides d'ondes, à cause de la faible ouverture numérique (NA) imposée par ce changement d'indice très faible. Les caractéristiques des guides d'ondes, telles la NA ainsi que la variation d'indice qui permet la réflexion totale interne, seront discutées à la section 2.4. La provenance des pertes optiques a donc été étudiée afin de fabriquer des guides d'ondes de qualité supérieure et ainsi permettre leur invisibilité. L'approche scientifique menant à la fabrication des premiers guides d'ondes invisibles ainsi que les premiers dispositifs invisibles dans l'écran de téléphone sont présentés aux sections 4.1 et 4.2 respectivement.

1.1.2 Défis de l'intégration et de la production massive des dispositifs dans les téléphones mobiles

Après consultation auprès de plusieurs géants de l'industrie, plusieurs inquiétudes concernant l'intégration de dispositifs photoniques dans les écrans des téléphones mobiles ont été cernées. En effet, afin de prendre part à cet immense marché où la production massive est inévitable, de grands défis doivent être surmontés. Bien que difficile à prévoir pour l'instant, le coût final de l'implantation de la technologie ainsi que la diminution de l'intérêt des utilisateurs en raison de la cassure récurrente des écrans de téléphones, font bien sûr partie des préoccupations. Le lien entre l'intérieur du téléphone et les dispositifs intégrés à l'écran de verre est un important aspect du coût et de la faisabilité du projet. D'après l'industrie, l'électronique n'est pas un problème; l'intérieur du téléphone peut être dessiné pour l'accueillir (pour ce qui est des dispositifs élaborés dans cette thèse).

C'est plutôt le couplage optique sur les facettes de l'écran qui représente un défi original puisque l'application aux téléphones nécessite une durabilité et une ergonomie particulières. La méthode de couplage utilisée dans cette thèse est la fibre optique, dont l'axe optique est aligné avec celui du guide d'ondes du dispositif (appelée en anglais *butt coupling method*). Évidemment, une fibre optique sortant d'un téléphone mobile ne serait aucunement ergonomique en plus d'être très fragile. Le défi est donc de concevoir une méthode à la fois efficace, robuste, qui n'affecte pas l'ergonomie extérieure du téléphone et qui permet une fabrication massive afin que l'augmentation du prix due à cette nouvelle technologie ne décourage pas l'achat du téléphone. L'étude du couplage spécifique aux téléphones mobiles est discutée à la section 8.1.

Une autre préoccupation importante soulignée par l'industrie est que les aberrations optiques ainsi que la dépendance des propriétés des guides d'ondes avec la profondeur d'écriture laser limitent la standardisation du procédé et ainsi la production massive. Ce problème altère entre autres les conditions de couplage sur la facette de l'écran, ce qui peut être problématique lors de la superposition de plusieurs dispositifs. Afin de résoudre ce problème, une nouvelle technique d'écriture laser fs a été développée. Cette nouvelle technique résout simultanément plusieurs autres problèmes du traitement laser fs tels la profondeur d'écriture limitée par la distance focale de la lentille, l'ablation indésirable à la surface, la rudesse de l'interface de l'écriture, l'élongation temporelle de l'impulsion laser ainsi que des effets non-linéaires néfastes telles la génération de

supercontinuum et la filamentation induites par l'effet Kerr. La nouvelle technique est présentée à la section 4.3 et expliquée en détail dans l'Article 3.

1.2 Objectifs et plan de la thèse

Les objectifs de la thèse sont au nombre de cinq :

1. Étudier l'interaction des impulsions ultracourtes de laser fs avec le verre afin de cerner les mécanismes physiques de la modification structurale atomique.
2. Étudier les limites optiques de l'œil afin de cerner les paramètres critiques d'une modification d'indice de réfraction pour produire des guides d'ondes invisibles à l'œil.
3. En se basant sur ces études et paramètres critiques, tester plusieurs paramètres laser fs afin de fabriquer les premiers guides d'ondes invisibles.
4. Fabriquer des dispositifs invisibles dans l'écran de verre d'un téléphone mobile (thermomètre, analyseur de liquide, etc).
5. Étudier les défis de l'implémentation de la technologie et de sa production massive.

Afin de réaliser ces objectifs, la thèse est divisée comme suit :

Le chapitre 2 présente tout d'abord l'état de la connaissance sur les mécanismes physiques d'interaction entre un laser pulsé et le verre. Pour le cas d'une augmentation positive de l'indice de réfraction à la focale, sous une intensité laser minimale pour obtenir une modification permanente de la structure, les mécanismes physiques ne sont pas parfaitement compris. Puisque c'est le seul phénomène qui pourrait, d'après l'auteur, rendre possible la fabrication de dispositifs invisibles, une étude approfondie est réalisée en tentant de lier les différents acteurs à l'origine physique de l'indice de réfraction.

Puisque les dispositifs fabriqués dans cette thèse sont basés sur des guides d'ondes optiques, une courte théorie est présentée à la fin du chapitre 2 et une revue de littérature des guides fabriqués par laser fs est présentée au chapitre 3.

Le chapitre 4 présente l'approche scientifique afin de parvenir à fabriquer des dispositifs invisibles et ainsi fonctionnaliser les écrans de verre des téléphones mobiles. De l'étude des

paramètres critiques indétectables par l'œil à l'amélioration des guides d'ondes par lissage de l'interface du guide, chaque étape est expliquée en détail. Les sections 4.2 et 4.3 introduisent et discutent les trois articles présentés dans cette thèse par article. La section 4.4 présente le montage expérimental.

Le chapitre 5 est une transcription d'un article publié en 2014 dans *Optics Express* de la maison d'édition *Optical Society of America (OSA)*. Il présente les recettes des premiers guides d'ondes et dispositifs invisibles fabriqués dans l'écran de verre de téléphone mobile, soient un système d'identification infrarouge et un thermomètre. Il inclut aussi quelques autres records importants concernant l'écriture par laser fs : les guides d'ondes générant les plus faibles pertes optiques (0.027 dB/cm pour un guide multimode et 0.053 dB/cm pour un guide monomode), la méthode de fabrication la plus rapide (300 mm/s) ainsi que les plus longs guides d'ondes droits (30 cm) et courbés (1 m), à la connaissance de l'auteur.

Le chapitre 6 est une transcription d'un article publié en 2015 dans *Optics Letters* de la maison d'édition *Optical Society of America (OSA)*. Il présente un analyseur d'indice de réfraction fabriqué dans l'écran de verre d'un téléphone mobile. En plaçant une goutte de liquide sur l'écran, l'indice de réfraction est obtenu en mesurant les pertes optiques à la sortie du guide d'ondes à l'aide d'une photodiode. Un nouveau modèle numérique pour simuler ce type de senseur, incluant entre autres l'effet de la variation d'indice effectif à l'entrée de la région sensorielle, est aussi présenté.

Le chapitre 7 est une transcription d'un article publié en 2017 dans *Scientific Reports* de la maison d'édition *Nature Publishing Group (NPG)*. Il présente une nouvelle technique de traitement laser qui utilise la focalisation par une seule lentille de deux fins faisceaux laser fs cohérents et équidistants de l'axe optique de la lentille. La nouvelle technique améliore drastiquement huit importants phénomènes problématiques simultanément, soient les aberrations optiques, l'ablation indésirable aux surfaces, l'espace d'écriture limitée par la distance focale de la lentille, l'élongation de l'impulsion laser, la dépendance avec la profondeur d'écriture, la rudesse de l'interface de l'écriture ainsi que des effets non-linéaires néfastes telles la génération de supercontinuum et la filamentation due à l'auto-focalisation induite par l'effet Kerr. En plus d'être d'un grand intérêt pour plusieurs domaines dont la chirurgie laser fs, la nouvelle technique

démontre un potentiel pour standardiser la production massive des dispositifs dans les écrans de verre des téléphones mobiles.

Finalement, le chapitre 8 présente une discussion générale de cette thèse ainsi que plusieurs recommandations. Il discute des défis afin d'implémenter la nouvelle technologie dans l'écran des téléphones mobiles. Entre autres, des méthodes de couplage optique vers l'écran, optimisées pour l'utilisation des téléphones mobiles, sont étudiées.

CHAPITRE 2 INTERACTION LASER-VERRE : EXPLICATION PHYSIQUE DU CHANGEMENT D'INDICE DE RÉFRACTION

Depuis la première démonstration du micro-usinage par laser ultrarapide (laser pulsé dont la durée des impulsions est de l'ordre des femtosecondes (fs)) en 1994 [28], où le laser fs était utilisé pour enlever de la matière avec une résolution de l'ordre du micromètre, la précision et les applications du traitement laser augmentèrent très rapidement. En quelques années, la fabrication des premiers guide d'ondes apparut [29] et la précision du traitement laser fs atteignit l'échelle du nanomètre [30]. Contrairement aux autres méthodes de fabrication, l'utilisation du laser fs pour le traitement de matériaux transparents possède des avantages uniques :

- La nature non-linéaire de l'absorption confine toute modification structurelle au volume de la focale, augmentant la précision.
- Le mouvement du laser focalisé ou la translation de l'échantillon permet le micro-usinage de structures complexes tridimensionnelles.
- Le processus d'absorption est indépendant du matériel, permettant la fabrication de dispositifs optiques dans des substrats composés de matériaux différents en modifiant seulement la puissance laser.
- La rapidité, la flexibilité, la simplicité et le faible coût du traitement laser fs permettent la fabrication rapide et efficace de prototypes.
- Le traitement direct par laser sans préparation ou finition permet la modification sur mesure de produits déjà prêts à l'emploi.
- La possibilité de fabrication de dispositifs invisibles (depuis les résultats de cette thèse)

Cette unicité du traitement laser fs est principalement due à l'absorption non-linéaire de l'énergie dans le matériel transparent. En effet, le matériel étant transparent à la bande spectrale du laser, aucune absorption ne se produit à l'extérieur de la région focale, ce qui permet un control incomparable. Les travaux intenses sur le sujet ont permis un grand nombre d'articles de revue de littérature sur les caractéristiques générales du micro-usinage par laser fs [31-33], la physique fondamentale [34-38], les techniques de base du traitement [39, 40] et sur plusieurs applications

incluant les dispositifs photoniques [41-47], la microfluidique et l'optofluidique [48-51], la micro et nano-structuration en surface et dans les volumes [52-55], la polymérisation multi-photon [56-62] et les chirurgies par laser ultrarapide [63-65].

Le micro-usinage par laser fs dans les diélectriques transparents résulte d'un claquage optique (*optical breakdown* en anglais), où l'énergie optique est transférée au matériel, en ionisant un grand nombre d'électrons qui, à leur tour, transfèrent leur énergie au réseau atomique structurel. Un changement structurel en résulte, laissant alors localement un trou ou une modification permanente de l'indice de réfraction.

Cependant, le mécanisme de cette modification permanente de l'indice n'est pas totalement compris et peut dépendre des paramètres expérimentaux, en particulier la durée et l'énergie de l'impulsion laser, l'ouverture numérique (NA) de la lentille ainsi que le taux de répétition (nombre d'impulsions par seconde) du laser. D'après certains chercheurs, les origines du changement d'indice peuvent provenir d'une contrainte thermomécanique non-élastique [66], créant un changement de densité local [67], peut-être dû au même phénomène que la trempe à froid d'un verre en haute température [68-70], et/ou de la formation de centres de couleur [29]. Afin de tenter de cerner l'origine réel du changement d'indice de réfraction (section 2.3), il est impérial de comprendre l'absorption non-linéaire du laser fs focalisé ainsi que l'origine de l'indice de réfraction, présentés aux sections 2.1 et 2.2 respectivement. Finalement, la section 2.4 présentera une courte théorie sur les guides d'ondes, qui sont la base des dispositifs photoniques et dont l'objectif de cette thèse est de les rendre invisibles.

2.1 Absorption et ionisation non-linéaires

Dans tout matériel transparent, il y a un gap d'énergie (E_g) entre le plus haut niveau d'énergie rempli d'électrons (appelé la bande de valence) et le prochain niveau d'énergie disponible (la bande de conduction). Aucun électron ne peut être dans un état d'énergie entre ces deux bandes. Pour qu'un photon provenant du laser soit absorbé (dans le régime linéaire) et excite un électron de la bande de valence vers la bande de conduction, son énergie doit être égale ou supérieure à ce gap d'énergie. Dans un matériel transparent à la lumière visible, l'énergie d'un photon (dans le visible) est plus basse que ce gap d'énergie et aucune absorption linéaire n'est possible. Néanmoins, à cause de la haute puissance crête des impulsions d'un laser fs, la composante électrique du champ électromagnétique peut être suffisante de sorte que l'intensité rend possible

l'excitation des électrons vers la bande de conduction via des processus non-linéaires telles les ionisations par multi-photon et par effet tunnel. Pour qu'une telle absorption non-linéaire se produise, le champ électrique doit approximativement être égal à celui qui lie les électrons de valence à l'atome, de l'ordre de 10^7 V/cm, correspondant à une intensité laser de 10^{13} W/cm². Par exemple, un laser avec des impulsions de 100 fs possédant une énergie de 1 μ J, peut atteindre un tel champ électrique en étant étroitement focalisé dans un espace de 100 μ m² [41, 71]. De plus, pour des impulsions assez longues (>10 fs), les électrons déjà non-linéairement excités peuvent être excités davantage par une absorption linéaire via des collisions, un processus appelé ionisation par avalanche. Ces trois types d'ionisations sont présentés à la Figure 2-1 et expliqués comme suit :

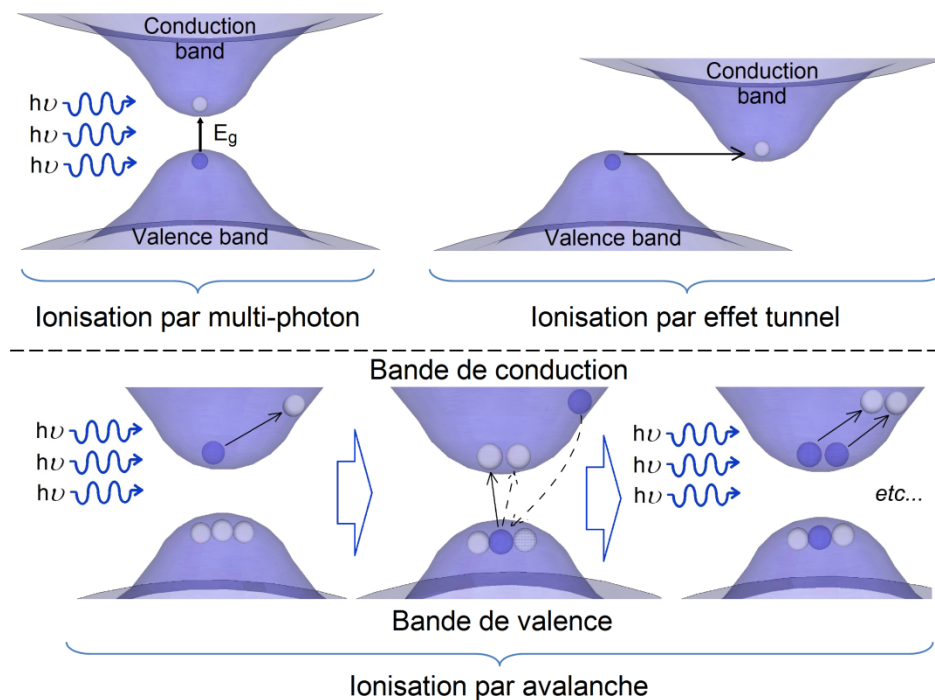


Figure 2-1: Ionisations électroniques possibles dues à l'absorption non-linéaire d'un faisceau laser fs focalisé

Ionisation par multi-photon : L'ionisation d'un électron par multi-photon implique l'absorption simultanée de m photons d'énergie $h\nu$, où h est la constante de Planck, ν est la fréquence du laser et m est l'entier minimal pour obtenir l'énergie minimale que doit recevoir l'électron pour être ionisé : $m h \nu \geq E_g$ (voir Figure 2-1 en haut à gauche). Ce type d'ionisation se produit sous une intensité laser de 10^{11} – 10^{16} W/cm² [72].

Ionisation par effet tunnel : Keldysh a démontré que les régimes d'ionisations par multi-photon et par effet tunnel pourraient être décrits dans le même cadre [73]. Cependant, l'image conceptuelle et les approximations utilisées dans les calculs pour ces deux mécanismes sont très différentes [28, 41, 72, 74-76]. L'ionisation par effet tunnel se produit lorsque l'impulsion laser produit un champ électrique très intense qui réduit la barrière d'énergie potentielle coulombienne, permettant ainsi à l'électron de passer de la bande de valence à la bande de conduction via des phonons (ondes de vibration). Cette ionisation est favorisée par une forte déformation de la structure de bande du matériau due à l'intense champ électrique du faisceau laser (voir Figure 2-1 en haut à droite). Cette ionisation survient à plus haute intensité ($10^{14} - 10^{16} \text{ W/cm}^2$).

Ionisation par avalanche : Lors de l'ionisation par avalanche, un électron, libre au bas de la bande de conduction et exposé à un intense champ de photons, est accéléré et acquiert une énergie cinétique (voir Figure 2-1 en bas). Quand son énergie totale surpasse l'addition de l'énergie minimale de la bande de conduction et de l'énergie du gap, il peut ioniser un autre électron de la bande de valence via une collision. Les deux électrons maintenant sur la bande de conduction pourront à leur tour être accélérés par le champ électrique causant une avalanche où la densité d'électrons libres dans la bande de conduction croît exponentiellement.

À haute intensité, les ionisations par multi-photon et par effet tunnel sont en compétition. L'ionisation par effet tunnel domine pour des champs laser intenses avec des fréquences laser basses, alors que l'ionisation par multi-photon domine lorsque la fréquence du laser est plus élevée (mais toujours moins élevée que celle pour une absorption linéaire) [70]. Keldysh [73] a défini un paramètre γ qui permet d'identifier l'importance relative de la contribution de ces deux mécanismes non-linéaires d'ionisation selon les conditions d'irradiation :

$$\gamma = \frac{\omega}{eE} \sqrt{mE_g}, \quad (2-1)$$

où ω est la fréquence du rayonnement laser, E l'amplitude du champ électrique induit par le rayonnement, e est la charge de l'électron, m est la masse réduite du système électron-trou et E_g est le potentiel d'ionisation (9eV pour le verre). Une valeur de γ largement supérieure à un ($\gamma \gg 1$) indique que l'ionisation par multi-photon domine alors qu'une valeur largement inférieure à un ($\gamma \ll 1$) signifie que l'ionisation par effet tunnel est favorisée. L'écriture de guide d'ondes par laser fs dans le proche infrarouge utilise une intensité laser typique d'environ

1×10^{14} W/cm² à laquelle correspond un facteur d'environ $\gamma = 0.5$ dans le verre. Puisque la valeur est proche de l'unité, la contribution de l'ionisation par multi-photon est plus marquée que celle de l'effet tunnel mais ne domine pas le processus d'ionisation.

Une fois que les premiers électrons aient été ionisés non-linéairement, c'est l'ionisation par avalanche qui prend le dessus [31]. Cette hypothèse a expérimentalement été prouvée en traitant différents matériaux avec différents gaps d'énergie. En effet, si les absorptions non-linéaires étaient la principale cause de l'ionisation, l'intensité laser critique pour endommager le matériau transparent serait très dépendant du gap d'énergie. Cependant, cette intensité critique varie très peu pour différents matériaux, ce qui prouve que l'ionisation par avalanche domine puisque que l'absorption est linéairement dépendant avec l'intensité laser [31]. Il a aussi été démontré que le processus devient plus significatif pour une durée d'impulsion de 150 fs ou plus [74]. Évidemment, plus les électrons ont le temps d'absorber l'énergie provenant de la radiation, plus il est probable qu'ils atteignent une énergie cinétique plus levée que E_g (ce processus est nommé Bremsstrahlung inversé) [77]. Il a toutefois été démontré que l'ionisation par avalanche se produit avec des impulsions laser aussi courte que 10 fs [78] et expliqué par le phénomène d'ionisation en cascade *froide* [24]. Ce dernier se produit lorsqu'un électron de la bande de conduction absorbe une quantité d'énergie plus basse que E_g , avant que le processus Bremsstrahlung inversé ait lieu, et transfère son énergie via une collision à un électron de la bande de valence qui a déjà absorbé une quantité d'énergie ($<E_g$) via l'absorption multi-photon. L'énergie totale absorbé par ce dernier électron est supérieure à E_g et est donc ionisé.

Lorsqu'une densité d'électrons libres suffisante est atteinte ($\sim 10^{29}$ /m³), un plasma est créé avec une fréquence naturelle résonant avec le laser et le diélectrique devient alors absorbant localement, emmagasinant une grande quantité d'énergie [79, 80]. Cette énergie est alors transférée au réseau structural pour former une modification permanente, qui sera décrite plus en détail à la section 2.3.

2.2 Origine de l'indice de réfraction

L'un des éléments les plus importants de cette thèse est le contrôle de l'indice de réfraction, comme expliqué à la section 4.1. Il est crucial d'en comprendre le concept et son effet sur la lumière.

oscillateur et N_k est la densité volumique de charge qui est naturellement proportionnelle à l'indice. L'indice de réfraction est donc une valeur complexe, dont la partie réelle contribue à la vitesse de phase de la lumière, tandis que la partie complexe est liée à l'absorption dans le matériel.

Dans l'équation (2-2), lorsque la fréquence de la lumière est égale à la fréquence de résonance, c'est le terme d'amortissement ($\gamma\omega$) qui domine, éliminant ainsi les singularités impossibles où l'indice prendrait une valeur infinie. L'équation de l'indice dépend de la fréquence comme le montre approximativement la Figure 2-3(a).

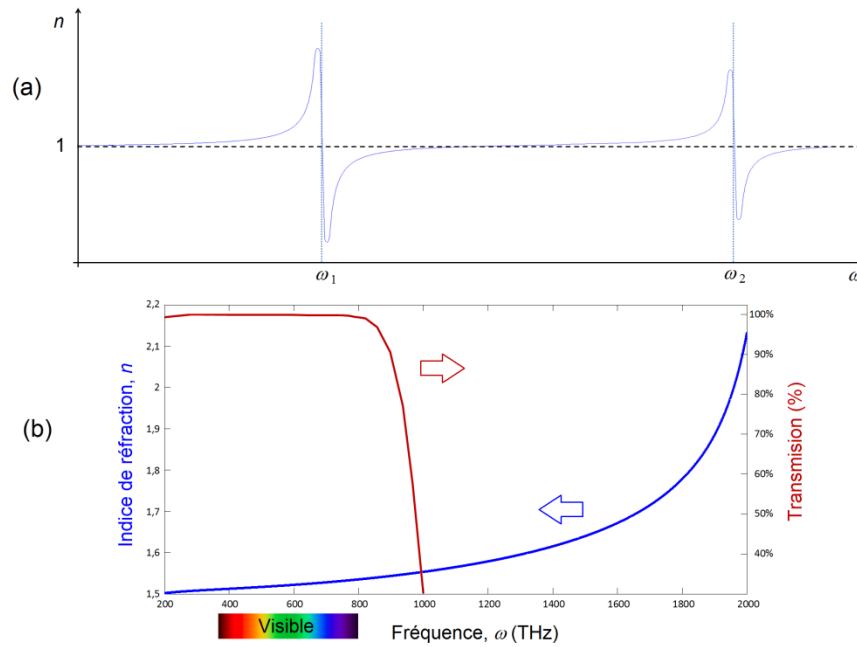


Figure 2-3: **a**: Indice de réfraction en fonction de la fréquence. **b**: Indice pour le verre (courbe bleue) et sa transmission de la lumière après avoir traversé une lame de verre de 1 cm d'épaisseur (courbe rouge), en fonction de la fréquence.

Dans un verre sans défaut ni impureté, le terme d'amortissement peut être négligé pour une lumière loin des fréquences de résonances (tel l'UV lointain), la partie réelle de l'indice de réfraction devient alors [85, 86] :

$$n^2 = 1 + \sum_k \frac{A_k \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_k^2}. \quad (2-3)$$

Avec $k = 3$, cette équation devient l'expression bien connue de Sellmeier. Les λ_k ($k = 1 \rightarrow 3$) sont les résonances électroniques à 0.0684043 et 0.1162414 μm , et du réseau atomique à 9.896161 μm . Leurs forces, A_k , ont été trouvées expérimentalement : 0.6961663, 0.4079426 et 0.8974794 [87-89]. La courbe bleue de la Figure 2-3b représente l'indice de réfraction avec ces valeurs expérimentales.

Chaque longueur d'onde a donc sa propre vitesse de propagation dans un milieu dispersif, $v = c/n$. Notons que, d'un autre côté, une impulsion laser qui possède plusieurs longueurs d'ondes, se propage à une vitesse de groupe, $v_g = c/n_g$, suivant la sommation (l'interférence) des fronts d'ondes de chaque longueur d'onde. Cette vitesse de groupe est plus basse que toutes les vitesses liées aux longueurs d'ondes. L'indice de groupe perçu par l'impulsion laser est :

$$n_g = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad (2-4)$$

2.3 Mécanisme physique de la modification permanente de la structure du verre

Les principaux paramètres jouant un rôle dans la modification permanente du verre sont l'énergie de l'impulsion, la longueur de l'impulsion, le taux de répétitions du laser, l'ouverture numérique (NA) de la lentille de focalisation ainsi que les propriétés du verre telles que le coefficient de diffusion thermique. Des recherches fondamentales sur le traitement au laser des matériaux ont révélé que la dépendance du temps entre la dynamique ultrarapide des électrons et du réseau structural est très différente pour les impulsions longues et pour les impulsions ultra-courtes du laser. Cette longueur d'impulsion critique est délimitée par le temps de couplage électrons-ions (temps de diffusion électrons-phonons) qui est de l'ordre du picoseconde. Pour les impulsions laser intenses avec des durées au-dessus du picoseconde, une diffusion thermique se propage dans le réseau structural. D'un autre côté, les impulsions laser ultra-courtes, dans le régime femtoseconde, se terminent avant que les électrons excitent thermiquement quelconques ions. Les électrons et le réseau structural sont alors entraînés hors équilibre et un désordre du réseau peut se produire [90]. La diffusion thermique à l'extérieur du volume focal est alors minimisée, augmentant la précision du traitement laser, ce qui permet l'écriture de guide d'ondes de qualité.

La Figure 2-4 montre l'échelle de temps où se produisent les processus physiques pertinents du traitement laser fs. Après excitation, les porteurs de charge (trous et électrons) sont redistribués dans les bandes de conduction et de valence par la diffusion porteur-porteur et porteur-phonon. La diffusion porteur-porteur est une interaction électrostatique entre les porteurs de charge et ne change pas l'énergie totale des porteurs, ni leur nombre. Dans la diffusion porteur-phonon, le nombre de porteurs ne change pas mais une partie de l'énergie optique absorbée est transférée au réseau structurel atomique via des phonons dans la picoseconde [31]. En quelques nanosecondes, une onde choc se détache du volume focal chaud et dense [91-93]. Cette onde choc semble être un facteur important dans le changement structural du verre [92]. Dans l'ordre de la microseconde, l'énergie thermique est diffusée à l'extérieur du volume focal [90], une resolidification se produit et la structure atomique ne revient pas à sa forme initiale.

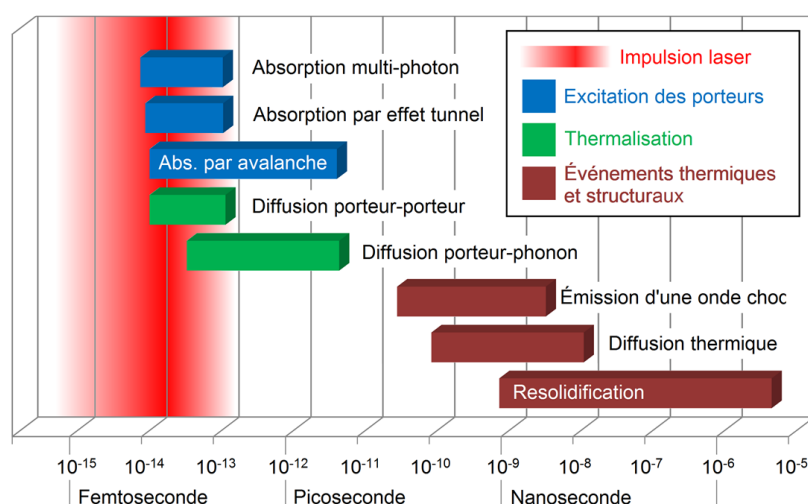


Figure 2-4 : Échelle de temps des processus physiques de l'interaction d'une impulsion laser femtoseconde dans le verre.

Ce désordre du réseau atomique génère deux principaux types d'écriture laser dans le verre : le type I, où un changement positif de l'indice de réfraction est créé au volume focal, et le type II, où une augmentation de l'indice se produit de part et d'autre du volume focal [76]. Notons que certains chercheurs attribuent un autre type de modification, qui ne sera pas discuté dans cette thèse, entre le type I et II, défini par un changement d'indice anisotrope fortement biréfringent et associé à l'apparition de nanostructures/nano-plans pouvant s'organiser de manière périodique lors du processus d'inscription [94-98].

La modification de type II se produit lorsque l'intensité laser à la focale est très élevée, de deux à dix fois l'intensité critique pour créer un changement structurel [70], ou lorsque le taux de répétition est assez élevé pour produire une accumulation de chaleur à la focale. Pour le verre, le temps de diffusion de la chaleur à l'extérieur du volume focale est d'environ $1\mu\text{s}$ [41]. Par conséquent, le taux de répétition critique pour obtenir une accumulation de chaleur est environ entre 500kHz et 1MHz. L'origine du changement d'indice de réfraction pour le type II semble très comprise. La haute intensité laser à la focale produit un vide à la focale et crée un stress à ses abords. La présence de ce vide se traduit par une très forte diminution d'indice quasi-ponctuelle entourée d'une cavité, telle une bulle [99]. La modification résulte d'une forte séparation des charges (plasma d'électrons-ions et non électrons-trous) et cause l'effondrement du matériau, ou encore de l'explosion coulombienne qui libère une onde de choc hors du foyer. Cette onde de choc comprime considérablement la matière et laisse place à une région vide ou beaucoup moins dense entourée d'une coquille de densité élevée [100]. La densité volumique de charge N peut donc être identifiée comme le principal facteur du changement d'indice (voir l'équation (2-2)). Cependant, les modifications de type II ne peuvent être utilisées pour cette thèse puisque les vides, défauts et hauts stress sont visibles. De plus, les guides d'ondes de type II sont réalisés par multi-scans puisque l'augmentation d'indice se fait aux abords de la région focale, ce qui complexifie la fabrication de dispositifs photoniques.

La modification de type I est produite avec une basse intensité laser, légèrement au-dessus de l'intensité critique pour obtenir une modification structurelle permanente. Elle produit un changement d'indice de réfraction isotrope et sans endommagement structurel. Ce type de modification est moins bien compris dans la littérature. Néanmoins, diverses hypothèses ont été formulées pour tenter de l'expliquer. Une première approche suggère que la modification structurelle du réseau vitreux, qui se traduit par une variation de la densité, est à l'origine du changement d'indice. Une technique efficace pour analyser les changements structurels est la spectroscopie Raman [101-103]. Des études ont démontré l'apparition de pics centrés à 490 et 605 cm^{-1} correspondant une modification de l'angle de liaison Si-O, impliquant une densification locale [104], causé par l'augmentation de la concentration des membres à trois ou quatre branches dans la structure du réseau, au détriment des membres à cinq et six branches [105, 106]. La présence d'importantes contraintes résiduelles environnant la zone irradiée, causée par cette densification locale, a été observée par mesure directe [66, 107]. Cependant, il a été démontré que

cette densification joue seulement un petit rôle dans le changement total d'indice [108]. Par ailleurs, il a été suggéré que la formation de centres de couleur pourrait être la cause du changement d'indice [29, 101], par l'entremise d'un mécanisme de type Kramers-Kronig [108], similairement à l'origine de la formation des réseaux de Bragg sous une exposition à l'UV [86, 109]. Un centre de couleur implique que des électrons soient piégés dans un défaut (absence d'un atome dans la structure), générant une bande d'absorption à la fréquence de résonance, donnant une couleur au matériau si cette fréquence est dans le visible. La spectroscopie confocale a permis de détecter des pics de fluorescence à $\lambda = 630$ nm, lié aux défauts de liaisons de l'oxygène, et à $\lambda = 540$ nm, attribué aux excitons auto-piégés qui se transforment en agglomération de type SiE' [95]. Finalement, il a été démontré que le photo-blanchiment induit par vieillissement thermique peut supprimer les centres de couleurs mais ne restitue pas complètement la valeur de l'indice de réfraction, ce qui prouve que les centres de couleurs ne peuvent être l'unique responsable du changement d'indice [110].

Somme toute, il est admis que la modification de type I est associée à un processus d'ionisation rapide où l'ionisation par avalanche est négligeable, dont résulte la formation d'un plasma de faible densité, et coïncide normalement avec le claquage optique du matériau [111]. Le claquage optique étant produit lorsque la densité électronique atteint environ 10^{18} électrons/cm³ [80]. Ce claquage optique induit un léger désordre atomique qui serait le facteur dominant dans l'augmentation de l'indice à la focale. En effet, ce désordre peut faire varier les fréquences de résonance des charges du réseau atomique et ainsi modifier l'équation de l'indice de réfraction (2-2). Ceci se rapporte à un décalage de la courbe $n(\omega)$ de la Figure 2-3.

2.4 Théorie des guides d'ondes

La modification de l'indice de réfraction, discutée dans la section précédente, permet la fabrication de guides d'ondes. Puisqu'ils sont la base des dispositifs photoniques fabriqués dans cette thèse, un rappel des principaux éléments des guides d'ondes cylindriques est présenté ici. Pour en savoir plus sur le sujet, la lecture des références [112-114] est suggérée.

2.4.1 Réflexion totale interne

Pour que la lumière reste confinée à l'intérieur d'un guide d'ondes, elle ne doit pas être réfractée à l'extérieur de celui-ci, comme le montre le faisceau rouge sur la Figure 2-5. Lorsqu'un faisceau

lumineux traverse une interface de deux milieux avec indices de réfraction différents, la direction du faisceau est régie par la loi de Snell-Descartes :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (2-5)$$

où n_1 et n_2 sont les indices du substrat et du guide d'ondes, respectivement, alors que θ_1 et θ_2 sont respectivement les angles du faisceau réfracté et incident par rapport à la normale de l'interface du guide d'ondes, comme le montre la Figure 2-5.

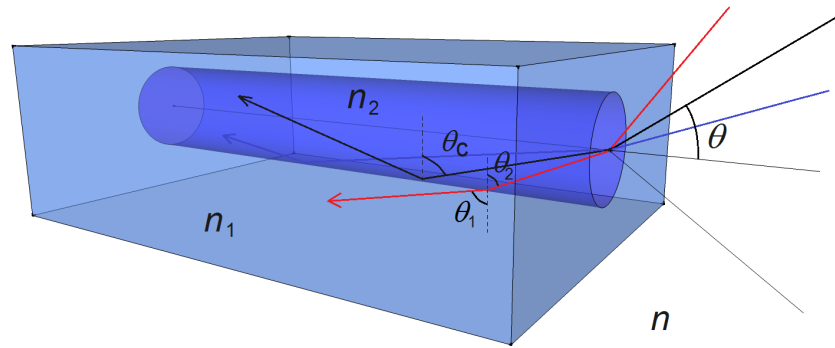


Figure 2-5 : Paramètres d'un guide d'ondes.

Plus le faisceau est parallèle au guide d'ondes, plus l'angle θ_2 augmente, jusqu'à une valeur critique θ_c où l'angle θ_1 devient 90° . Au-delà de cet angle critique, la réfraction devient impossible et la totalité du faisceau est réfléchi à l'intérieur du guide d'ondes et y reste donc confinée. Ce phénomène se nomme la réflexion totale interne. Puisque $\sin 90^\circ = 1$, cet angle critique est égale à :

$$\theta_c = \sin^{-1} \left(\frac{n_1}{n_2} \right). \quad (2-6)$$

2.4.2 Ouverture numérique (NA) et variation d'indice

L'ouverture numérique est un élément très important des guides d'ondes. Elle est directement liée à l'angle d'acceptance θ du guide (angle maximal de la lumière sortante du guide par rapport à l'axe du guide), avec la relation :

$$NA = (n) \sin \theta, \quad (2-7)$$

où $n = 1$ est l'indice de réfraction de l'air (voir Figure 2-5). En utilisant la loi de Snell-Descartes à la sortie du guide d'ondes (interface entre n et n_2 , voir Figure 2-5), l'ouverture numérique peut aussi s'écrire comme :

$$NA = n_2 \sin(90^\circ - \theta_c), \quad (2-8)$$

où $(90^\circ - \theta_c)$ est l'angle entre le faisceau entrant dans le guide et la normale de la facette de la sortie du guide (cette normale se confond avec l'axe du guide). En réarrangeant les termes et en utilisant l'équation (2-6), l'ouverture numérique en fonction des indices de réfraction est obtenue :

$$NA = n_2 \cos \theta_c = n_2 \sqrt{1 - \sin^2 \theta_c} = n_2 \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2}}, \quad (2-9)$$

$$NA = \sqrt{n_2^2 - n_1^2}. \quad (2-10)$$

Bien qu'elle peut être mesurée par plusieurs méthodes, telles la réflectométrie [115, 116], la réfraction du champ proche [117], l'interférométrie par contraste de phase et l'ellipsométrie [118, 119], la variation d'indice $\Delta n = n_2 - n_1$ du guide d'ondes peut aussi être obtenue expérimentalement en mesurant la NA (voir section 4.4.2).

2.4.3 Modes de propagation optiques

Les modes optiques (profils d'intensité possibles) d'un guide d'ondes cylindrique sont les solutions de l'équation d'onde pour le champ électrique complexe de la lumière $E(r, \varphi)$ en coordonnées cylindrique :

$$\frac{\partial^2 E}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} + \beta E = 0, \quad (2-11)$$

où β est la constante de phase :

$$\beta = n_{eff} \frac{2\pi}{\lambda_0} = n_{eff} \frac{\omega}{c}, \quad (2-12)$$

où λ_0 est la longueur d'onde dans le vide et n_{eff} est l'indice de réfraction effectif, i.e. l'indice que le mode « voit » dans le guide. Puisqu'une partie de l'énergie est dans le guide et l'autre à l'extérieur, la valeur de n_{eff} est évidemment entre l'indice du guide n_2 et celle du substrat n_1 . La valeur de n_{eff} , qui est différente pour chaque mode, est très difficile à évaluer analytiquement puisqu'elle dépend de la géométrie et du profil d'indice du guide.

Pour bien se repérer, notons que la constante de phase β est la partie imaginaire de la constante de propagation γ du champ électrique de la lumière :

$$E = E_0 e^{\gamma z} = E_0 e^{(\alpha + i\beta)z}, \quad (2-13)$$

où α est le coefficient d'atténuation.

Les solutions de l'équation (2-11) pour un guide cylindrique avec de petites variations d'indice (tels les fibres optiques standard et les guides d'ondes fabriqués dans cette thèse) sont notées les modes LP_{lm} , pour Polarisés Linéairement, où l est le nombre de fois que le mode est séparé de façon azimuthal, et m , radialement. La Figure 2-6 montre le profil d'intensité des premiers modes LP simulés avec MATLAB. Notons qu'on peut facilement faire l'analogie avec les modes de vibration d'une peau de tambour.

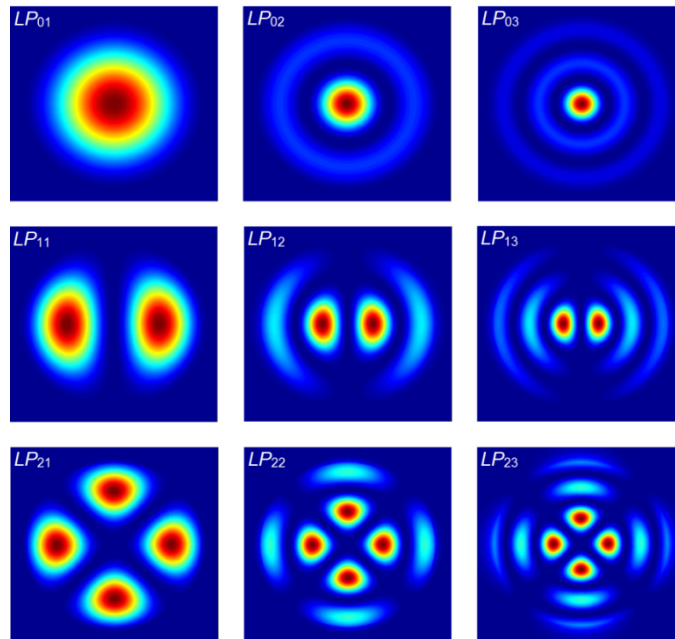


Figure 2-6 : Modes de propagation LP pour un guide d'ondes cylindrique avec une petite variation d'indice de réfraction

Un guide d'ondes monomode supporte seulement le mode fondamental LP_{01} alors qu'un guide multimode peut supporter plusieurs modes. Pour ce dernier, différents modes peuvent être excités en variant la phase ou l'angle de la lumière entrante dans le guide. Typiquement, les modes d'ordres supérieures sont excités en couplant de la lumière avec un grand angle par rapport à l'axe du guide.

Pour être monomode, un guide d'ondes doit avoir une valeur de fréquence normalisée $V < 2.405$. La fréquence normalisée est :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_2^2 - n_1^2} = \frac{2\pi a NA}{\lambda}, \quad (2-14)$$

où a est le rayon du guide d'ondes. Par exemple, une fibre optique standard avec $n_1 = 1.444$ et $n_2 = 1.4475$ [120] doit avoir un rayon de moins de 3.8 fois la longueur d'onde utilisée pour être monomode. En opérant à $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$, son rayon doit être inférieur à $5.7 \mu\text{m}$. Notons qu'à des rayons plus petits, les conditions de diffraction entre en jeu et l'équation de l'ouverture numérique (2-10) devient inexacte. En effet, la NA devient plus grande que la valeur prévue, comme le fait une lumière qui diffracte à travers un très petit trou. Pour les guides multimodes, le nombre de modes soutenus augmente très rapidement avec V , i.e. proportionnel à $V^2/2$.

Notons que pour des guides d'ondes avec variations d'indices élevées (ce qui ne sera pas le cas pour cette thèse), la lumière ne voyage plus approximativement parallèle à l'axe du guide et les modes ne sont plus notés LP car les modes TE et TM doivent être distingués, où seulement le champ électrique ou magnétique, respectivement, est exactement perpendiculaire à l'axe du guide.

2.4.4 Pertes de propagation optiques

Il y a quatre causes aux pertes de propagation optiques (en dB/cm) dans les guides d'ondes. La première est la perte par absorption, qui est liée aux transitions inter-bandes, aux porteurs de charge et aux impuretés. Cependant, ces pertes peuvent être négligées dans les matériaux transparents si la longueur d'onde utilisée est loin de la longueur d'onde d'excitation électronique (voir Figure 2-3b).

La deuxième est la perte par diffusion où les modes d'ordres supérieures sont diffusés davantage à l'extérieur parce que leur indice de réfraction effectif est plus près de la valeur critique (*cut-off*) qui permet le confinement [121]. Ces pertes sont généralement négligées pour une fibre optique. Cependant, comme l'a observé l'auteur (présenté à la section 4.1.2), pour les guides fabriqués par laser fs, une rugosité de l'interface du guide peut générer beaucoup de pertes, même pour les guides monomodes.

La troisième est la perte par la conversion de modes, lorsque les modes d'ordres inférieurs bien confinés peuvent être diffusés en se couplant avec les modes d'ordres supérieurs. Ces pertes sont habituellement faibles dans les guides d'ondes de bonne qualité [122].

Le dernier mécanisme est la diffusion de la lumière due aux imperfections, défauts et impuretés dans le verre. Pour les fibres optiques, cette cause est la plus importante et définit ainsi les pertes de propagation. D'un autre côté, pour les guides fabriqués par laser fs, celle-ci est plutôt négligeable.

CHAPITRE 3 REVUE DE LITTÉRATURE - ÉCRITURE DE GUIDE D'ONDE PAR LASER ULTRARAPIDE

Puisque l'écriture de guide d'onde par laser ultrarapide est jusqu'à maintenant, d'après l'auteur, la seule méthode pour fabriquer des dispositifs invisibles, il est important d'inclure dans cette thèse une revue de littérature de cette technologie afin de cerner certains aspects qui devaient être optimisés pour permettre l'invisible. Notons que plusieurs excellentes revues ont déjà été publiées [31-33, 41-47]. L'auteur a notamment écrit un chapitre de livre¹ qui revoit la littérature des dispositifs photoniques fabriqués par laser fs dans différents verres et cristaux [76].

Il est important de noter qu'il est aussi possible d'écrire des guides d'ondes à l'aide d'un laser ultraviolet (UV) possédant des impulsions plus longues (qui ne sont pas ultrarapides) via l'absorption linéaire [123-130]. Cependant, puisque l'UV n'est pas transparent au verre, il est difficile d'écrire des guides en trois dimensions sans affecter la surface de l'écran de verre [131], ce qui rend l'utilisation des lasers UV inutile pour l'application visée par cette thèse.

La fabrication de guides d'ondes par écriture laser fs est simple et rapide. Un faisceau laser fs avec une puissance moyenne d'environ 1 W, une lentille de focalisation ainsi qu'un système de translation motorisé à trois axes, sont les composants de base requis, comme le montre la Figure 3-1. Plusieurs composants peuvent être ajoutés pour modifier les paramètres d'écritures. Ceux-ci ainsi que des systèmes d'analyses sont discutés plus en détails dans la description du montage expérimental à la section 4.4.

¹ J. Lapointe and R. Kashyap, "Laser Processed Photonic Devices," in Planar Waveguides and other Confined Geometries, ed: Springer, 2015, pp. 129-167.

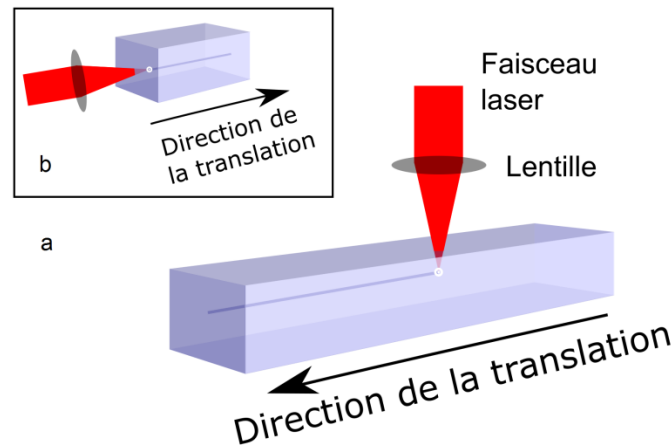


Figure 3-1: Composants nécessaires à la fabrication de guides d'ondes par laser fs. **a**: Écriture transversale. **b**: Écriture longitudinale.

La section 3.1 présente les recettes d'écriture laser fs de guides d'ondes réalisés dans la littérature. De plus, pour la fabrication de dispositifs photoniques (ou autres traitements laser tels la polymérisation et les chirurgies de cellules, tissus et ophtalmiques), il y a plusieurs effets néfastes de la focalisation laser. Afin de contourner ces problèmes, plusieurs méthodes de déformation du faisceau laser (*beam shaping* en anglais) ont été réalisées dans la littérature. La section 3.2 introduit ces problèmes et méthodes de solutions qui seront présentées en détail dans l'Article 3 (chapitre 7).

3.1 Avancements dans l'écriture de guides d'ondes par laser fs

Les verres couramment utilisés en optique sont optiquement isotropes. Les principaux avantages de l'utilisation du verre pour fabriquer l'optique intégrée sont le faible coût, la disponibilité et l'excellente transparence. Le verre est souvent composé de SiO_2 et B_2O_3 et peut également avoir de petites proportions de différents oxydes tels que Na_2O , K_2O et CaO . Les guides d'ondes en verre peuvent être réalisés en utilisant plusieurs procédés. Un critère d'importance est que le processus de fabrication des guides d'ondes ne doit pas affecter de manière significative la transparence ou les propriétés du verre d'origine. Une région à indice élevé peut être obtenue en introduisant localement des ions appropriés dans le substrat [22]. Ainsi, la technique d'échange d'ions utilisant les ions Na^+ , Ag^+ , K^+ et Tl^+ est souvent utilisée [132]. La méthode de dépôt chimique en phase vapeur (*chemical vapor deposition* (CVD) en anglais), utilisant des gaz de porteurs tels que O_2 , SiCl_4 , BBr_3 et GeCl_4 , peut produire des guides d'ondes à faibles pertes

optiques [133]. Néanmoins, le moyen le plus simple, plus rapide et moins coûteux de fabriquer des guides d'ondes demeure l'écriture directe par laser ultrarapide. Suite aux travaux pionniers du groupe de Hirao [29, 67] en 1996, de nombreuses études ont été publiées sur l'écriture de guides d'ondes par laser fs. Plusieurs études pertinentes (et possédant un nombre suffisant d'information sur la recette d'écriture) sur différents types de verre sont présentées au Tableau 3-1. Seulement deux ans plus tard, le même groupe a présenté un guide d'ondes à faible perte, de 0,1 dB/cm à une longueur d'onde de 800 nm, dans du verre dopé à l'erbium, ce qui a considérablement ouvert le secteur des amplificateurs en guide d'ondes fabriqué par laser. Notons que ces valeurs de pertes optiques n'avaient pas significativement évolué avant les résultats découlant de cette thèse. Une autre écriture notable a été réalisée dans le verre de borosilicate par Eaton *et al.* en 2005. Avec seulement 0.2 dB/cm de perte à une longueur d'onde de 1550 nm, un tel guide d'ondes est souhaitable pour des applications de télécommunication. Tous ces guides d'ondes sont de type I (le guide d'ondes est situé à la focale du laser, voir la section 2.3) et fabriqués avec des lasers de moins de 1 W de puissance. Au-dessus de ce seuil, apparaissent des défauts et des cavités qui conduisent à des guides d'ondes de type II (guide d'ondes situé de chaque côté de la focale, voir section 2.3). En utilisant les paramètres du Tableau 3-1, chaque écriture peut être reproduite de manière très fidèle. Puisque les guides d'ondes dans le verre standard ont été grandement étudiés et les résultats ont démontré la possibilité de réaliser des dispositifs photoniques intégrés de qualité, de nombreuses recherches ont également été réalisées sur le verre dopé, ce qui a finalement conduit à des applications très intéressantes. Certaines de ces écritures laser fs sont mentionnées dans le Tableau 3-1, mais plusieurs autres ont également été réalisées [104, 134-144].

Les trois dernières rangées du Tableau 3-1 sont des travaux réalisés par l'auteur qui ne sont pas décrits dans cette thèse, mais qui apportent quelques points intéressants. Tout d'abord, le verre *soda-lime* (Corning 0215 en est un exemple) est probablement le verre le plus fabriqué et omniprésent, car il est utilisé pour faire des fenêtres, bouteilles et nombreux autres produits commerciaux. Les pertes optiques de 0.6 et 0.9 dB/cm sont très faibles pour ce type de verre. Ces guides d'ondes pourraient donc être pratiques puisque la longueur d'onde 1550 nm est en plein dans la fenêtre de transmission des télécommunications optiques. Enfin, le verre chalcogénure possède une unique combinaison de propriétés optiques telles qu'une excellente transparence dans une large bande fréquentielle dans l'infrarouge ainsi qu'un coefficient non-linéaire

extrêmement haut. Le verre chalcogénure est donc un excellent matériau pour les dispositifs tout-optiques pour les traitements de signaux [145]. À l'aide de la fabrication de minces rubans flexibles en chalcogénure par la méthode d'étirement en creuset [146], l'auteur de cette thèse a fabriqué des guides d'ondes par écriture laser fs pour des applications non-linéaires et d'interconnexions optiques. Les pertes optiques obtenues [147] sont cinq fois meilleures que les plus faibles pertes obtenues auparavant, soit de 0.65 dB/cm [134], ce qui est un avancement très significatif.

Notons finalement qu'il est possible de fabriquer un guide d'ondes en croissant un cristal dans le verre à l'aide de laser fs, l'auteur a participé à des travaux à ce sujet [148].

Tableau 3-1 : Comparaison des guides d'ondes fabriqués par écriture laser fs dans le verre

Étude (<i>et al.</i>)	Type de verre	λ_{laser} (nm)	Régi- me (kHz)	Lar- geur pulse (fs)	Ener- gie pulse (nJ)	Puis- sance moy- enne (mW)	Vites- se scan (mm/ s)	# de scans	Lentille de focali- sation	Grand- eur du focus (μm)	Diamè- tre du guide (μm)	Vari- ation indice réfrac- tion	Pertes (dB/cm) / λ (nm)
Davis 1996 [29]	SiO ₂	810	200	120	2350	470	0.1	1	10×	-	6	0.02	-
Davis 1996 [29]	3GeO ₂ 97SiO ₂	810	200	120	2350	470	0.1	10	10×	-	6	0.035	-
Hirao 1998 [104]	Silice dopé Ge	810	200	120	< 4000	<800	0.02	10	5-20×	-	8	0.035	0.1/800
Minoshima 2001 [149]	Corning 0215	800	4000	80	20	80	10	1	100×	-	4	0.005	-
Streltsov 2002 [108]	Borosi- licate	400	80000	30	2	160	0.01	1	NA=0.26	1	-	0.026	-
Will 2002 [150]	Verre de quartz	800	1	120	$\sim \mu\text{J}$	quel- ques	0.025	1	10×	3.2	~ 4	0.003	<1/514
Cerullo 2002 [151]	Er:Yb- dopé	790	1	150	$\sim \mu\text{J}$	quel- ques	-	1	NA=0.3	3	-	0.002	0.24/1500
Osellame 2004 [152]	Er:Yb- dopé	1040	166	300	270	448	0.1	1	100×	3.2	~ 5	0.009	0.7/1550
Eaton 2005 [153]	Borosi- licate	1045	1000	375	520	520	15	1	NA=0.65	2	4	0.007	0.2/1550
Ams 2005 [154]	Phos- phate	800	1	120	1500	1.5	0.04	1	20×	~ 3	-	0.0035	0.39/1500
Osellame 2005 [155]	Silicate	800	26000	30	10	260	1	1	100×	-	-	0.01	0.5/1550
Kowalevich 2005 [156]	Corning 0215	800	5850	-	15	87.75	10	1	100×	1	-	0.01- 0.015	1.64/800
Hughes 2007 [157]	Chalco- génure	800	250	150	360	90	0.05	1	50×	2	~ 20	0.0045	1.47/633
Eaton 2008 [158]	BK7	1045	1000	300	375	375	1.5	1	NA=0.4	2	8	0.006	0.3/1550
Allsop 2010 [159]	BK7	800	11000	52	20	220	35	1	60×	2	3.6	0.01	0.2/633 0.5/1550
Lapointe 2012 [76]	Soda- lime	1060	1000	500	600	600	50	10	60×	-	5.4	-	0.9/1550
Lapointe 2012 [76]	Corning 0215	1060	1000	500	750	750	10	1	60×	-	5.4	-	0.6/1550
Lapointe 2015 [147]	Chalco- génure	1030	600	300	72	43	1	12	40×	-	10	-	0.13/1550

3.2 Optimisations du faisceau laser focalisé

En raison de la propriété non-linéaire de l'absorption à multi-photon lors de la focalisation d'un laser fs (section 2.1), le traitement laser fs est maintenant omniprésent dans le traitement des matériaux. Que ce soit pour l'usinage et la coupe de métaux, la modification de matériaux transparents ou la microchirurgie de cellules, tissus organiques et ophtalmiques, le traitement par focalisation laser fs ne cesse de repousser les limites de résolution tridimensionnelle, de flexibilité et de rapidité.

Quoique le traitement laser fs soit bien établi en industrie, plusieurs effets néfastes limitent son efficacité ainsi que son utilisation pour plusieurs applications. Le Tableau 3-2 résume ces effets néfastes.

Tableau 3-2 : Effets néfastes de la focalisation laser fs

Phénomènes problématiques	Effets néfastes
Aberrations optiques	Agrandissement de la région focale et diminution de la précision du traitement laser
Ablation indésirable	Limitation du traitement laser près des surfaces et dans les verres minces flexibles
Dépendance avec la profondeur d'écriture	Limitation dans la standardisation des recettes d'écriture et de la méthode de couplage optique
Espace d'écriture limitée par la distance focale de la lentille	Limitation de l'épaisseur des objets à traiter à quelques millimètres
Élongation de l'impulsion laser	Diminution de la précision du traitement laser, diminution de l'efficacité de l'absorption multi-photon
Génération de supercontinuum	Excitation fréquentielle non ciblée, altération des exigences de sécurité rétinale
Filamentation	Diminution de la précision du traitement des matériaux, endommagement des circuits lors de coupes de puces électroniques, réduction de la qualité des scissions chirurgicale (blessure des tissus organiques et diminution de la qualité visuelle)
Rudesse de l'interface de l'écriture	Pertes optiques dans les guides d'ondes

S'il était possible de téléporter les impulsions laser à l'endroit et avec la dimension désirés, la plupart de ces phénomènes problématiques pourrait être évitée. En effet, le problème important

est la forme et le chemin optique empruntés par l'impulsion jusqu'à la focale. La Figure 3-2 présente les paramètres de la focalisation laser. En raison de la diffraction, le diamètre d'un faisceau focalisé prendra une valeur minimale de $2\omega_0$, nommé *beam waist* en anglais. Cette dimension dépend de la longueur d'onde λ , de la longueur focale F et du diamètre du faisceau D avant de traverser la lentille :

$$2\omega_0 = \frac{4\lambda F}{\pi D} = \frac{2\lambda}{\pi NA} . \quad (3-1)$$

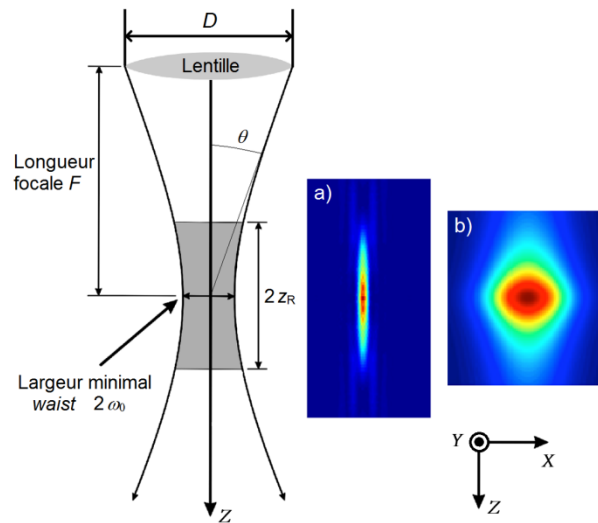


Figure 3-2 : Paramètres de focalisation laser. Profil d'intensité laser au focus d'un faisceau Gaussien (a) et d'un faisceau allongé dans l'axe Y (b)

Puisque le diamètre du faisceau diminue linéairement avec la distance parcourue, suivant la NA, l'intensité augmente quadratiquement. Cependant, à une distance de Rayleigh z_R du point focale (aussi appelée profondeur de champ) :

$$z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}, \quad (3-2)$$

où l'effet de diffraction devient significatif, l'intensité varie beaucoup moins avec la distance parcourue du faisceau. En effet, le diamètre du faisceau est seulement $\sqrt{2}$ fois celui de la focale. L'intensité à la focale est donc seulement le double que celle à z_R . Le résultat est que le profil d'intensité est allongé le long de l'axe optique, avec des proportions d'environ $2\omega_0 \times 2z_R$, comme le montre la Figure 3-2(a). Notons que la grandeur $b = 2z_R$ est nommée le paramètre confocal.

Cette asymétrie peut facilement être corrigée à l'aide d'un faisceau allongé dans l'axe Y (au lieu de Gaussien), ce qui peut être acheminé en utilisant une fente [154] ou deux lentilles cylindriques [160] placés devant la lentille de focalisation. La Figure 3-2(b) présente le profil d'intensité à la focale d'un faisceau traversant une fente de $300\ \mu\text{m}$. Un guide d'ondes symétrique peut donc être fabriqué en écrivant le long de l'axe Y .

La majeure partie des effets néfastes cités au Tableau 3-2 est contournée par la transformation du faisceau laser fs. La revue de littérature des solutions est incluse dans l'Article 3 (chapitre 7). Notamment, l'augmentation de la précision du traitement laser fs ainsi que la réduction d'effets non-linéaires néfastes, telles la filamentation et la génération de supercontinuum, ont récemment été réalisées à l'aide d'un système de réseaux de diffraction permettant simultanément la focalisation temporelle et spatiale des impulsions laser [161]. Malheureusement, tous ces problèmes ne peuvent pas être résolus simultanément puisque les différentes techniques résolvent seulement un problème à la fois. De plus, la plupart de ces techniques ne peuvent pas être utilisées en même temps. L'auteur de cette thèse tente de résoudre tous ces problèmes simultanément à l'aide d'une seule technique, présentée dans l'Article 3 et introduite à la section 4.3.

CHAPITRE 4 APPROCHE SCIENTIFIQUE ET MOTIVATIONS

L'objectif général de cette thèse est de réaliser des dispositifs photoniques invisibles afin de fonctionnaliser les écrans de verre des téléphones mobiles. Le premier article², publié en 2014, est présenté intégralement au chapitre 5. Il décrit les recettes des premiers guides d'ondes monomode et multimode invisibles ainsi que les premiers dispositifs inscrits dans l'écran d'un téléphone mobile, soient un thermomètre et un système d'identification. Il démontre aussi que dans les verres densifiés de téléphone, tel le Gorilla, il est possible d'inscrire des guides d'ondes plus près de la surface que dans les autres verres standards, ce qui suggère la possibilité d'inscrire directement des senseurs de surface (sujet du deuxième article).

Le deuxième article³, présenté intégralement au chapitre 6, démontre un senseur d'indice de réfraction de gouttes directement placées sur l'écran d'un téléphone mobile. Il propose également un nouveau modèle numérique qui simule ce type de senseur optique.

Le troisième article⁴, présenté intégralement au chapitre 7, démontre une nouvelle méthode de focalisation laser qui améliore simultanément plusieurs aspects du traitement laser ultrarapide.

Ce chapitre présente l'approche scientifique de chacun de ces trois articles ainsi que le montage expérimental.

4.1 Parvenir à l'invisibilité fonctionnelle pour la première fois (Article 1)

Cette section explique en détail les hypothèses, astuces et cheminements qui ont permis de réaliser des guides d'ondes invisibles. Un sommaire des caractéristiques des guides monomodes et multimodes fabriqués dans l'article y est également présenté.

² J. Lapointe, M. Gagné, M.-J. Li, et R. Kashyap, "Making smart phones smarter with photonics," *Optics express*, vol. 22, pp. 15473-15483, 2014.

³ J. Lapointe, F. Parent, E. S. de Lima Filho, S. Loranger, et R. Kashyap, "Toward the integration of optical sensors in smartphone screens using femtosecond laser writing," *Optics Letters*, vol. 40, pp. 5654-5657, 2015.

⁴ J. Lapointe and R. Kashyap, "A simple technique to overcome self-focusing, filamentation, supercontinuum generation, aberrations, depth dependence and waveguide interface roughness using fs laser processing," *Nature Scientific Reports*, vol. 7, 2017.

4.1.1 La limite détectable par l'œil

Comme expliqué à la section 1.1.1, l'angle minimal dont l'œil peut détecter deux différents objets, dans les conditions maximisant la résolution visuelle, est de $\theta_{\min} = 0,02^\circ$ [19, 20]. Pour être invisible, un guide d'ondes inscrit dans le verre ne doit donc pas faire dévier la lumière au-delà de cet angle. (Rappelons ici que la lumière guidée dans le guide d'ondes, utilisée pour un dispositif, n'est pas la lumière qui est question ici. La lumière en question est la lumière visible provenant de l'afficheur du téléphone et qui passe à travers l'écran de verre où est placé le guide.) Pour calculer la variation d'indice de réfraction induite maximale correspondant à cet angle, la géométrie d'un cylindre est utilisée, ce qui serait en fait la géométrie d'un guide d'ondes parfait. Le schéma d'un tel guide d'ondes ainsi que le parcours de la lumière le traversant perpendiculairement à son axe sont présentés à la Figure 4-1 **a** et **b**, respectivement.

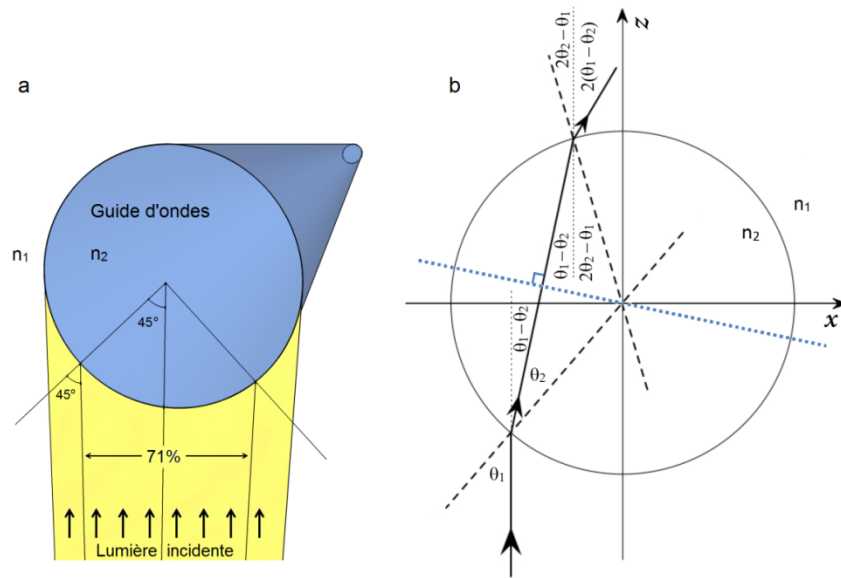


Figure 4-1 : Déviation de la lumière traversant un guide d'ondes cylindrique. **a**: Schéma du guide d'ondes. **b**: Trajectoire d'un faisceau lumineux.

D'après la loi de Snell-Descartes :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2, \quad (4-1)$$

où n_1 est l'indice de réfraction du milieu, n_2 est l'indice du guide d'ondes, θ_1 est l'angle entre la lumière incidente et la normale de l'interface du guide d'ondes et θ_2 est l'angle entre la lumière réfractée et cette même normale, l'angle de déviation après avoir traversé cette première interface

est de $\theta_1 - \theta_2$. À l'aide de trigonométrie, il est aisé de voir que la déviation totale de la lumière traversant le guide d'ondes cylindrique sera le double, soit de $2(\theta_1 - \theta_2)$. En fait, peu importe le rayon traversant le guide, une symétrie est observable par rapport à la coupe qui sépare le rayon à l'intérieur du guide d'onde en deux (voir ligne pointillée bleu sur la Figure 4-1).

Comme le montre la Figure 4-1a, plus de 70% de la lumière atteint le guide d'ondes avec un angle d'incidence θ_1 entre 0° et 45° , et une majeure partie est près de 0° , ne déviant pratiquement pas la lumière. Afin d'obtenir une valeur raisonnable pour le calcul de la variation d'indice maximale $\Delta n_{\max} = n_{2\max} - n_1$ permettant l'invisibilité, l'angle d'incidence $\theta_1 = 45^\circ$ est choisi. Notons que cette valeur peut être choisie puisque le guide d'ondes est très petit; les effets de bords peuvent donc être négligés. En effet, bien que la déviation de la lumière ne soit pas dépendante de la grosseur du guide (Figure 4-1b), les effets de bords ne peuvent pas être négligés pour des guides plus volumineux, puisque qu'une quantité significative de lumière traverse la région avec un angle d'incidence se rapprochant de 90° .

L'indice du milieu choisi est de $n_1 = 1,5$ (notons que le verre de téléphone est entre 1,49 et 1,51 dépendamment de la région du verre compressé [162]). Puisque la déviation maximale de la lumière doit être de $2(\theta_1 - \theta_2) = 0,02^\circ$, l'angle de réfraction maximal est égal à :

$$\theta_{2\max} = \theta_1 - 0,01^\circ = 45^\circ - 0,01^\circ = 44,99^\circ. \quad (4-2)$$

À l'aide de l'équation (4-1), l'indice de réfraction maximal du guide d'ondes est obtenu :

$$n_{2\max} = \frac{1,5 \times \sin 45^\circ}{\sin 44,99^\circ} \approx 1,5003. \quad (4-3)$$

La variation d'indice de réfraction maximale d'un guide d'ondes invisible est donc :

$$\Delta n_{\max} = n_{2\max} - n_1 \approx 3 \times 10^{-4}. \quad (4-4)$$

Cette valeur est très petite si on la compare à une fibre optique standard, qui est d'environ 5×10^{-3} . Mathématiquement parlant, en analysant l'équation de l'indice de réfraction (2-2), cette différence d'indice peut être facilement atteinte. L'auteur a plusieurs fois atteint expérimentalement cette différence d'indice en utilisant une intensité laser près de la valeur critique pour induire une modification permanente, et en variant les autres paramètres d'écriture.

Cependant, ces guides d'ondes fabriqués initialement généraient trop de pertes optiques pour être utiles. La section suivante explique les astuces et recettes pour atteindre simultanément l'invisibilité et de faibles pertes optiques. Notons que la mesure expérimentale de la variation de l'indice de réfraction des guides d'ondes invisibles avec faibles pertes fabriqués dans l'Article 1 est de $\Delta n = 0.0003 \pm 0.0002$. Malgré la grande incertitude de cette mesure, cette valeur est exactement la valeur prédite à l'équation (4-4).

Il n'a été question ici que de la déviation de la lumière par réfraction et non de la réflexion de la lumière, bien qu'elle soit aussi un aspect important de l'invisibilité. En effet, un objet qui génère des reflets détectables par l'œil ne peut évidemment pas être invisible. Un exemple typique est une coupe en verre transparent qui est visible à cause des reflets. Cependant, lorsqu'on lave cette coupe dans un récipient d'eau, elle devient moins visible car l'indice de réfraction de l'eau ($\sim 1,3$) est plus près de celle du verre ($\sim 1,5$), diminuant ainsi les reflets. En prenant la différence d'indice limite ($\sim 0,003$) calculée plus haut pour rendre la réfraction invisible, les reflets générés sont loin d'être détectable par l'œil, même dans les conditions les plus favorables. Si une lumière frappe le guide perpendiculairement, le coefficient de réflexion R , i.e. la proportion de l'intensité réfléchie I_r sur l'intensité incidente I_i , serait de :

$$R = \frac{I_r}{I_i} = \left(\frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} \right)^2 \approx 1 \times 10^{-8}, \quad (4-5)$$

et avec un certain angle θ_1 incident :

$$R = \frac{R_{\perp} + R_{\parallel}}{2} = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2(\theta_1 - \theta_2)}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)} + \frac{\tan^2(\theta_1 - \theta_2)}{\tan^2(\theta_1 + \theta_2)} \right), \quad (4-6)$$

où les symboles $\perp$ et $\parallel$ signifient les polarisations perpendiculaire et parallèle au plan incident de la lumière. Avec un angle de $\theta_1 = 45^\circ$, le coefficient de réflexion est de $R = 1,5 \times 10^{-8}$. Ces ordres de grandeur ne peuvent pas être visibles dans des conditions de lumière ambiante normales, considérant que le seuil limite de la luminance détectable par l'œil est de 10^{-6}cd/m^2 [163] et le fait que le coefficient de réflexion de l'écran lui-même est de 4%, soit plus d'un million de fois celui du guide d'ondes.

Enfin, notons que cette variation d'indice de réfraction maximale ($\Delta n_{\max} \approx 3 \times 10^{-4}$) afin d'obtenir l'invisibilité n'est pas une valeur universelle. Tout d'abord, comme expliqué plus haut, le volume de la région modifiée doit être assez petit pour que les effets de bords soient négligeables. De plus, une telle variation d'indice inscrite périodiquement avec un pas sous les quelques microns (près de la longueur d'onde), produit un réseau de diffraction qui serait visible à l'œil (un arc-en-ciel serait visible au lieu d'une lumière blanche). Les guides d'ondes et dispositifs fabriqués dans cette thèse satisfont ces critères.

4.1.2 Diminuer les pertes optiques par lissage de l'interface du guide d'ondes

L'objectif initial étant d'atteindre une variation d'indice de réfraction assez basse pour rendre l'écriture laser fs invisible, plusieurs tests ont été réalisés en utilisant une intensité laser (densité surfacique de puissance d'une impulsion) près de celle critique permettant une modification permanente dans le verre ($\sim 10^{13}$ W/cm²) [41]. Suivant la littérature (voir Tableau 3-1), des guides d'ondes ont été inscrits en variant les paramètres suivant :

- Taux de répétition (nombre d'impulsions par secondes) de 1 kHz à 500 kHz,
- Vitesse d'écriture de 0.01 mm/s à 5 mm/s,
- Impulsion d'énergie de 10 nJ à 5000 nJ,
- Lentille de focalisation avec ouverture numérique de 0.45, 0.55, 0.65 et 0.8,

avec l'utilisation de deux différents laser, soient le Altos Pharos à 1030 nm avec une durée d'impulsion de 300 fs et le Fianium FP1060-2μJ-fs à 1060 nm et 500 fs. Puisqu'il y avait déjà plusieurs milliers de guides d'ondes à analyser (plus de 10 valeurs différentes par paramètre et 4 lentilles), seulement la polarisation circulaire ainsi qu'un seul scan par recette ont été testés. En effet, il a été observé expérimentalement par l'auteur que ces deux paramètres affectent moins l'écriture comparativement aux autres paramètres [76]. De plus, une polarisation circulaire permet une indépendance à la direction d'écriture. Aussi, un guide fait de plusieurs scans allonge le temps d'écriture et a tendance à augmenter la variation d'indice de réfraction, ce qui n'est pas souhaitable pour permettre l'invisibilité.

Malheureusement, tous ces guides d'ondes ont résulté en des écritures invisibles mais non fonctionnels (aucun guidage ou plusieurs dB/cm de pertes optiques) ou visibles. Évidemment,

plus le taux de répétition et l'énergie de l'impulsion sont élevés ainsi que la vitesse basse, plus l'écriture est visible. Ces trois extrêmes combinés produisent des guides d'ondes de type II et des trous, probablement dus à la diffusion de porteurs vers l'extérieur de la focale, augmentant ainsi la densité N dans l'équation de l'indice de réfraction (2-2). Entre autre, comme expliqué à la section 2.3, avec un taux de répétitions de plusieurs centaines de kHz, une accumulation de chaleur peut se produire et favoriser la diffusion de porteurs de charges. Sous certaines conditions modérées, par exemple avec des impulsions d'énergie de l'ordre du μJ , des taux de répétition entre 300 et 500 kHz ainsi que des vitesses entre 1 et 5 mm/s, des guides d'ondes de type I peuvent devenir fonctionnels avec des pertes optiques aussi basse que 1 dB/cm, bien que toujours visibles. Comme expliqué à la section 2.3, l'impulsion laser modifie probablement légèrement la structure atomique du verre et change ainsi la fréquence de résonance ω_0 des porteurs, ce qui fait varier l'indice (voir équation (2-2)). Puisque la dimension de la focale est de l'ordre de 1 à 5 microns (voir section 3.2) et que la distance entre deux impulsions est sous cette valeur (50 nm pour un taux de répétition de 500 kHz à 1 mm/s, par exemple), les impulsions se superposent et la modification de la structure atomique s'accumule. La Figure 4-2 schématise la modification permanente lors de l'écriture laser fs ainsi que la superposition des impulsions (sphères bleues).

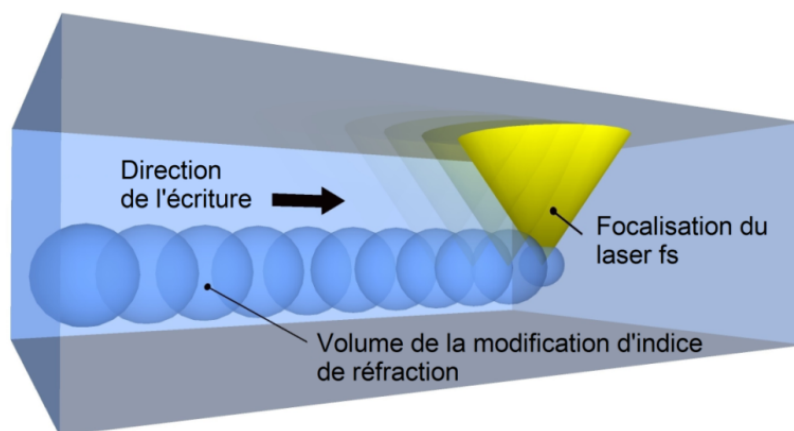


Figure 4-2 : Modification permanente induite par l'écriture laser fs. La superposition des impulsions laser crée une rudesse à l'interface du guide d'ondes.

En se basant sur les recettes de ces derniers guides d'ondes (d'assez bonne qualité mais visibles), de nouveaux tests ont été réalisés en considérant cette hypothèse : en augmentant la vitesse d'écriture, la superposition des impulsions diminuerait, ce qui diminuerait l'indice de réfraction du guide d'ondes et ainsi permettre l'invisibilité. En utilisant les même autres paramètres, de

nouveaux guides d'ondes ont été inscrits en variant la vitesse d'écriture de 5 à 300 mm/s. Notons que de telles vitesses n'avaient jamais été testées dans la littérature. Les résultats n'ont pas été concluants. Bien que certains d'entre eux fussent invisibles, ils génèrent tous de fortes pertes optiques.

L'auteur avait donc comme nouvel objectif de comprendre davantage les pertes optiques afin de les minimiser. Dans la littérature, la principale cause des pertes optiques dans les guides d'ondes fabriqués par écriture laser fs était attribuée aux centres de couleurs [29], qui sont des défauts locaux de la structure atomique qui absorbent la lumière. Comme il est expliqué dans l'Article 1, un *Optical Backscatter Reflectometer* (OBR) de la compagnie *Luna* a été utilisé afin de vérifier cette hypothèse. Dans le cas des guides fabriqués par l'auteur, il a été observé que les pertes ne provenaient pas de centres de couleurs. À l'aide de l'excitation de différents modes optiques interagissant différemment avec l'interface du guide, il a été démontré que la principale cause des pertes était plutôt la rudesse de l'interface du guide d'ondes (voir section 5.6 de l'Article 1). En effet, comme le montre la Figure 4-2, l'addition des volumes de modification induits par les impulsions laser fs ne crée pas une interface lisse, mais plutôt rugueuse, ce qui fait diffuser la lumière à l'extérieur du guide lorsqu'elle interagit avec l'interface. Sans entrer dans les détails de l'optique ondulatoire, une façon simple de voir cet effet est l'optique géométrique.

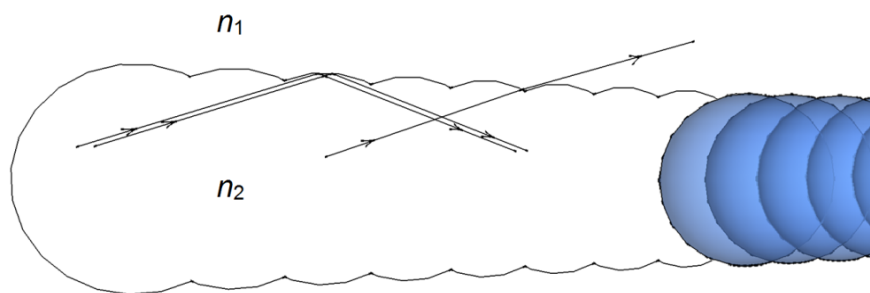


Figure 4-3 : Interaction entre des rayons lumineux et l'interface d'un guide d'ondes fabriqué par laser fs. À certains endroits, les critères de réflexion totale interne ne sont pas satisfaits et la lumière est diffusée à l'extérieur du guide, générant ainsi des pertes optiques indésirables.

Comme le montre la Figure 4-3, les critères de réflexion totale interne (voir section 2.4.1) ne sont pas satisfaits à l'intersection des volumes de modification permanente, puisque la lumière frappe l'interface davantage perpendiculairement.

Après l'étude en profondeur de la physique de l'interaction laser-verre (section 2.3), une nouvelle hypothèse incluant l'utilisation des propriétés uniques du verre densifié, tel le Gorilla, utilisé comme écran protecteur des téléphones mobiles, est proposée. La Figure 4-4 explique cette nouvelle hypothèse. Tout d'abord, une vitesse d'écriture élevée est utilisée afin de maximiser l'espace entre les impulsions laser et ainsi diminuer le changement d'indice de réfraction accumulé à l'intersection de ces impulsions. Ensuite, un taux de répétition élevé critique est utilisé. Ce taux doit être assez élevé pour observer un effet d'accumulation d'énergie, mais pas trop élevé afin d'éviter de passer au régime d'écriture de type II où la diffusion des porteurs de charge devient le principal acteur du changement d'indice de réfraction. Comme montré à la Figure 4-4 (flèches noires vides), ce taux de répétition élevé critique ferait augmenter le nombre de porteurs de charge où il y a superposition des impulsions et une légère diffusion de ces porteurs se produirait à cet endroit. Cette diffusion accentuée aux intersections des impulsions produirait probablement le même genre de rugosité que celle induite par les autres recettes d'écriture. Cependant, l'hypothèse est que la diffusion des porteurs serait amortie par le haut stress du verre densifié. Cette pression interne aurait donc comme effet de lisser la répartition de ces porteurs additionnels et ainsi lisser le changement d'indice à l'interface.

En résumé, la nouvelle hypothèse stipule qu'une légère augmentation de l'indice de réfraction aux volumes focaux est due à un changement structurel permanent, et une légère augmentation de l'indice est aussi produite au niveau des irrégularités à l'interface due à la diffusion des porteurs de charges dont la distribution spatiale est lissée sous l'effet du stress interne du verre densifié. Ces deux légères augmentations d'indice sont représentées dans l'équation (2-2) par la variation de la fréquence de résonance ω_k ainsi que l'augmentation de la densité de porteurs N_k , respectivement.

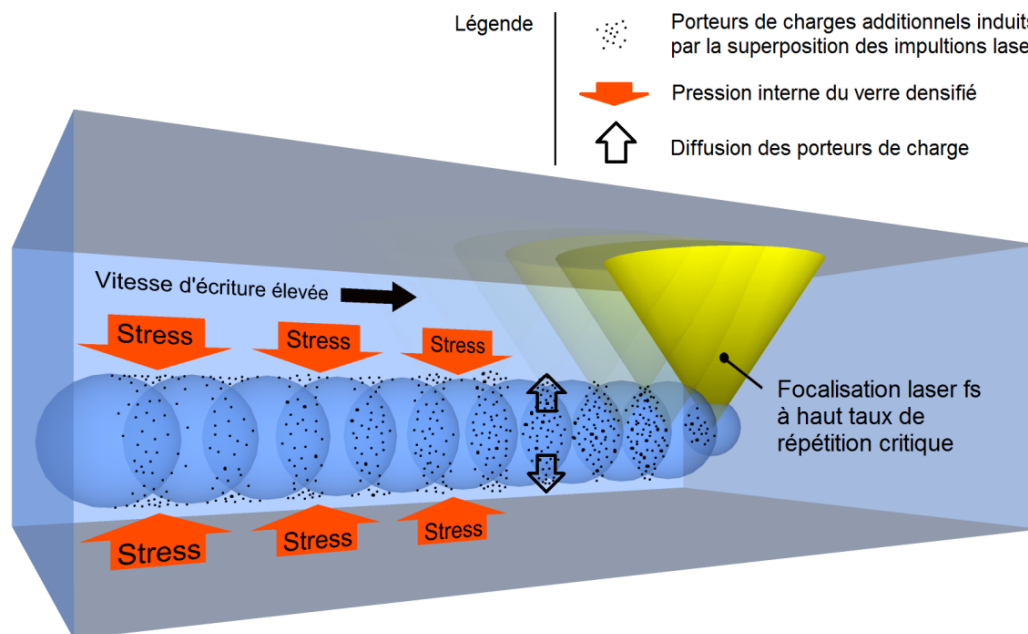


Figure 4-4: Principe de fonctionnement hypothétique du lissage de l'interface d'un guide d'ondes dans le verre densifié de téléphones mobiles. Le lissage serait dû à la diffusion des porteurs de charges accumulés.

Afin de tester cette nouvelle hypothèse, de nouvelles écritures ont été réalisées en variant les paramètres suivant :

- Taux de répétition de 500 kHz à 1000 kHz,
- Vitesse d'écriture de 5 mm/s à 300 mm/s,
- Impulsion d'énergie de 200 nJ à 2000 nJ,
- Lentille de focalisation avec ouverture numérique de 0.55 et 0.65.

Les résultats furent très concluants. Le Tableau 4-1 présente les paramètres d'écritures des guides d'ondes monomode et multimode générant le moins de pertes optiques. Notons que 0.027 dB/cm est la valeur de pertes optiques la plus basse, à la connaissance de l'auteur, pour un guide d'ondes fabriqué par laser fs. Plusieurs autres caractéristiques de ces guides d'ondes sont présentées dans l'Article 1. Puisque ces valeurs de pertes optiques sont très surprenantes, trois différentes méthodes de mesure de pertes ont été utilisées pour confirmer les valeurs obtenues, présentées à la section 4.4.2 et dans l'Article 1.

Tableau 4-1: Paramètres d'écriture laser fs des guides d'ondes monomode et multimode générant les plus basses pertes optiques

Paramètres	Guide monomode	Guide multimode
Modèle du laser	Fianium FP1060-2 μ J-fs	Altos Faros
Longueur d'onde	1060 nm	1030 nm
Longueur d'impulsion	500 fs	300 fs
Polarisation	Circulaire	Circulaire
Nombre de scans	1	1
Vitesse d'écriture	300 mm/s	10 mm/s
Taux de répétition	1000 kHz	600 kHz
Énergie de l'impulsion	1000 nJ	630 nJ
Ouverture numérique	0.55	0.55
Type du guide d'onde	I	I
Pertes optiques du guide	0.053 dB/cm à 1550 nm	0.027 dB/cm à 1550 nm

Il est très difficile de prouver l'exactitude des nouvelles hypothèses proposées dans cette thèse. Néanmoins, il semblerait que le verre densifié ait un effet direct sur la diminution de pertes optiques. Des guides d'ondes ont été fabriqués dans le même verre que le Gorilla mais sans le procédé de densification, en utilisant les mêmes recettes. Ces guides d'ondes génèrent des pertes optiques d'un ordre de grandeur plus élevé que celles provenant des guides dans le Gorilla.

4.2 Article 1 et 2 : Fonctionnaliser l'écran de verre des téléphones mobiles

La plupart des dispositifs photoniques déjà existant ont le potentiel d'être fabriquée de façon invisible et nos premiers dispositifs, tels le thermomètre, l'analyseur de liquides et des éléments de réseaux de télécommunication optique (*splitters* et coupleurs optiques), en sont de bons exemples. D'autres dispositifs plus novateurs ou pratiques pour l'application aux téléphones mobiles sont aussi envisageables; le système d'authentification proposé dans l'Article 1 en est un exemple.

4.2.1 Thermomètre (Article 1)

Le premier dispositif invisible fabriqué fut un thermomètre basé sur un interféromètre Mach-Zehnder. Ce type de dispositif est bien connu et est rapidement expliqué dans l'Article 1 (section 5.5.4). Un guide d'ondes est divisé en deux chemins optiques de longueurs différentes et

recombiné au détecteur. L'expansion thermique du verre génère une interférence différente, donc une puissance différente mesurée à la sortie de l'écran de verre.

Plusieurs senseurs de température basés sur un interféromètre Mach-Zehnder faits à l'aide de guides d'ondes ont été fabriqués dans la littérature [164-167]. La sensibilité de ces senseurs est de l'ordre de 50 à 200 pm/°C, ce qui est beaucoup plus élevé que le senseur fabriqué dans cette thèse, qui est d'environ 12 pm/°C. Cette faible sensibilité rend pratiquement impossible l'intégration d'un réel thermomètre à l'intérieur de l'écran d'un téléphone, ou beaucoup trop dispendieux considérant la qualité des composants requis pour mesurer une telle précision. La principale cause de cette faible sensibilité est le faible coefficient thermique du verre comparativement à d'autres matériaux tel le silicium ($\sim 1.86 \times 10^{-4}/^{\circ}\text{C}$) [168]. Néanmoins, notons que le verre Corning Gorilla possède un coefficient thermique de $9.1 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ [162], ce qui est d'un ordre de grandeur plus élevé que celui du verre standard [169], ce qui permet une sensibilité acceptable pour mesurer la température.

Une autre cause importante de la faible sensibilité est le fait qu'il est impossible de fabriquer des guides d'ondes très courbés sans générer trop de pertes optiques, due à la faible NA requise pour réaliser des guides d'ondes invisibles. En effet, ceci limite la différence de chemin optique entre les deux bras de l'interféromètre. La configuration du senseur fabriqué ici est effectivement optimisée pour ne pas générer trop de pertes optiques.

De plus, la réponse du senseur serait très altérée par la température interne du téléphone qui varie grandement en fonction de la sollicitation du processeur et de la batterie. Néanmoins, chaque téléphone intelligent est doté d'un thermomètre interne afin de prévenir toute surchauffe. Celui-ci pourrait possiblement être utilisé comme référence afin de prendre en compte la température interne lors de la mesure de la température externe.

4.2.2 Système d'identification personnel pour transaction bancaire sécuritaire (Article 1)

Tout au long d'un guide d'ondes invisible, il est possible d'induire des micro-défauts en changeant la condition d'écriture à des positions précises. Ces défauts diffusent la lumière infrarouge (guidée dans le guide d'ondes) à l'extérieur du guide et peut ainsi être mesurée à l'aide d'une caméra infrarouge. Ce système peut facilement générer 10^{15} différentes clés dans 1 mm^2 ,

ce qui est amplement suffisant pour identifier chaque téléphone mobile uniquement et ainsi l'utiliser pour faire des paiements, par exemple. L'avantage de ce système est qu'il utilise l'infrarouge. Contrairement aux systèmes usuelles telles les carte magnétiques, qui peuvent être facilement clonées, l'infrarouge est bloqué par la plupart des matériaux tels les tissus des poches et sacs à main. Cependant, l'obligation de changer tous les systèmes de paiement des commerçants ne rend pas la technologie attrayante.

4.2.3 Analyseur de liquide et gaz (Article 2)

Lorsqu'un guide d'ondes touche ou est à quelques microns d'une surface, le milieu extérieur affecte la lumière guidée. Ce phénomène est à la base de plusieurs senseurs optiques plus ou moins complexes, utilisant par exemple la détection de fluorescence, d'absorption, d'indice de réfraction ou de résonance plasmonique. Dans la plupart des cas, afin d'accéder au guide d'ondes, le dispositif doit être poli ou gravé. Basé sur les résultats de l'Article 1, permettant l'invisibilité et la possibilité d'inscrire des guides d'ondes touchant la surface du verre Gorilla sans ablation, un senseur optique a été fabriqué directement dans l'écran d'un téléphone mobile. Le senseur, décrit dans l'Article 2, détecte l'indice de réfraction d'une goutte placée sur l'écran de verre en mesurant les pertes optiques. En effet, la variation des propriétés de réflexion et de réfraction occasionnée par le milieu extérieur (la goutte), permet à une partie de la lumière de s'échapper du guide d'ondes en fonction de l'indice de réfraction de la goutte. Les résultats expérimentaux concordent bien avec le nouveau modèle numérique développé par l'auteur, présenté à la section suivante.

Notons qu'il est encore impossible d'intégrer les senseurs existants de gaz ou liquide dans les téléphones car ceux-ci sont destructifs ou utilisent des tampons/bandelettes non réutilisables. Les géants de l'industrie ont donc un grand intérêt pour ce senseur puisqu'il est intégré à l'écran d'un téléphone qui peut être nettoyé facilement et à répétition.

4.2.4 Modèle numérique amélioré pour dispositif optique d'analyse d'indice de réfraction (Article 2)

Dans la littérature, un certain décalage entre la courbe expérimentale et simulée apparaît sur les mesures d'indice de réfraction de ce type de senseur optique. D'après Bilro *et al.* [170], ce décalage serait dû à la diffusion de la lumière causée par le polissage grossier du dispositif. Dans

le senseur fabriqué dans cette thèse, bien qu'il n'y ait aucun polissage et que la surface du verre Gorilla soit de haute qualité, un décalage est aussi observable. Les recherches de l'auteur sur cette anomalie ont abouti à une nouvelle hypothèse qui considère l'indice de réfraction effectif du guide d'ondes.

Comme expliqué à la section 2.4.3, pour une lumière guidée dans un guide d'ondes, il est bien connu qu'une partie de l'énergie se propage à l'extérieur du guide. L'indice de réfraction effectif que perçoit réellement la lumière est donc un mélange de celui du guide et du milieu extérieur. À l'entrée et à la sortie du dispositif, où la goutte est placée, une variation de cet indice effectif est perçue par la lumière. Évidemment, lorsque la lumière passe d'un milieu à un autre d'indices différents, une réflexion se produit, ce qui fait varier la mesure à la sortie du dispositif. Cet ajout au modèle numérique a permis d'obtenir une simulation beaucoup plus près des valeurs expérimentales. Le nouveau modèle a aussi été utilisé pour simuler le dispositif de Bilro *et al.* [170], qui utilise une fibre optique polie, et la nouvelle simulation représente également nettement mieux la courbe expérimentale. Les détails et résultats du nouveau modèle sont présentés dans l'Article 2.

4.3 Améliorer le traitement laser ultrarapide par la focalisation d'un double faisceau cohérent (Article 3)

Comme expliqué à la section 1.1.2, une préoccupation importante dans la fabrication des dispositifs est que les aberrations optiques ainsi que la dépendance des propriétés des guides d'ondes avec la profondeur d'écriture laser limitent la standardisation du procédé et ainsi la production massive, ce qui est un élément crucial pour prendre part à l'énorme marché des téléphones mobiles. Ce problème altère entre autres les conditions de couplage sur la facette de l'écran, ce qui peut être problématique lors de la superposition de plusieurs dispositifs.

Les aberrations chromatique et sphérique sont des phénomènes très connus au niveau de la focalisation à l'aide d'une lentille. Lorsque la lumière est focalisée dans un milieu homogène (c'est la plupart des cas en microscopie où le milieu est l'air ou une huile d'immersion), ces aberrations peuvent facilement être contournées à l'aide d'un système de lentilles achromatique. Cependant, pour le traitement laser en profondeur, lorsque le milieu passe de l'air au verre par exemple, des aberrations additionnelles se produisent en fonction de la longueur d'onde du laser

ainsi que la profondeur d'écriture. Théoriquement, un système de lentilles précisément motorisées avec retour d'information (*feedback*) de la profondeur pourrait compenser ces aberrations, mais n'a jamais été réalisé, à la connaissance de l'auteur, probablement dû au coût de fabrication ou à l'impossibilité de fabrication à l'aide des technologies actuelles. Notons que, contrairement à la lumière blanche, un laser est centré sur une longueur d'onde, ce qui rend les aberrations sphériques beaucoup plus importantes que celles chromatiques.

Afin de résoudre ce problème, les recherches de l'auteur ont abouti vers une solution utilisant la focalisation par une seule lentille de deux fins faisceaux laser fs cohérents et équidistants de l'axe optique de la lentille [171]. La nouvelle technique, nommée la *Dual-Beam (DB) technique*, est décrite en détail dans l'Article 3. Puisque la totalité de la puissance laser traverse la lentille à une distance unique de l'axe optique, la nouvelle technique DB diminue drastiquement toutes aberrations. En effet, les aberrations sphériques générées par une lentille sont dues au fait que la lumière traverse la lentille à différentes distances du centre. De plus, lorsqu'un laser traverse une lentille à différentes distances du centre, la lumière entre par la suite dans un matériel (à traiter par laser) avec différents angles, ce qui génère des aberrations additionnelles. Ces aberrations ont entre autre comme effet d'agrandir le volume focal, et cet effet néfaste augment avec la profondeur d'écriture laser. Ces effets sont simulés à la Figure 7-3 et démontrés expérimentalement à la Figure 7-6 de l'Article 3 (chapitre 7).

Après la constatation expérimentale que la nouvelle technique DB éliminait les aberrations optiques et la dépendance de l'écriture laser avec la profondeur, l'auteur s'est interrogé sur les autres problèmes de focalisation laser fs tous domaines confondus. Huit importants phénomènes problématiques ainsi que leurs effets néfastes sont présentés au Tableau 3-2. À la grande surprise de l'auteur, la nouvelle technique DB améliore (si n'élimine pas) tous ces huit problèmes simultanément.

L'Article 3 est un long article détaillé qui explique chacun de ces phénomènes, présente les résultats expérimentaux qui prouvent l'amélioration de chacun des problèmes et présente des simulations qui aident à la compréhension. Ces détails ne seront pas retranscrits ici. Un phénomène important, notamment pour la chirurgie laser, sera tout de même discuté ici plus en détail. En raison de la géométrie de la nouvelle technique DB, des effets non-linéaires néfastes sont éliminés, telles la génération de supercontinuum et la filamentation due à l'auto-focalisation

(*self-focusing*) induite par l'effet Kerr. Cet effet Kerr induit un changement d'indice de réfraction Δn temporaire qui est fonction de l'intensité laser I ($\Delta n_{\text{Kerr}} \propto nI$). Cette variation d'indice induit un effet de lentille [120]. Le combat entre la focalisation induite par cet effet de lentille et la défocalisation générée par le plasma induit par les porteurs de charge excités, peut produire un filament de modification structurelle longeant l'axe optique. Notons que la contribution du plasma à l'indice de réfraction est donnée par :

$$\Delta n_p = - \left(1 + \frac{iv_c}{\omega} \right) \frac{\omega_p^2}{2(\omega^2 + v_c^2)} , \quad (4-7)$$

où v_c est la fréquence de collision inélastique des électrons libres. La fréquence du plasma $\omega_p^2 = e^2 n_e / m_e \epsilon_0$ est liée à la densité électronique n_e , à la masse m_e et la charge e des électrons.

Ces effets non-linéaires sont très complexes. Particulièrement, la génération de supercontinuum (aussi appelée génération de lumière blanche puisqu'à l'aide d'une simple couleur on peut générer toutes les couleurs, i.e. le blanc) n'est pas totalement comprise avec précision. En fait, plusieurs effets non-linéaires peuvent entrer en jeu simultanément pour former un supercontinuum et l'influence de ces effets peut varier en fonction du matériau ainsi que des conditions du traitement laser. Parmi ces effets non-linéaires, on retrouve les processus de mixage de fréquences, telles la génération de seconde harmonique, de troisième harmonique, le mélange à quatre ondes et les processus de diffusions inélastiques, telle la diffusion Raman, qui est l'interaction avec les phonons (ondes vibrationnelles) du matériau, etc. Un effet non-linéaire étant souvent très important dans la génération d'un supercontinuum est l'automodulation de phase (*self-phase modulation*, SPM), qui peut créer un élargissement spectral [113, 172-174].

Ces résultats de l'Article 3 sont d'intérêts entre autres pour la chirurgie laser fs de cellules, de tissus organiques [64] et ophtalmiques [175]. En fait, la filamentation réduit la qualité des scissions chirurgicales et blesse les tissus sains à l'extérieur du point focal, alors que cette perturbation étendue diminue la qualité visuelle de l'œil après traitement laser [175]. Enfin, il est important de mentionner que lors de chirurgies de l'œil, le traitement laser fs dans l'infrarouge peut générer une lumière visible (supercontinuum), et altère ainsi les exigences de sécurité rétinale [161], étant plus sensible à la lumière visible, en particulier le vert. La nouvelle technique laser est d'un grand intérêt puisqu'elle élimine la génération de supercontinuum.

4.4 Montage expérimental (Article 1, 2 et 3)

4.4.1 Montage de fabrication laser Fabulas

À l'aide d'une subvention de 4 millions de dollars de la Fondation Canadienne pour l'Innovation, le Laboratoire de Concepts Avancés en Photoniques, sous la supervision du prof. Raman Kashyap, a conçu et mis en fonction un laboratoire d'écriture laser nommée Fabulas (voir Figure 4-6). Il permet l'utilisation de 14 lasers différents pouvant être acheminés indépendamment à l'aide de miroirs (montés magnétiquement pour les changer en fonction de la longueur d'onde utilisée) vers deux stations d'écriture de précision nanométrique. Les deux stations sont placées sur un bloc de marbre d'une tonne placé sur un système à billes de compensation d'expansion thermique entre le bloc et la table optique pneumatique, afin de limiter les vibrations. La table est aussi placée dans une chambre « mini salle grise » où un filtre HEPA garde une pression positive afin de limiter les poussières sur les éléments d'optique. Une des stations est optimisée pour l'écriture dans les fibres optiques. Elle permet une écriture très précise dans le cœur de la fibre sur 1 mètre de long à l'aide d'un système d'interférométrie et de caméras. L'auteur a travaillé sur la fabrication de réseaux de Bragg ultra-long à l'aide de cette station [176].

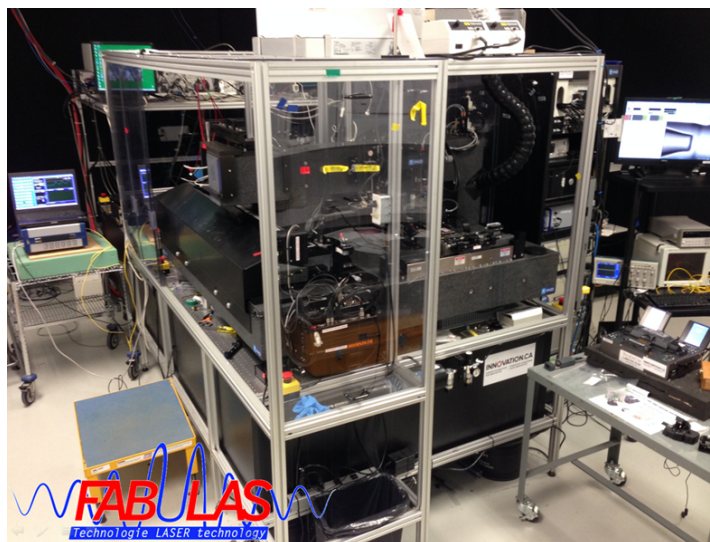


Figure 4-5 : Laboratoire d'écriture laser Fabulas. 14 différents lasers sont acheminés indépendamment à deux stations d'écriture de précision nanométrique (une en 1D pour fibres optiques et une en 3D).

L'autre station, qui est à l'origine des résultats de cette thèse, permet l'écriture en 3D ($30 \times 30 \times 10$ cm) avec une vitesse de scan maximale de 300 mm/s. La Figure 4-7a présente le chemin optique (ligne blanche) du laser Altos Pharos (1) jusqu'à la station d'écriture 3D (Figure 4-7b(9)). Le faisceau laser traverse un expandeur de faisceau (2) afin de remplir adéquatement la lentille de focalisation (8). Il traverse ensuite un système de contrôle de puissance automatisé incluant une lame demi-onde motorisée (3), un prisme polariseur par séparation de faisceau (4) et un wattmètre (*powermeter*) optique avec retour d'information (*feedback*) (5). Ensuite, il traverse un obturateur (6) ainsi qu'une lame quart d'onde ou demi-onde (7) (interchangeables magnétiquement) afin de choisir la polarisation du faisceau.

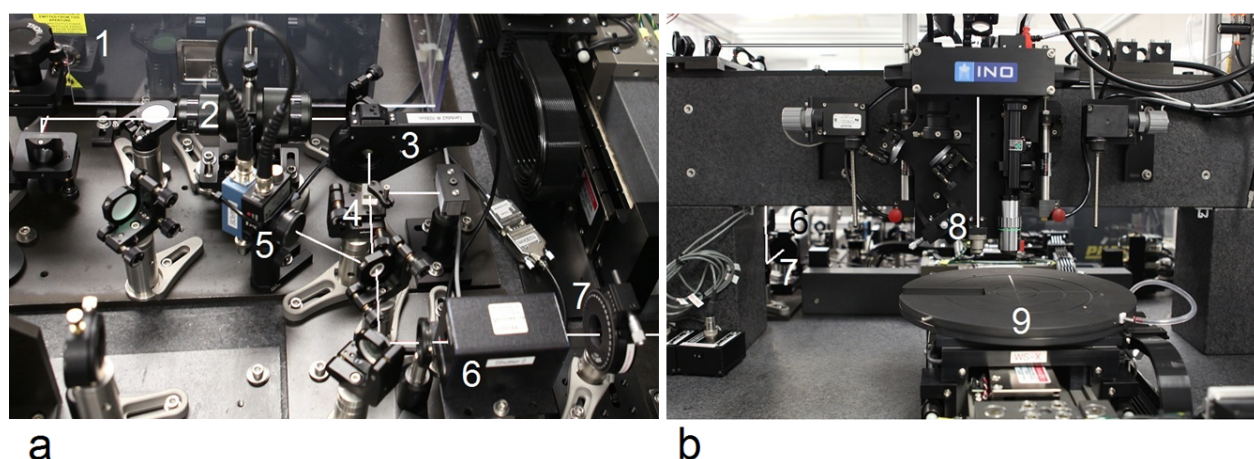


Figure 4-6 : Station d'écriture laser. a: Chemin optique avec éléments optiques. b: Plateau motorisé pour traitement tridimensionnel à résolution nanométrique.

Afin de fabriquer des guides d'ondes de haute qualité et de façon répétable, la forme du faisceau focalisé est cruciale. Premièrement, le profil du faisceau laser (habituellement Gaussien) doit être symétrique par rapport à l'axe optique, ce qui est généralement le cas pour des lasers professionnels. Celui-ci peut être mesuré à l'aide d'un CCD ou d'un profileur de faisceau utilisant la technique *knife-edge*. Deuxièmement, le faisceau doit être parfaitement parallèle et centré avec la lentille de focalisation. Pour réaliser cette tâche, il faut nécessairement utiliser deux miroirs cinématiques suivis de deux iris dont leur axe se confond avec celui de la lentille, en alignant itérativement le premier miroir avec le premier iris ainsi que le deuxième miroir avec le deuxième iris, ce qui est aisé à l'aide d'équipement standard sur une table optique. Notons que les deux iris doivent être placés le plus loin possible l'un de l'autre pour augmenter la précision. Cependant, sur une station faite sur mesure telle que montrée à la Figure 4-7b, ce n'est pas si

simple. L'un des iris peut être installé sur le support à lentille, mais l'espace ne permet pas l'installation d'un autre iris sur le même axe. De plus, puisque le Fabulas utilise plusieurs lasers différents (le changement des miroirs est fréquemment requis), une méthode d'alignement efficace est donc primordiale.

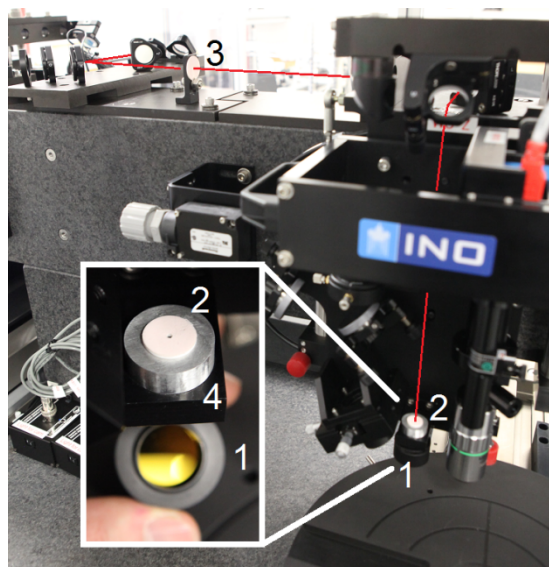


Figure 4-7 : Méthode d'alignement laser efficace sur un montage d'écriture laser.

La Figure 4-8 montre un système d'alignement optimal pour ce genre de station d'écriture. L'élément crucial est un miroir (1) vissé au lieu de la lentille à l'aide d'un adaptateur (disponible chez Thorlabs). Cela permet d'utiliser la superposition du faisceau incident avec sa réflexion comme méthode d'alignement, et ce tout au long du chemin optique. Un iris (2) peut donc être placé juste au-dessus du soutien à lentille (4). L'iris est fait d'une pièce métallique cylindrique usinée sur mesure, comme un bouchon qui entre et épouse parfaitement le trou où l'on visse la lentille. La pièce peut donc être enlevée et remise rapidement. Un disque fluorescent est collé sur cette pièce afin d'aligner le faisceau au centre. Un autre iris fluorescent (3) est placé le plus loin possible mais accessible à la main pour procéder aux itérations rapidement. À cause de l'utilisation de la réflexion, une attention particulière doit être prise de toujours laisser au moins un des deux iris dans le chemin optique, pour couper la majeure partie de la puissance du laser (qui devrait être basse pour l'alignement) afin d'être sécuritaire et aussi d'éviter que la puissance laser retourne dans la source laser lorsque le faisceau devient très aligné.

Le Tableau 4-2 présente la gamme de paramètres accessibles des deux lasers utilisés dans cette thèse ainsi que les paramètres d'écriture.

Tableau 4-2 : Paramètres d'écriture laser

Modèle du laser	Altos Pharos	Fianium FP1060-2 μ J-fs
Longueur d'onde	1030 nm	1060 nm
Largeur d'impulsion	< 300 fs	< 500 fs
Puissance moyenne	8 W	2 W
Taux de répétition	1 à 616 kHz	1 à 1000 kHz
Énergie de l'impulsion	Max 200 μ J	2 μ J
Vitesse d'écriture	0 à 300 mm /s	
Polarisation	Parallèle ou perpendiculaire au guide d'ondes, ou circulaire	
Lentille de focalisation	NA = 0.1 à 1.4	
Autres paramètres	Profondeur d'écriture (limitée par la longueur focale), profile du faisceau, nombre de scans.	

4.4.2 Montage et équipement d'analyses

Cette section présente les principaux équipements utilisés pour analyser les guides d'ondes fabriqués. Après l'écriture, les échantillons sont polis à l'aide d'une polisseuse (Ultratec ULTRAPOL End & Edge Polisher) et de plusieurs feuilles à grains de 30 à 0.1 microns. Comme présentés à la section 2.4, les principaux paramètres d'un guide d'ondes sont les pertes de propagation optiques, les dimensions, l'ouverture numérique (NA) ainsi que les modes optiques qu'il soutient à une certaine longueur d'onde. Ces paramètres sont mesurés à l'aide de la station d'analyse présentée à la Figure 4-9.

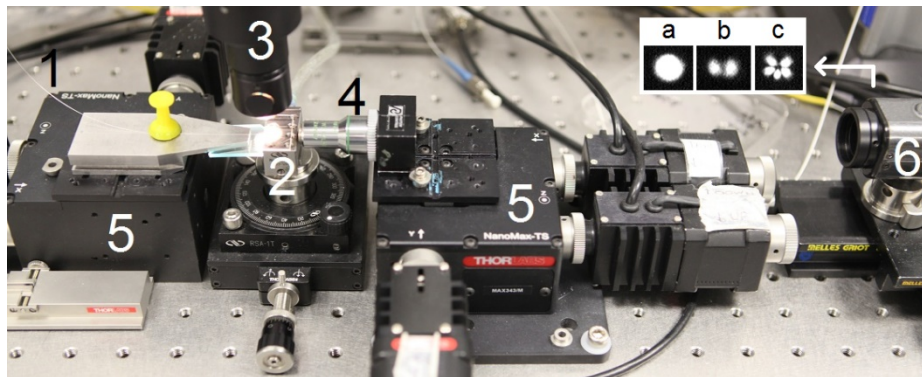


Figure 4-8 : Station d'analyse de guides d'ondes. 1 : Couplage de la lumière laser dans l'échantillon (2) par une fibre optique. 3: Microscope. 4: Lentille. 5: Plateaux motorisés à 3 axes. 6: Caméra CCD utilisée pour analyser le profil des modes optiques : a, b et c.

Dimensions physiques. Les dimensions sont simplement mesurées à l'aide d'un microscope optique en photographiant une vue du haut ainsi que la facette du guide d'ondes. La Figure 5-2 de l'Article 1 en montre un exemple. Il est généralement aisé de différencier la région focale (où l'absorption non-linéaire domine) de la zone d'accumulation de chaleur.

Modes de propagation optiques. À la sortie d'un guide d'ondes, deux zones distinctes de diffraction peuvent être mesurées : la zone des champs proches (zone de Fresnel) et la zone des champs lointains (zone de Fraunhofer). Si une feuille est placée à la sortie du guide, le patron d'interférence à la distance de la feuille est observé, ce qui est en champ lointain. La mesure des modes de propagation du guide se fait en champ proche, à moins de la longueur d'onde de distance de la sortie du guide. Pour se faire, une lentille, dont la focale est exactement placée à la sortie du guide (voir Figure 4-9(4)), peut être utilisée et l'image est captée par une caméra CCD (Figure 4-9(6)). L'encadré de la Figure 4-9 présente les modes LP_{01} en (a), LP_{11} en (b) et ce qui semble être LP_{31} en (c) avec une section manquante probablement due à l'asymétrie du guide. Ces modes mesurés expérimentalement peuvent être comparés à ceux simulés à la Figure 2-6, de la section 2.4.3 qui résume la théorie des modes.

Pertes optiques. Lorsqu'un composant d'optique intégré, tel un guide d'ondes, est introduit dans un système optique, il introduit une perte d'insertion. Cette perte totale d'insertion inclut les pertes de Fresnel (dus à la réflexion à l'entrée et à la sortie du guide), de couplage et de propagation. Après avoir poli l'échantillon, les pertes de Fresnel peuvent être diminuées en utilisant une huile d'adaptation d'indice de réfraction. Les pertes de couplage obtenues avec une fibre optique peuvent être réduites en utilisant des systèmes d'alignement 6 axes de haute précision et l'utilisation de lentilles adéquates pour coïncider la taille du spot et la NA du guide d'ondes. Les pertes de propagation (en dB/cm) sont caractéristiques du guide d'ondes et dépendent de la longueur d'onde utilisée. Typiquement, 0.1 à 1 dB par facette est enlevé aux pertes totales d'insertion afin d'obtenir une approximation des pertes de propagation, en divisant par la longueur du guide. Notons que ces pertes sont mesurées à l'aide d'un wattmètre placé au lieu de la caméra CCD (Figure 4-9(6)). Notons aussi qu'une fibre optique peut être placée à la sortie du guide d'onde et connectée à un analyseur de spectre optique (OSA) afin d'obtenir les pertes en fonction de la longueur d'onde utilisée. Cette méthode avec l'OSA est utilisée pour analyser le thermomètre fabriqué dans l'Article 1 (voir Figure 5-4(c)).

La méthode la plus précise pour mesurer les pertes de propagation est appelée en anglais *cutback method*. Elle consiste en la mesure des pertes totales d'un échantillon, de le couper et de mesurer à nouveau les pertes en utilisant les mêmes conditions de mesure et de couplage. La différence de perte en dB divisée par la longueur coupée donne la valeur exacte des pertes de propagation en dB/cm. Pour assurer la précision, l'expérience doit être réalisée quelques fois afin d'éviter toute altération des conditions de couplage, e.g. la formation d'une rayure vis-à-vis le guide lors du polissage. Notons que cette méthode est utilisée avec modération puisqu'elle est destructive.

Une troisième méthode est l'utilisation d'un réflectomètre de diffusion optique (OBR pour *Optical Backscatter Reflectometer* en anglais), qui peut mesurer les défauts et pertes en tout point spatial d'un guide d'ondes à l'aide d'*optical time-domain reflectometry*. Bien que ce ne soit pas une méthode destructive, de longs échantillons (> 10 cm) sont nécessaires pour bien évaluer les pertes de propagation, à cause des artéfacts générés par les réflexions à l'entrée et à la sortie du guide d'ondes. Notons qu'une précaution spéciale doit être prise lorsque le dispositif optique génère beaucoup de pertes et que la lumière réfléchie et mesurée par l'OBR est basse : le bruit de l'OBR peut être plus élevé que la lumière réfléchie et les mesures peuvent donc être falsifiées. Dans ce cas, pour reconnaître si la mesure provient de la lumière diffuse ou du bruit, plusieurs mesures doivent être réalisées. Si le résultat est exactement le même à chaque position du guide pour toutes les mesures, cela est un bon résultat qui provient bien de la lumière diffuse, sinon, la mesure provient du bruit. L'Article 1 explique et utilise ces trois méthodes de mesures des pertes de propagation optiques.

Ouverture numérique (NA) et variation d'indice. L'ouverture numérique peut être simplement mesurée à l'aide de l'équation $NA = \sin \theta$ et d'une photodiode, comme le montre la Figure 4-10.

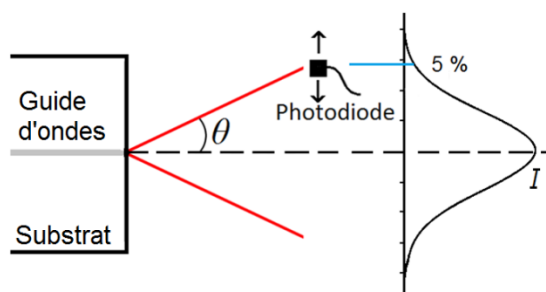


Figure 4-9 : Mesure de l'ouverture numérique d'un guide d'ondes à l'aide d'une photodiode.

À l'aide d'un plateau micro-contrôlé, la photodiode doit tout d'abord être placée à quelques centimètres du guide et à l'endroit où l'intensité est la plus élevée en la déplaçant perpendiculairement à l'axe du guide. Notons que, pour une meilleure précision, un trou de quelques microns devrait être placé juste devant la photodiode. La photodiode doit alors être déplacée dans un axe jusqu'à ce que l'intensité I soit à $\sim 5\%$ de sa valeur maximale. La distance déplacée divisée par la distance initiale entre la photodiode et le guide d'ondes donne l'ouverture numérique.

À l'aide de l'équation (2-10) obtenue à la section 2.4.2 :

$$NA = \sqrt{n_2^2 - n_1^2}, \quad (4-8)$$

une bonne approximation de la variation d'indice $\Delta n = n_2 - n_1$ peut être obtenue. Notons que cette méthode est beaucoup plus simple et moins dispendieuse que les autres méthodes usuelles, telles la réflectométrie [115, 116], la réfraction du champ proche [117], l'interférométrie par contraste de phase et l'ellipsométrie [118, 119].

CHAPITRE 5 ARTICLE 1 – MAKING SMART PHONES SMARTER WITH PHOTONICS

Article publié en 2014 dans *Optics Express* de la maison d'édition *Optical Society of America (OSA)*.

5.1 Authors

Jerome Lapointe,^{1,3,*} Mathieu Gagné,^{1,3} Ming-Jun Li,⁴ and Raman Kashyap^{1,2,3}

¹*FABULAS Laboratory, Department of Engineering Physics, Polytechnique Montreal, C.P. 6079, Succ. Centre-ville, Montreal H3C 3A7, Canada*

²*Poly-Grames Research Center, 2500, Chemin Polytechnique, Montreal H3T 1J4, Canada*

³*Department of Electrical Engineering, Polytechnique Montreal, C.P. 6079, Succ. Centre-ville, Montreal H3C 3A7, Canada*

*Corresponding author: jerome.lapointe@polymtl.ca

5.2 Abstract

Smart phones and tablets have become ubiquitous. Corning[®] Gorilla[®] Glass is well-known to provide durability and scratch-resistance to many smartphones and other mobile devices. Using femtosecond lasers, we report high quality photonic devices, such as a temperature sensor and an authentication security system, we believe for the first time. It was found that this kind of glass is an exceptional host for three dimensional waveguides. High quality multimode waveguides are demonstrated with the lowest measured loss value (0.027 dB/cm loss) to our knowledge in any glass using fs laser inscription. High quality (0.053 dB/cm loss) single-mode waveguides have been also fabricated using a fs laser scan speed of 300 mm/s, the fastest fabrication speed reported to date. The longest high quality waveguides (up to 1m) are also reported. Experiments reveal that Gorilla Glass seems to be an ideal glass to write waveguides just below the surface, which is of great interest in sensing applications.

5.3 Introduction

Many people have seen Corning's video: *A Day Made of Glass*, recently launched on Youtube [177]. Corning® shows how the future can be seen using glass. According to them, Touch Screens will be everywhere. In particular, they envision transparent smart phones and tablets. Even today, many transparent displays have been fabricated using different technologies and several photonic devices have been made using transparent materials. To initiate the path to transparent smart phones, photonic devices must be fabricated in the glass protecting the display. Most smart phones and tablets use Corning Gorilla® Glass as a protective screen due to its excellent mechanical and optical properties. This paper demonstrates the first high quality waveguides fabricated in this glass type using femtosecond (fs) lasers. Moreover, we found that Gorilla Glass is currently the most suitable material for laser writing of waveguides, especially for 3D devices. This is of great interest in prototyping photonic devices, and opens the door to high density optoelectronic integration directly in it.

Presently, the number of devices and tools in smart phones are limited by their size. Some electronic devices may be integrated in the glass screen in order to allow for more space in the smart phone, which could in turn host more tools, and indeed, as we will show, novel optical devices can also be integrated in the screen. In this paper, some photonic devices are proposed and demonstrated, and their fabrication described.

5.4 Waveguides in smart phone screens

A few technologies are currently available to fabricate waveguides in glass. It is, however, believed that laser writing is the best process for this application. First, waveguides fabricated using lasers are invisible to the naked eye, as seen in Figure 5-1. Their fabrication can be easily included as part of the manufacturing steps of any smart phone currently on the market. Laser writing is a very simple, quick and cheap process: the waveguide fabricated in Figure 5-1 took less than 10 seconds to write. Programming codes for the 3-axes motorized stages to set the waveguides path is quick, easy and is a one-step process. No additional cost from the initial laser writing setup is needed. On the other hand, waveguide fabrication techniques such as ion exchange or the in-diffusion process [21-27], are achieved with phase masks and numerous expensive steps of photolithography inside clean room facilities. Ultimately, laser writing is the

only technology which allows 3D waveguides to be inscribed, a very valuable capability for smart phone applications as it permits stacking of device layers.

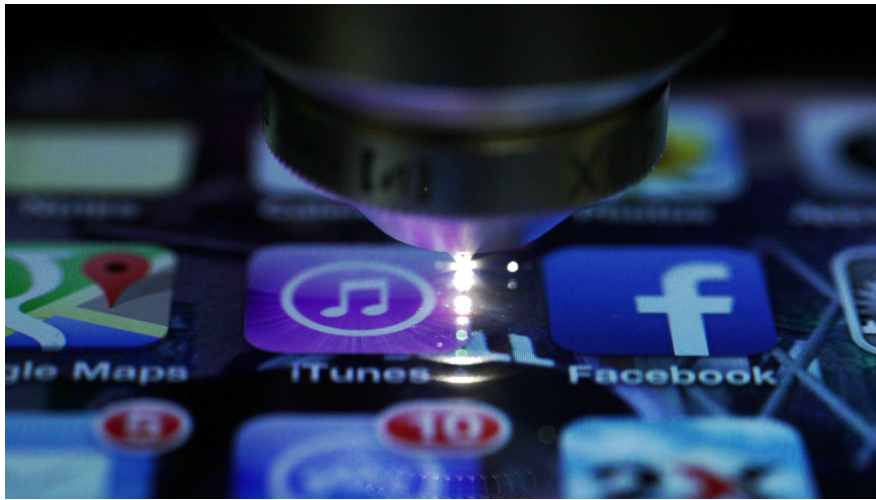


Figure 5-1 : Laser writing of a photonic device in a smart phone screen. The photograph shows that the waveguide (a horizontal line from the left side) cannot be seen by the naked eye. The white light comes from the plasma generated by the nonlinear absorption of the focused laser.

Following the pioneering work by Hirao's group [29, 67] in 1996, many studies have been published on femtosecond laser writing of optical waveguides in different types of glasses. To date, the lowest loss glass waveguide ever created using a fs laser was reported by Hirao *et al.* in 1998, achieving ~ 0.1 dB/cm at a wavelength of 800 nm [104]. Another notable report was conducted by Eaton *et al.* in 2005, with ~ 0.2 dB/cm of measured loss at a standard telecommunication wavelength of 1550 nm. This loss is unfortunately far too high for a number of applications, since it is an order of magnitude higher than that achieved with other techniques [178], and therefore remains a real barrier to their deployment and use.

Nonlinear absorption in transparent materials occurs via multi-photon interactions at intensities in the vicinity of 10^{13} W/cm², which for an impulse of 100 fs corresponds to energy densities of about a J/cm² [41]. Around this energy density, light is seen from the generated plasma, as shown in Figure 5-1, and a photo-induced refractive index change occurs. When focusing lower energies, there is no nonlinear absorption and no material alteration or plasma is observable. Higher energies result in internal cavities or direct material ablation. Thus, there are parameters which need to be optimised to induce waveguides. Fabricating waveguides using femtosecond lasers is simple: an fs laser with an average power of ~ 1 W, a focusing lens and a 3-

axes motorized stage are the three basic components required. However, there are several parameters to tune: power, wavelength, repetition rate, pulse width, focusing lens (beam waist size), scan speed, number of scan, polarization, beam shape, depth of writing, etc. The combination of all these parameters produces a large number of writing conditions, from which a recipe that produces the best results has been determined by examining a large number of fabricated waveguides.

5.5 Experimental results

5.5.1 Low loss waveguides

Following our previous preliminary results on writing waveguides in Gorilla Glass [179], thousands additional waveguides were written using different parameters: writing power was varied from 200 to 1000 mW, the repetition rate from 300 to 1000 kHz, the scan speed from 0.1 to 300 mm/s, with a depth of writing up to 300 μm , using a 40 $\times$ (NA = 0.55) or 60 $\times$ (NA = 0.65) lens. All of the waveguides were fabricated in a single laser scan. Two fs lasers were used: a 1030 nm wavelength Altos Pharos laser, and a 1064 nm wavelength, Fianium FP1060-2 μJ -fs laser. The best overall recipe to achieve the lowest loss waveguides was found using the Pharos laser with a power of 600 mW, a repetition rate of 600 kHz, a pulse width of 300 fs, a 40 $\times$ focusing lens with a numerical aperture (NA) of 0.55, in a single scan at a speed of 10 mm/s with circularly polarized light. The waveguide was fabricated 150 μm under the surface of the glass. This particular waveguide exhibited a loss of 0.027 dB/cm at 1550 nm. To our knowledge, this is the lowest loss ever measured through a fs laser fabricated waveguide (see section 4 for details on loss measurement). The waveguide is shown in Figure 5-2a. The external region has dimensions of $50 \times 67 \mu\text{m}$ and the internal region, of $13 \times 44 \mu\text{m}$. It is believed that the internal region is mainly formed by the pulse's electric field and the external region by the heat accumulation and thus, stress relief. The modes supported by this multimode waveguide seem to be LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} and LP_{41} . The near-fields give mode sizes of approximately $25 \times 32 \mu\text{m}$, which suggest that the fundamental mode travels through the internal region and the higher modes through the external region.

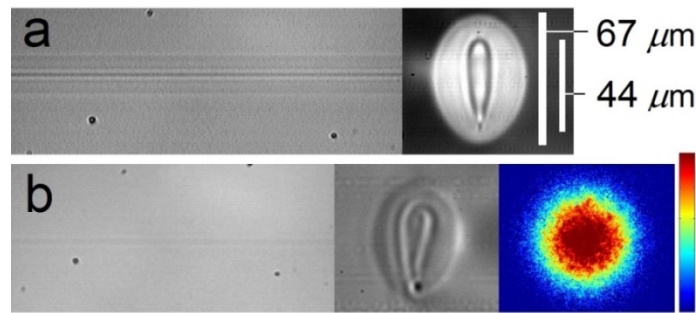


Figure 5-2 : Waveguides in Corning Gorilla Glass fabricated using a fs laser writing technique. Top and facet views of the 0.027 dB/cm loss multimode waveguide (a) and the 0.053 dB/cm loss singlemode waveguide (b). The near-field of the single-mode waveguide is also shown.

Certain applications need to use single-mode waveguides to avoid mode mismatch. An interferometer based temperature sensor that will be discussed later, is an example. In order to reduce the number of guided modes, two standard parameters need to be controlled: the refractive index difference between the core and the cladding, Δn , of the waveguide, and the waveguide core diameter, so that the v -value for a waveguide in a cylindrical geometry remains below 2.405 [180]. Curved or waveguides with bends, which are important for future applications, generate higher losses when the Δn is low. It is also not easy to control and measure the refractive index change from the fs laser interaction. On the other hand, the waveguide diameter is easily seen under the microscope. To reduce the diameter, one can reduce the power or increase the speed of laser scan. Reducing the power was not a practical solution in our case as the power needed to obtain nonlinear absorption is too high. The repetition rate of the laser Altos Pharos can be set between 1 kHz and 600 kHz. The scan speed needed to make a single-mode waveguide was found to be too high, thus the distance between two laser pulses was found to be too long and, therefore, the refractive index change induced in the glass was periodic: i.e. instead of a waveguide, there was a periodic change in refractive index. Note that this phenomenon can be used to fabricate Bragg gratings [181, 182]. Single-mode waveguide fabrication was also possible using the Fianium fs laser due to its higher repetition rate compared to the Altos. The best single-mode waveguide was fabricated using the following parameters: power of 630 mW, repetition rate of 1 MHz, pulse width of 500 fs, 40 $\times$ focusing lens with a numerical aperture (NA) of 0.55, one scan at a speed of 300 mm/s with a circularly polarized light. The waveguide was located 150 μm under the surface of the glass. This waveguide exhibits a loss of 0.053 dB/cm; again, to our knowledge, the lowest loss ever measured for a single-mode waveguide fabricated using fs laser

inscription. It is also the fastest fabrication process among all the existing methods reported so far [183].

Figure 5-2b shows the single-mode waveguide. The size of the external region of the waveguide is $\sim 37 \times 53 \mu\text{m}$, which is significantly smaller than for the multimode waveguide. The size of the internal region is $\sim 13 \times 35 \mu\text{m}$, similar to that found in the multimode waveguide. The circular near-field mode profile diameter is $11 \mu\text{m}$, which confirms that the light is confined only in the internal region. Note that all the waveguides we fabricated had an oval shape. Nevertheless, a circular shape may be achieved by using a cylindrical lens [151, 160] or a slit [154, 184] which generates an elliptic beam just before the focusing lens. In addition, a low loss multimode waveguide written using the Fianium laser with the same parameters used with the Pharos laser at a scan speed of 10 mm/s gave a measured loss of only 0.08 dB/cm .

To prove that these results can be reproduced on tablets and other larger multimedia devices, 30 cm long straight waveguides were fabricated in Gorilla Glass using the same three recipes. Identical losses were measured. To our knowledge, these are the longest straight waveguide ever fabricated using a fs laser. Using the 0.027 dB/cm loss recipe, we fabricated a one-meter-long curved waveguide. This waveguide has an “S” shape: first in a straight line of 25.1 cm , followed by a half circle of radius 4.75 cm , a straight line of 20.1 cm , then another half circle with a radius of 4.75 cm and finally a straight line of 25.1 cm . This waveguide is the longest curved waveguide ever fabricated. The total measured loss was 24 dB . From this we can obtain the loss generated by the curve to be 0.38 dB/cm , which is significantly higher than for the straight waveguides. The average loss for the 1 m long waveguide was still only 0.24 dB/cm .

We also fabricated a few simple devices in Gorilla Glass ($50\%/50\%$ coupler, $75\%/25\%$ coupler, 1×2 and 1×4 splitters) and all resulted in an additional loss of less than 0.5 dB over the entire device. The curvature needed to separate two waveguides requires a deviation of only $100 \mu\text{m}$ over a certain distance needed to form the couplers which only generates relatively low loss. However, certain applications such as loop cavity resonators or Sagnac interferometers need a curve over a relatively long distance. Note that the Sagnac interferometer is used to measure angular velocity [185, 186], which is of great interest for mobile multimedia devices. Even if 3D laser writing allows helical waveguide where the number of loops, N , multiplies the Sagnac effect per turn, small multimedia devices still need tight bends. For this purpose, we studied the loss as

a function of radius of curvature. For a 5 cm radius of curvature, we obtained 0.7 dB/cm, for 4 cm: 1.2 dB/cm and for 3 cm: 2.4 dB/cm. All of these were measured over a quarter circle. These results show that there is a great opportunity for improvement. Increasing the refractive index of the waveguide would solve this issue. It is believed that inducing lower refractive index on either side of a waveguide using higher laser power (which would compress the waveguide) may prove to be a solution. However, this may be visible to the naked eye. Nevertheless, this method could be a solution in the glass surrounding the display area.

5.5.2 Explanation of the low loss in Gorilla Glass waveguides

The intriguing question raised with the measurements in our waveguides is: why is the loss so low? We propose that the induced index change in Gorilla Glass is highly dependent on the high internal stress of the Gorilla Glass. Rather than being a simple damage induced refractive index change, stress relief as in the case of type IIA index change in fiber Bragg grating could also participate in the process [187, 188]. In the case of the fiber, accumulated stress between the core and the cladding of certain types of fiber is released during grating inscription, inducing a negative index change around the core, allowing much stronger index modulation. In the present case, stress relief would induce a lower index region around the waveguide that would further enhance the guiding properties without the need of higher laser power which creates defects. This could explain the significantly lower loss induced in Gorilla Glass compared to other glasses.

We also propose that low loss waveguides in Gorilla Glass could be due to the quality of the core-cladding interface. Interface roughness generates losses as roughness induces scatter. It is believed that the alkali (potassium) ions in the Gorilla Glass soften this interface by filling in the irregularities. The two assumptions put henceforth, however, require confirmation with further investigation. Precise determination of the refractive index profile of the two waveguide section areas (parallel and perpendicular) could possibly help confirm our model. This higher loss is similar to the best value obtained in the literature and shows that the alkali layer has certainly an effect on the waveguide quality. The depth of the alkali layer and its compression can be modified as a function of time and temperature of the chemical process. An opportunity for improvement should therefore be possible.

5.5.3 Three dimensional and surface waveguides

Three dimensional laser writing provides the possibility to fabricate compact devices. A compressed strong layer each side of the Gorilla Glass protects the glass from ablation and allows waveguide writing closer to the surface. Figure 5-3 shows the facet view of waveguides written close to the surface of Gorilla Glass [Figure 5-3(c and d)] as well as standard Corning 0215 soda-lime glass [Figure 5-3(a and b)], using the same writing conditions. Note that soda-lime glass is probably the most commonly manufactured glass, as it is used to make windows, bottles and numerous of other commercial products. Even 25 μm below the glass surface, the Gorilla Glass does not show any difference from deeper written waveguides [Figure 5-3c]. On the other hand, soda-lime glass cracks easily and ablates [Figure 5-3a]. Even when the top of the waveguide touches the glass surface, the Gorilla Glass waveguide is in good condition showing only 5% higher measured loss [Figure 5-3d], while ablation occurs in soda-lime glass [Figure 5-3b]. Note that for optimizing waveguides at different depths of writing, the writing parameters must be optimized slightly [156]. Figure 5-3(f and h) are the circular near-field mode profiles of the surface waveguides shown in Figure 5-3(c and d) respectively. To see how close to the surface those near-field modes are, higher laser power has been launched in the waveguides, see Figure 5-3(e and g). We were unsuccessful in writing waveguides in soda-lime glass so close to the surface. Writing always resulted in cracking of the surface. These experiments reveal that Gorilla Glass seems to be an ideal glass to write waveguides just below the surface, which is of great interest in sensing applications.

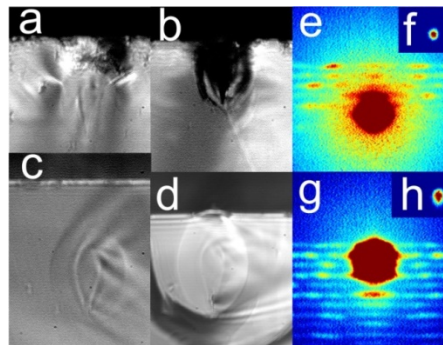


Figure 5-3 : Facet view of waveguides written close to the surface of standard Corning 0215 soda-lime glass (a and b) as well as Gorilla Glass (c and d), using the same writing conditions. a and c: 25 μm under the surface. Near-field mode profiles of the Gorilla Glass waveguides 25 μm under the surface (e and f), and touching the surface (g and h).

5.5.4 Temperature sensors in Gorilla Glass

Our first complete device fabricated in Gorilla Glass was a Mach-Zehnder interferometer (MZI) based temperature sensor. This very precise device is well known and has already been fabricated in different glasses using lasers [41], however none with laser written, *low loss* waveguides. The MZI is made of a straight waveguide and another curved waveguide as shown in Figure 5-4 (a and b). The optical path difference between the two arms is $nd = 480 \mu\text{m}$. A part of the MZI output spectrum at room temperature is shown in Figure 5-4c. The light intensity at the output of an MZI is calculated using the following formula:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{2\pi nd}{\lambda}\right), \quad (5-1)$$

where I_1 and I_2 are the light intensities in the two MZI arms. The thermal expansion coefficient of the Gorilla Glass is $9.1 \times 10^{-6} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$ [189], which is about nine times that of the silica [86]. This means that the intensity change at the output is the same as a silica based device but in a smaller footprint. Using Eq. (5-1), the thermal coefficient and the path difference, we can obtain the wavelength shift in the spectrum. The red dashed curve in Figure 5-4b is the theoretical spectrum after increasing the temperature by 10°C . The theoretically calculated values seem to agree with the experimental measurements, which were made using a heat gun; therefore, the precise setting of temperature was not easy to obtain. This wavelength shift can be easily obtained by measuring the output power from a monochromatic light source.

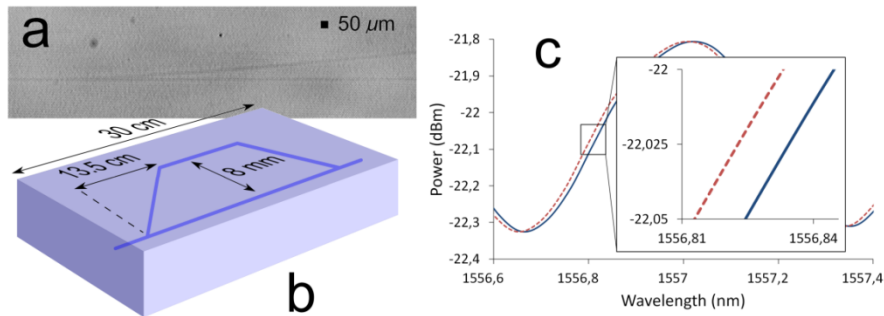


Figure 5-4 : (a) Top view of the splitting part at the MZI entrance. (b) Schematic of the MZI. (c) Spectrum of the MZI at 22°C (full blue curve) and at 32°C (red dashed line).

The MZI precision can be enhanced by increasing the contrast, also called visibility v , of the fringes at the output:

$$v = \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2}, \quad (5-2)$$

To maximize the visibility, the intensity in the two MZI arms must be identical. To obtain this result, the MZI input coupler [Figure 5-4a] should be symmetric. An application of this temperature sensor could be to detect overheating in a mobile multimedia device. In our current demonstration, the MZI is very long (almost 300mm); despite this, the loss is sufficient low for the device to operate easily. It is, of course, possible to make the device much smaller for *Smart Phone* applications.

5.5.5 Authentication security system for smart phones

We also fabricated another device that we believe could be useful for future mobile devices. The illegal cloning of smart cards is increasing and becoming routine and widespread by scanning using non-contact means. The trend in smart phones technology is to integrate features from different technologies (internet, camera, telephony...) and authentication will most likely be included in futures high end smart phones. Therefore, to further improve security, biometrics such as eye or finger print scanning technology can be used to add another level of security, however, these schemes may prove to be too complicated to become mainstream in the hardware of devices.

We propose a simple technique which can be integrated into a smart phone to improve authentication security. In our scheme, smart phone identification is based on simple optically encoded information in the screen of a cell phone, using a unique waveguide written into it. The spatially encoded image integrated into the waveguide as will be discussed below, may be read out optically using an infrared camera. The encoded information can be randomly generated using random numbers. The bend radius, along with the higher associated loss, may also be used in conjunction with the encoded information for encryption.

We used a fluorescent sheet placed in front of a CCD camera to detect the infrared light scattered out of an encoded waveguide. This poor detector obliged us to fabricate a high scattering loss region to demonstrate the concept. Figure 5-5 shows the encoded equivalent of the standard emergency Morse code “SOS”: three dots, three dashes, followed by three dots. Each dot has been fabricated simply by pausing the laser at the relevant position for a second. The distance

between two consecutive dots is $200\text{ }\mu\text{m}$. On their own, these scattering dots can generate a large number of keys in a small area. Conservatively, for example, writing a dot (or not) every $100\text{ }\mu\text{m}$ could generate over 10^{15} different keys in a 1 mm^2 area. A total insertion loss of 10dB is estimated given a loss of 0.2dB/scattering point for the worst case of an all 1's key. Furthermore, the use of curved waveguides, splitters, Bragg gratings, wavelength-division multiplexers (WDM) and demultiplexers to separate the wavelengths, could render these keys very complex.

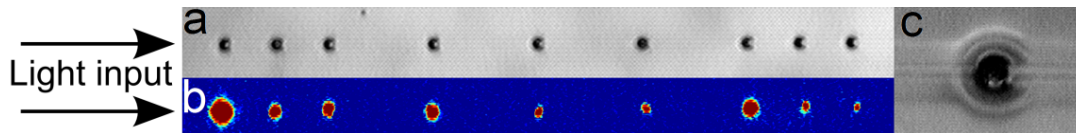


Figure 5-5 : a: Microscope top view of a waveguide with scattering spots. b: Infrared top view of the same waveguide when 1550 nm light is launched into it. These spots are made by focusing the fs laser for a second at a point. c: Zoom in of a spot showing the waveguide and the micro-hole created.

5.6 Methods for loss measurements and discussion

Three methods were used to make loss measurement to ensure accurate results. First, an optical backscatter reflectometer (OBR) from LUNA was used. The OBR sends a laser pulse and measures the light scattered back as a function of time, which is then converted into a time delay and therefore, position. Figure 5-6 shows the response of the OBR after sending a pulse in the 30 cm long multimode waveguide fabricated using the Pharos Altos fs laser. The first peak on the left is the light reflected from the connection between a single-mode SMF28 fiber and the 30 cm waveguide. The second peak, 30 cm further (at 5.78m), is the reflection from the end facet of the waveguide. Note that the two small peaks at around 5.7 m are always present regardless of the sample or material, implying that these peaks come from a mode mismatch or multiple reflections in the instrument. The smoothness of the waveguide response tells us that the losses come from scattering and not from defects or other non-uniformities.

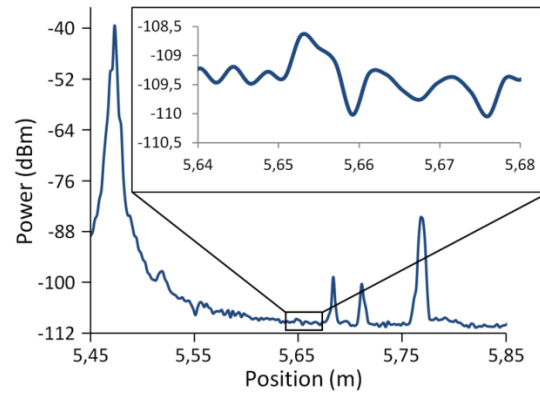


Figure 5-6 : Power response of the 30 cm multimode waveguide (with a loss of 0.027 dB/cm) using an optical backscatter reflectometer (OBR) as a function of the distance. The zoomed-in part is used to measure the loss of the waveguide.

If a material is homogeneous, which is the case for Gorilla Glass, the propagation loss in dB/cm can be obtained through the slope of the back-scatter curve. As the laser pulse from the OBR has a certain width, it has an effect before and after a connection, so that only devices longer than ~ 50 cm can be analyzed adequately. Our waveguide was not long enough to avoid the large artifact at the waveguide entrance. Therefore, the loss obtained was higher than the real value (measured by the cut-back method) but gives us a good approximation. A loss of 0.06 ± 0.04 dB/cm at 1550 nm was obtained by zooming-into the graph [Figure 5-6]. Note that the slope gives us twice the loss as the light passes twice through the waveguide due to the backscatter. Also the optical fiber used to couple the light in the multimode waveguide, can excite higher order modes and in turn generate additional loss.

The second technique used to measure loss was by the insertion loss of the entire waveguide - measuring the power at the input and subtracting the power at the output. Unfortunately, this method includes the Fresnel and the coupling loss. To minimize the coupling losses, a lens system was used in order to find the best numerical aperture (NA) for our waveguide. Figure 5-7 shows the loss and the additional modes that appear as the NA increases. With an NA of 0.25, each mode can be excited by simply altering the launch conditions and a loss of 0.23 dB/cm is measured. However, with a lower NA, the higher order mode LP_{41} disappears and the loss, surprisingly, reduces to between 0.1 and 0.15 dB/cm. By reducing the NA further to 0.045, we obtained even lower losses of 0.04 dB/cm, with only the LP_{01} and LP_{11} modes present. An approximation using the waveguide output light angle gives an NA of 0.03 ± 0.01 . To reach such

an NA, we used 150 microns diameter pin hole, which gave an NA of ~ 0.012 . Unfortunately, most of the light was blocked and the fluctuation on the powermeter increased. Therefore, for this measurement, a loss of 0.03 ± 0.02 dB/cm, is a best estimate. Note that no index matching oil can be used with the lens coupling technique; no anti-reflection coating was used on the polished facets either to eliminate the Fresnel losses. Depending on the polishing quality, ~ 0.1 to 1 dB/facet is usually subtracted from the total loss. To polish our samples, we used different polishing sheets down to a grit size of $0.3 \mu\text{m}$. The staircase shape of the curve shown in Figure 5-7 was seen in all waveguides fabricated using different laser writing parameters.

An approximation of the refractive index variation of the waveguide $\Delta n = n_2 - n_1 = 0.0003 \pm 0.0002$ (n_1 = cladding refractive index, n_2 = core refractive index) is calculated using the refractive index of the Gorilla Glass $n_1 = 1.503175$ [189] and the following formula:

$$NA = \sqrt{n_2^2 - n_1^2}. \quad (5-3)$$

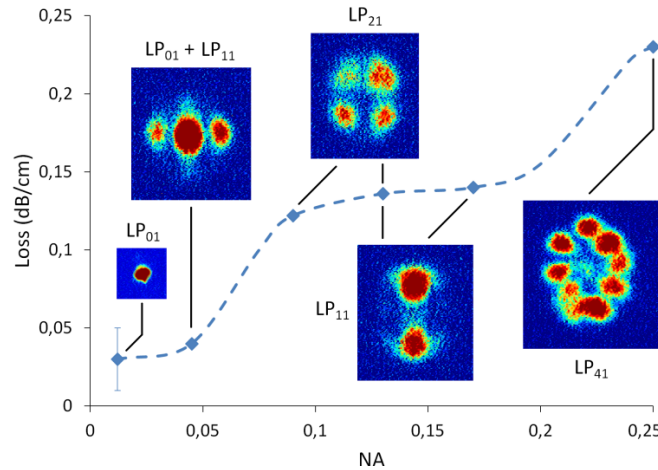


Figure 5-7 : Loss of the 30 cm multimode waveguide (with a loss of 0.027 dB/cm) with different launch NAs. More modes appear as the NA increases. At an NA of ~ 0.012 , only the LP_{01} mode is seen, and at an NA of 0.25 all modes are seen at the waveguide output by altering the launch conditions.

The third loss measurement method used is the well-known cut-back method. This method involves comparing the optical power transmitted through a long waveguide to the power transmitted through the shorter piece after cutting the waveguide. The loss in dB over the cut-off length gives the exact propagation loss excluding Fresnel reflections. A 300 mm long waveguide

was cut to a 230 mm and then to a 70 mm length. Using these two pieces and comparing each one to the 300 mm long waveguide, we obtained a loss of 0.027 dB/cm. This technique is known as the most accurate but is not usually used as it is destructive. However, this was not an issue for our team as the fabrication of waveguide using the laser is very fast. To avoid any polishing non-uniformities or other problems which could have affected the results, we repeated the measurement on two other samples and obtained similar results. In the literature, 10 to 50 mm long waveguides are usually fabricated and the cut-back technique is therefore not at all accurate. This technique becomes extremely powerful applied to our longer 30 cm long devices, providing very accurate data for the first time.

5.7 Conclusion

We have shown that it is possible to write very low loss waveguides in Gorilla Glass using fs laser pulse inscription, we believe, for the first time, achieving record propagation losses of $<0.03\text{dB/cm}$. We have demonstrated that there is a mode-dependent loss present in fs laser written waveguides for the first time. Exciting the lowest order mode gives the lowest loss for the waveguide, but with a low NA. It may be possible to improve the NA by the judicious use of the laser to embed lower refractive index regions close to the waveguide. The stress profile of the Gorilla Glass, appears to assist in the reduction of loss, which we believe is primarily due to enhanced scatter. Also for the first time, we believe we have shown that these waveguides may be written just below the glass surface in Gorilla Glass, probably assisted by the stress profile, not possible in other glasses due to ablation problems. Further, we have written ultra-long waveguides, up to 1m long in this glass, demonstrating the possibility of integrating photonic devices into multimedia glass, such as smart phones and displays. Indeed, the encoding of information, we believe, is also a novel technique for encryption in waveguides. Also demonstrated is an interferometric MZI device capable of sensing temperature in the same glass, opening possibilities of making the Smart Phone Smarter with Photonics (SPSP).

5.8 Acknowledgments

This research was supported by the Canadian Foundation for Innovation, the Govt. of Canada's Canada Research Chairs program and the Natural Sciences and Engineering Council of Canada's Discovery grants program.

CHAPITRE 6 ARTICLE 2 - TOWARD THE INTEGRATION OF OPTICAL SENSORS IN SMARTPHONE SCREENS USING FEMTOSECOND LASER WRITING

Article publié en 2015 dans *Optics Letters* de la maison d'édition *Optical Society of America (OSA)*.

6.1 Authors

JEROME LAPOINTE,^{1,2,*} FRANCOIS PARENT,^{1,2} ELTON SOARES DE LIMA FILHO,^{1,2}
SÉBASTIEN LORANGER,^{1,2} AND RAMAN KASHYAP^{1,2,3}

¹*FABULAS Laboratory, Department of Engineering Physics, Polytechnique Montreal, C.P. 6079, Succ. Centre-ville, Montreal H3C 3A7, Canada*

²*Poly-Grames Research Center, 2500, Chemin Polytechnique, Montreal H3T 1J4, Canada*

³*Department of Electrical Engineering, Polytechnique Montreal, C.P. 6079, Succ. Centre-ville, Montreal H3C 3A7, Canada*

*Corresponding author: jerome.lapointe@polymtl.ca

6.2 Abstract

We demonstrate a new type of sensor incorporated directly into Corning Gorilla glass, an ultraresistant glass widely used in the screen of popular devices such as smartphones, tablets, and smart watches. Although physical space is limited in portable devices, the screens have been so far neglected in regard to functionalization. Our proof-of-concept shows a new niche for photonics device development, in which the screen becomes an active component integrated into the device. The sensor itself is a near-surface waveguide, sensitive to refractive index changes, enabling the analysis of liquids directly on the screen of a smartphone, without the need for any add-ons, thus opening this part of the device to advanced functionalization. The primary function of the screen is unaffected, since the sensor and waveguide are effectively invisible to the naked eye. We fabricated a waveguide just below the glass surface, directly written without any surface

preparation, in which the change in refractive index on the surface–air interface changes the light guidance, thus the transmission of light. This work reports on sensor fabrication, using a femtosecond pulsed laser, and the light-interaction model of the beam propagating at the surface is discussed and compared with experimental measurement for refractive indexes in the range 1.3–1.7. A new and improved model, including input and output reflections due to the effective mode index change, is also proposed and yields a better match with our experimental measurements and also with previous measurements reported in the literature.

6.3 Introduction

In recent years, optical surface sensor technologies have advanced dramatically, mostly due to the increased availability of miniaturized, cost-effective light sources and detectors, advances in integrated waveguide optics, and the emergence of a range of novel detection schemes based on extensive research into biological and chemical receptors for specific applications [190]. The interaction of light with liquids, coupled with detection of fluorescence, absorption, refractive index (RI), surface plasmon resonance (SPR), or other optical properties can be exploited in a variety of sensor applications such as biomedical dosage, concentration or impurity analysis, and pollution monitoring [190].

Recent work has shown that it is possible to fabricate high quality see-through photonic devices in toughened glass, such as Corning Gorilla glass, used as a screen in most mobile devices [71]. The fabrication of low loss waveguides, a Mach–Zehnder interferometer (MZI)-based temperature sensor, and an authentication security system have been demonstrated using femtosecond pulsed lasers. The possibility of writing waveguides just below the surface without ablation, due to the high stress layer in the toughened glass, has also been demonstrated [71].

In this Letter, we describe fabrication of an invisible curved waveguide, reaching the surface of a smartphone-sized Gorilla glass. In our research, the RI of different liquids was then successfully measured using this waveguide.

The physical principles behind the functioning of our device are similar to many optical evanescent wave waveguide sensors for RI measurement, which have been extensively studied [170, 191–193]. However, other devices have relied on polishing the surface to access the waveguide. The schematic of our surface sensor, as well as a diagram of the light–surface

interaction in the sensing region, is shown in Figure 6-1. To test our device, 1550 nm wavelength light is coupled into the waveguide using a singlemode optical fiber butt-coupled to it. Note that there are several ways that light could be coupled into the smartphone glass-screen waveguide. One of these methods is using grating coupling at the input and output of the waveguide [121]. The light is guided to the surface, and a part of the evanescent wave depends on the RI of the outside environment. The power in the light that remains is then measured using an optical fiber and a power meter placed at the output of the waveguide at the output end of the smartphone glass screen.

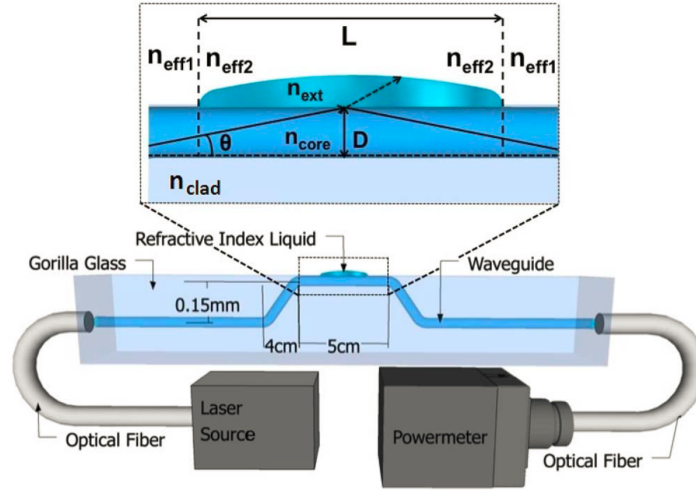


Figure 6-1 : Schematic of the RI sensor. Inset: diagram of the optical rays in the sensing region. Note that the refracted light (dashed arrow) occurs only when there is no total internal reflection (for $n_{\text{ext}} > n_{\text{clad}}$).

6.4 New numerical model, experimental setup and results

There have been various complex numerical methods for the investigation of waveguides such as the finite-element, the finite-difference, and the finite-difference time-domain methods [194]. However, incident light with different angles through a prism-coupling technique has been used to analyze single-mode waveguides [195, 196], and ray-optics approximation methods have been used extensively to analyze single-mode waveguides as well [197, 198]. Therefore, in this work, a ray-optics approximation was used to analyze our sensor.

To understand the relation between the power transmitted through the waveguide and the RI of the liquid, we used a well-known approach based on Fresnel coefficients [170, 191-193, 199].

These coefficients give the proportion of energy that is reflected or transmitted when an electromagnetic wave reaches an interface between two media with different RIs. Fresnel equations are written using the angle (θ) between the rays and the propagation axis [Eqs. (6-1) and (6-2)]:

$$r_{\perp}(\theta) = \frac{\sin\theta - \sqrt{\left(\frac{n_{ext}}{n_{core}}\right)^2 - \cos^2(\theta)}}{\sin\theta + \sqrt{\left(\frac{n_{ext}}{n_{core}}\right)^2 - \cos^2(\theta)}} \quad (6-1)$$

$$r_{\parallel}(\theta) = \frac{\left(\frac{n_{ext}}{n_{core}}\right)^2 \sin\theta - \sqrt{\left(\frac{n_{ext}}{n_{core}}\right)^2 - \cos^2(\theta)}}{\left(\frac{n_{ext}}{n_{core}}\right)^2 \sin\theta + \sqrt{\left(\frac{n_{ext}}{n_{core}}\right)^2 - \cos^2(\theta)}} \quad (6-2)$$

Here, $r_{\perp}$ and $r_{\parallel}$ are the amplitude reflection coefficient when light is polarized perpendicularly and in parallel to the plane of incidence, respectively. We can thus evaluate the reflection coefficient R for unpolarized light, given by Eq. (6-3):

$$R = \frac{|r_{\perp}|^2 + |r_{\parallel}|^2}{2}. \quad (6-3)$$

Since light is confined to the waveguide, the power in each ray in the waveguide depends on the angle θ . Based on the fact that the written waveguide is single mode and has a relatively good circular symmetry, we assume that the power for each ray at an angle θ is described by a Gaussian function, i.e., it is proportional to $e^{-\theta^2/2b}$, where b is related to the variance of the Gaussian distribution and characterizes the mode field diameter of the beam and is thus related to the waveguide's optical and physical properties. This value can be approximated by analyzing the shape of the mode in the near field at the waveguide output. Note that, since a cylindrical dielectric waveguide mode profile has a Bessel function that can be approximated by a Gaussian distribution [114], we believe it is better at describing the actual field than the cosine function used in Ref. [170]. The Gaussian model better fits to the experimental values; however, the difference with the cosine model is minimal. Also, total internal reflections occur each time a ray is incident at the interface, considering the RI of the liquid (n_{ext}) is lower than the core RI (n_{core}).

Thus, the amount of energy that stays in the waveguide is determined by the intensity reflection coefficient

R . In the configuration shown in Figure 6-1, one can evaluate the number of times (N) each ray bounces off the interface using Eq. (6-4), based on simple geometric assumptions:

$$N(\theta) = \frac{L \tan \theta}{2D}. \quad (6-4)$$

Here, L is the length of the liquid drop, and D is the distance between the underside of the core and the glass surface (see Figure 6-1). Thus, the transmitted power P_{out} can be estimated using Eq. (6-5), where θ_c is the critical angle under which total internal reflections occur:

$$P_{out} \propto \int_0^{\theta_c} R_{n_{ext}}^{N(\theta)}(\sin \theta) e^{-\theta^2/b} d\theta. \quad (6-5)$$

To compare the experimental values with this theoretical model, the transmitted power is normalized using Eq. (6-6), where P_{air} is the power transmitted when the waveguide has no liquid on it:

$$P_{norm} = \frac{P_{out}}{P_{air}} = \frac{\int_0^{\theta_c} R_{n_{ext}}^{N(\theta)}(\sin \theta) e^{-\theta^2/b} d\theta}{\int_0^{\theta_c} R_{n_{air}}^{N(\theta)}(\sin \theta) e^{-\theta^2/b} d\theta}. \quad (6-6)$$

In addition, in our new model, we take into consideration the losses from the Fresnel reflections due to the effective RI change at the input and output of the sensing region (see n_{eff1} and n_{eff2} in Figure 6-1). These losses are not considered in the literature, but we believe this aspect is very important as these losses are not negligible and vary as a function of the liquid RI sensed. Although it is very complicated to calculate the exact values of the effective RI in the sensor, we can approximate it, considering that the light interacts with part of the core and the surrounding RI, being thus subjected to the effective RI described by Eqs. (6-7) and (6-8):

$$n_{eff1} = (1 - x)n_{core} + xn_{air}, \quad (6-7)$$

$$n_{eff2} = (1 - x)n_{core} + xn_{ext}, \quad (6-8)$$

where x characterizes the mode overlap with the changing environment and can take any values between 0 and 1. The x value can be evaluated through the normalized waveguide parameter $V = k_0 a (n_{\text{core}}^2 - n_{\text{clad}}^2)^{1/2}$, where k_0 is the wave number and a is the core radius [114]. Since the precise value of V is unknown, the x value is used to fit the simulation with the experimental values. Nevertheless, as an indicator, the waveguide itself has an x value between 0.3 and 0.7 [71, 114, 189]. Now the Fresnel reflections are assumed to be independent of the angle θ since θ_c is very small. In other words, the interface and the rays are almost perpendicular, which means that the reflection coefficient can be calculated by Eq. (6-9):

$$R_{Fr} = \left(\frac{n_{eff1} - n_{eff2}}{n_{eff1} + n_{eff2}} \right)^2. \quad (6-9)$$

Therefore, it is possible to replace Eqs. (6-5) and (6-6) with Eqs. (6-10) and (6-11), which now take into account the reflections due to effective RI changes:

$$P_{out} \propto (1 - R_{Fr})^2 \int_0^{\theta_c} R_{n_{ext}}^{N(\theta)}(\sin\theta) e^{-\theta^2/b} d\theta. \quad (6-10)$$

$$P_{norm} = \frac{P_{out}}{P_{air}} = \frac{(1 - R_{Fr})^2 \int_0^{\theta_c} R_{n_{ext}}^{N(\theta)}(\sin\theta) e^{-\theta^2/b} d\theta}{\int_0^{\theta_c} R_{n_{air}}^{N(\theta)}(\sin\theta) e^{-\theta^2/b} d\theta}. \quad (6-11)$$

Our single-mode waveguide sensor was written with a Fianium femtosecond laser using the same recipe as in Ref. [71]: power of 630 mW, repetition rate of 1 MHz, pulse width of 500 fs, 40× focusing lens with a numerical aperture (NA) of 0.55, a single laser scan at a speed of 300 mm/s with circularly polarized light. Note that the optical inscription and properties of the waveguide can be found in Ref. [71].

Figure 6-2B shows the analyzing setup to measure the RI of liquids using our sensor fabricated in a smartphone-sized Gorilla glass. Figure 6-2A shows a close-up of the sensing region of a smartphone glass screen with the integrated RI sensor. An HeNe red laser was coupled into the sensor waveguide, and only red light scattered through the liquid droplet can be seen. To obtain the exact laser writing position to fabricate the sensor just below the surface, several waveguides

were written at different depths with an interval of 1 μm . These waveguides are perpendicular and within the width of the arrows in Figure 6-2C, and the distance between them is 100 μm . In Figure 6-2C(i), the lines are written at/just above the surface and can be seen due to ablation. In Figure 6-2C(ii), the waveguides are written just below the surface and cannot be seen. The depth position used for the fabrication of the sensor in this work is the first waveguide that cannot be seen, i.e., the closest to the surface without ablation. In these three pictures, one notes the invisibility of the device, especially in Figure 6-2C(ii), where even the pixels of the background display can be clearly observed.

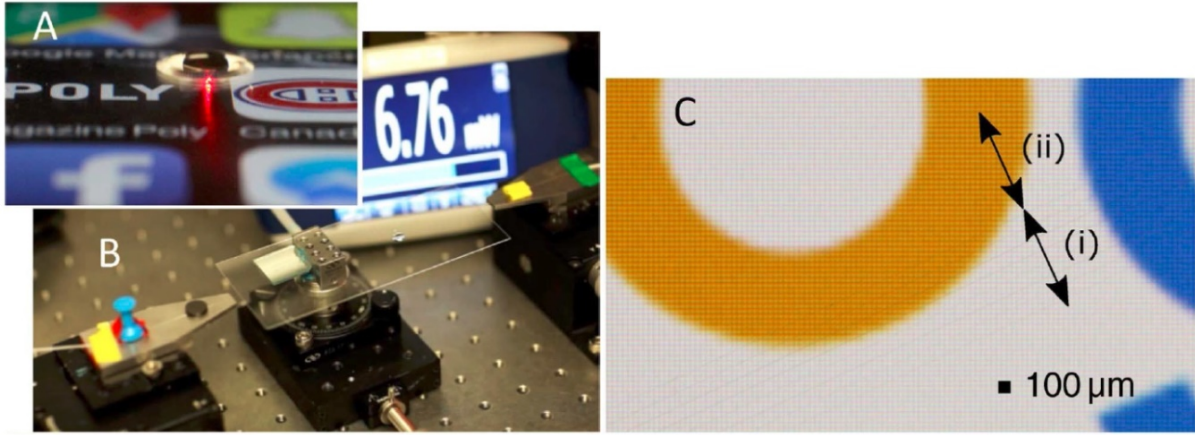


Figure 6-2 : (A) Liquid drop on smartphone glass screen with integrated surface sensor. (B) Analyzing setup to measure RI of liquids using our sensor fabricated in a mobile-device glass screen. (C) Microscopic zoom on smartphone glass screen with several integrated surface sensors. The invisible waveguides are written just below the glass surface in region (ii), and the faintly visible ablated lines are written at/just above the surface in region (i).

To characterize the sensitivity of our sensor, we analyzed air, water, and several calibration oils with RIs from 1.490 to 1.700, purchased from Cargille. The normalized sensor output obtained for the different RI solutions are shown in the main graph in Figure 6-3 and compared with our new model (full line) obtained from Eq. (6-11), using $b = 25 \times 10^{-6}$, $\theta_C = 1.1415^\circ$, $n_{\text{core}} = 1.5117$ [71], and $n_{\text{clad}} = 1.5114$ [189]. The value $x = 0.4$ has been chosen to fit the experimental values.

One can see that there are three regimes in the graph. The first is for an RI of 1–1.5114 (n_{clad} before entering the liquid region). Total internal reflection is conserved in this region, and only the Fresnel reflections from effective index mismatch at the input and output of the sensor generate additional losses. From a RI of 1.5114 to n_{core} (~ 1.5117), the critical angle for total

internal reflection decreases drastically, and light with a higher angle refracts out of the waveguide. With a liquid of the same RI as the core, the part of the light that reaches the interface leaks through the liquid. For RIs higher than the core RI, there is no more guiding from total internal reflection, but some light is still slightly guided by many internal Fresnel reflections.

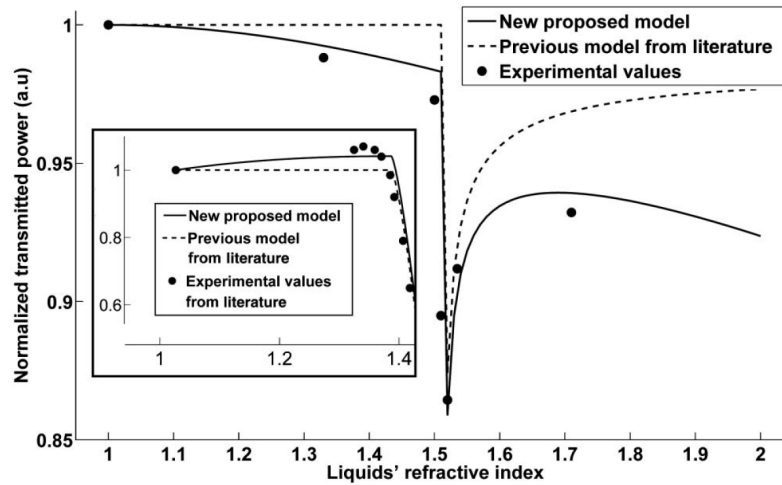


Figure 6-3 : Experimental results of our device are compared with our proposed theoretical model. Previously proposed model by Bilro *et al.* [170] is also shown in dashed line. Inset: comparison of our proposed model with the model by Bilro *et al.* [170], including their experimental measurements.

Due to the roughness or scratches caused by the polishing or etching, the proper cleaning of the sensors previously reported in the literature can be cumbersome and leads to inaccuracies that affect the repeatability of experiments. The mechanical flexibility of an optical fiber can also affect the sensing results due to its strong cross sensitivity to geometric factors. In our proposed device, the cleaning of a flat glass screen is easy and reproducible, which makes the sensor highly reliable. The mechanical stability of the glass screen also makes our sensor more accurate. High sensitivity can be achieved, being limited by the dynamic range of the detector. In addition, a beam splitter [71] and a ratiometric method can be easily integrated into the system to further enhance the precision, which is needed in applications in which the variation of the RI is small, such as biomedical dosage, concentration or impurity analysis, and pollution monitoring. The simplicity of operation, robustness, and integration into ubiquitous portable devices makes our scheme ideal for everyday use or clinical applications, where one can, for example, use a smartphone to detect physical properties of liquids.

Furthermore, glass-screen sensors fabricated using a laser are very attractive for prototyping. At a writing speed of 300 mm/s, hundreds of different sensors can be fabricated in a few minutes. One can easily notice a significant mismatch between the previous model from [170] (dashed line) and our sensor's output shown in Figure 6-3. In Bilro *et al.*'s model [170], the mismatch is explained by the existence of surface-scattering phenomena at the interface due to a side-polished surface that is not totally perfect, presenting some irregularities due to the polishing procedure. However, we believe that this effect has a lower impact than the Fresnel reflection in the input and output of the sensing region due to the effective RI change, which is not considered in Bilro's work. The scattering is even less significant in our case since there was no etching or polishing applied to the surface. However, in order to analyze the real impact of the scattering loss, polished or etched sensors such as in Ref. [170] should be fabricated with different lengths and characterized to confirm that scatter loss is important in their implementation, in contrast to our findings.

To verify the generality of our new model, we simulated the sensor presented in Ref. [170], which uses a polished optical fiber. The inset in Figure 6-3 shows the initial model with the dashed line, our improved model in full line, and their experimental points. The new model better represents the experimental results, suggesting that the main source of mismatch between the experimental results of the model from Bilro *et al.* [170] is an effective index change, rather than scattering. An important difference between the two sensors is that the RI liquid fills the whole sensing part of the polished fiber in the previous sensor, while only a part of our present sensor is in contact with the liquid. In our sensor, the Fresnel loss caused by the abrupt change of effective RI of the waveguide, from glass to the mix of glass and air (where the waveguide reaches the surface) is always present, and an additional Fresnel loss is generated at the entrance to the RI liquid drop, resulting in the highest transmission at an RI = 1 (see Figure 6-3). In the polished fiber sensor, the Fresnel loss caused by the air is only present without the RI liquid, resulting in an increase of transmission (see the inset in Figure 6-3). Therefore, our proposed model seems to be a valid improvement to Bilro *et al.*'s experimental data.

6.5 Suggestions to improve the refractive index sensor performance

Finally, here are three additional suggestions to improve the actual RI testing performance. One technique to improve the RI sensing capability would be to use SPR in a Mach-Zehnder

configuration in which one arm is close to the surface [200]. Furthermore, since the liquid drop size must be identical for every measurement, covering the sensor using a mask with a well-defined exposed region to isolate the sensing area would make the measurement easier and more precise. Also, a temperature sensor [71] could be fabricated close to the RI sensor to eliminate any deviation from the reference values measured once experimentally with a reference temperature. Note that for this type of RI sensor, since a given value of transmissivity is not a single valued function of the RI value in some region of the sensor's response, the user must know in which region the liquid will be prior to the measurement.

6.6 Conclusion

In summary, a very reliable and robust invisible RI sensor has been successfully fabricated in a smartphone glass screen. A good agreement between numerical and experimental results from different RI liquids was achieved. Additionally, an improved theoretical model that includes the Fresnel's reflections from the effective RI variation at the input and output of the sensor has been developed, and a better agreement between numerical and experimental results was achieved both for our sensor as well as for an optical fiber sensor previously reported in the literature. This demonstration shows the viability and potential of incorporating a variety of photonic devices into personal mobile devices, providing new opportunities for the use of real estate of the currently inactive display glass.

6.7 Funding

Canada Foundation for Innovation (CFI); Canada Research Chairs; Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada (NSERC).

CHAPITRE 7 ARTICLE 3 – A SIMPLE TECHNIQUE TO OVERCOME SELF-FOCUSING, FILAMENTATION, SUPERCONTINUUM GENERATION, ABERRATIONS, DEPTH DEPENDENCE AND WAVEGUIDE INTERFACE ROUGHNESS USING FS LASER PROCESSING

Article publié en 2017 dans *Scientific Reports* de la maison d'édition *Nature Publishing Group* (NPG).

7.1 Authors

Jerome Lapointe,^{1,3,*} and Raman Kashyap^{1,2,3}

¹*FABULAS, Department of Engineering Physics, Polytechnique Montreal, 2900 Edouard-Montpetit, Montreal H3T 1J4, Canada*

²*Department of Electrical Engineering, Polytechnique Montreal, 2900 Edouard-Montpetit, Montreal H3T 1J4, Canada*

³*Poly-Grames Research Center, 2500 Chemin Polytechnique, Montreal H3T 1J4, Canada*

**Corresponding author: jerome.lapointe@polymtl.ca*

7.2 Abstract

Several detrimental effects limit the use of ultrafast lasers in multi-photon processing and the direct manufacture of integrated photonics devices, not least, dispersion, aberrations, depth dependence, undesirable ablation at a surface, limited depth of writing, nonlinear optical effects such as supercontinuum generation and filamentation due to Kerr self-focusing. We show that all these effects can be significantly reduced if not eliminated using two coherent, ultrafast laser-beams through a single lens - which we call the Dual-Beam technique. Simulations and experimental measurements at the focus are used to understand how the Dual-Beam technique can mitigate these problems. The high peak laser intensity is only formed at the aberration-free tightly localised focal spot, simultaneously, suppressing unwanted nonlinear side effects for any

intensity or processing depth. Therefore, we believe this simple and innovative technique makes the fs laser capable of much more at even higher intensities than previously possible, allowing applications in multi-photon processing, bio-medical imaging, laser surgery of cells, tissue and in ophthalmology, along with laser writing of waveguides.

7.3 Introduction

Over the last decades, integrated photonics has seen among the most revolutionary advances in research. Integrated photonics chips even represent a vital part of modern society since the Internet is enabled by arrayed waveguide gratings, optical splitters and Mach–Zehnder modulators that route, split and multiplex optical signals as well as perform the conversion from electrical to optical signals in order to interface with computers. However, there is still much to be done as many of these components are still relatively expensive to manufacture. Clean room facilities, as well as several expensive manufacturing steps such as phase mask fabrication or photolithography are needed for mass production of optical devices. With its growing advancements and breakthroughs [31, 201-203] such as optical data storage [204, 205], multiphoton nanofabrication [205, 206], optofluidic lab-on-a-chip devices [207, 208], integrated photonics devices [76, 209], elements of optical quantum computing systems [210], 3D photonics crystals [211], micro-mechanical/biological systems [212, 213], cancer treatment [214], photonics wire bounding [215] and invisible photonics devices for mobile phone applications [71, 216], femtosecond laser processing is widely believed to offer a potentially versatile and cheap solution for material processing and device manufacturing. However, several limitations must be overcome to make this technology viable, namely, optical aberrations in focusing optics [217], undesirable ablation [71, 218], depth of field [219], depth of writing limited by the working distance of the lens [220], pulse stretching [221], and unavoidable nonlinear optical effects such as supercontinuum generation and filamentation due to Kerr self-focusing [147, 222-225]. Beam shaping has been successfully used to improve some of these problems [39]. Although a focused ring-shaped beam is well known to produce filamentation and beam breakup [226-228], it may tighten the focal spot [229], which has been successfully used in nanoscopy [230] and direct femtosecond laser multi-photon polymerization [231]. Beam shaping using slits [154] or cylindrical lenses [160] has been used to form symmetrical waveguides. Using gratings, simultaneous spatial and temporal focusing (SSTF) reduces detrimental nonlinear interactions

[161]. Unfortunately, all the problems cannot be solved simultaneously, as different techniques only solve a single issue at a time.

In this article, we present a simple fs-laser processing method which improves, simultaneously, all the aforementioned limitations. As a main result, the new technique drastically suppresses supercontinuum generation and extended filament formation, which are detrimental effects that limit the precision of laser processing, e.g., nano-structuring and in cell, tissue [64] and ophthalmic [175] fs-laser surgery. The new technique that we refer to as the Dual-Beam (DB) technique uses two parallel beams focused together through a single lens. The method along with the new parameters will be first explained. Analysis and results demonstrating significant improvements of each of the problems mentioned above is then presented. Finally, an extended discussion explains further, the potential uses of this new technique and discusses the drawbacks with proposed solutions.

7.4 The Dual-Beam parameters

The purpose of this processing method is to obtain two identical pulsed laser beams, parallel and coherent, separated by a distance equal to the diameter of a focusing lens in order to preserve the maximum numerical aperture (NA). As shown in Figure 7-1a, a spatial filter with two holes was used in this work to obtain the DB to overlap at the focus. Other methods to form the DB, which use a higher proportion of the laser intensity, are described in the Methods section. Note that every power or energy value mentioned in this article is measured at the focus, i.e. after the spatial filter and the lens.

Figure 7-1a shows the two major parameters of this new laser processing method: θ , which represents the portion of the NA used ($NA = \sin\theta_{\max}$) and ϕ is the arc of the ring, i.e. the circular portion of the beam (the spatially unfiltered beam has $\phi = 180^\circ$ and $\theta = \theta_{\max}$). A pixelated liquid crystal modulator can be placed before the lens to easily vary ϕ and θ [232, 233]. Note that the plane formed by the two parallel focused beams must be perpendicular to the laser writing direction, since the shape of the focal spot is elliptical.

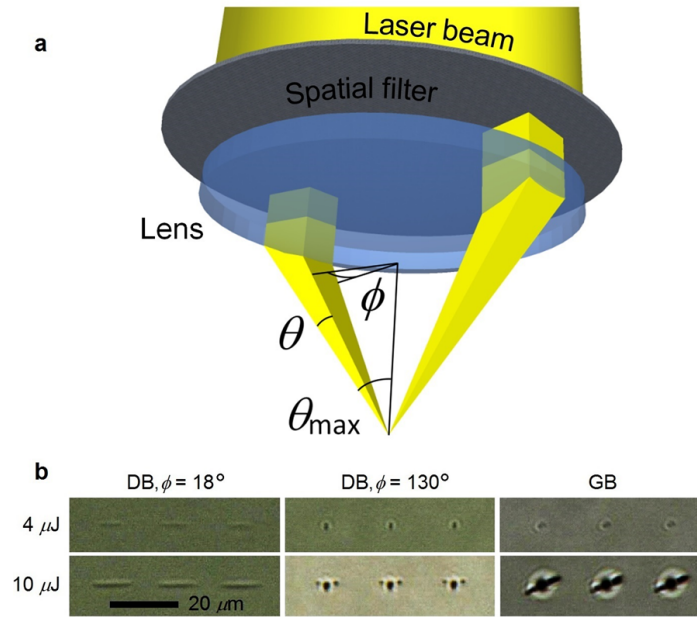


Figure 7-1 : The Dual-Beam laser processing scheme: (a) focusing two parallel laser beams formed with a spatially filtered Gaussian beam, using two holes in a metal plate. (b) The Dual-Beam (DB) method tightens the laser induced structural modification spots (in one axis for low ϕ and in the two axes for high ϕ values) compared to a conventional Gaussian beam (GB) focusing. Each picture represents the top view of three fs-laser spots in glass for pulse energies of 4 and 10 μJ at 1030 nm wavelength focused with a 0.55 NA lens.

7.5 Pulse stretching and tight focusing for laser nanoprocessing

Nano-processing and nanoscopy via multi-photon absorption is now achievable using ultrashort laser pulses tightly focused into material [205, 206, 230]. Hollow beams have been shown to generate slightly tighter focal spot size compared to Gaussian beams [229]. As this new Dual-Beam method is based on a portion of a hollow beam, the tightening effect is also seen (see Figure 7-1b). For low ϕ values, the tightening effect is seen along one of the two axes perpendicular to the lens axis, whereas the focal spot size along the other axis is elongated (see Figure 7-1b with $\phi = 18^\circ$). By increasing the ϕ value, the spot size reduction quickly affects the other axis since the NA increases, thus the laser spot shape becomes circular (see Figure 7-1b with $\phi = 130^\circ$). The affected zone elongation can be widely controlled using different values of ϕ , which effectively changes the NA parallel to the scan direction, while the thinness can be slightly changed using different values of θ . Therefore, the DB method with low ϕ values suits single-

dimensional processing applications very well, such as microfluidic, waveguide based photonics devices or cutting tissues with fs-surgery, whereas a circular laser spot shape using high ϕ values suits nano-structuring, optical memory storage or cell treatment, for example. Note that using even the maximum energy pulses available with our laser that can reach the glass ($20 \mu\text{J}$), the DB method with $\phi = 18^\circ$ does not generate cracks as seen with the use of circular laser spots made using $10 \mu\text{J}$ pulses (see the dark lines beside the central spots in Figure 7-1b, bottom right). This can be explained by the fact that the heat and stress is better dissipated from an elongated shape. However, cracks should be seen using higher laser intensity even using the DB technique with low ϕ values. Note that under a high repetition rate these cracks can melt and disappear [234].

It is well-known that the pulse width can limit the minimum size of the laser processed area [32]. Lens aberrations stretch a laser pulse partly due to propagation time difference (PTD) and group velocity dispersion (GVD) (see Methods and ref. [221]). Multi lens system such as plan achromatic objectives can strongly reduce these aberrations but do not solve aberrations from the refractive index mismatch between the sample and immersion medium, especially for deep processing. Nevertheless, these aberrations can be compensated for using a spatial light modulator (SLM) with the conjugate phase pattern [219, 220, 235, 236]. However the efficiency is limited by the SLM resolution and the phase pattern must be tuned for different wavelengths, lens NA and depth of writing. This poses some difficulties but can be accomplished by sensing the plasma emission during the inscription process and using a feedback loop to optimize the plasma brightness [235].

In the new DB laser processing technique, as the two beams are launched at an identical radial distance (the maximum radius r_0) from the lens' optical axis, spherical aberrations from lenses and refractive index mismatch, as well as temporal delays due to GVD and PTD are strongly reduced. To demonstrate this phenomena, a laser beam with an initial pulse duration $\tau_p = 420 \text{ fs}$ was launched into two $40\times$ lenses (NA = 0.55 and radius $r_0 = 2.5 \text{ mm}$) with a common focus so that the beam is focused and brought back to being parallel in order to be measured. As the lenses were designed for 780 nm wavelength, broadening is expected since the wavelength used is 1060 nm. A 140 fs broadening from PDT and 5 fs due to GVD are also calculated (see Methods).

Figure 7-2 shows the pulse broadening difference through the lens system between the original Gaussian beam and the DB ($\phi = 30^\circ$ and $\theta = 5^\circ$), measured using an auto-correlator. The two

lenses broadened the pulse from the original Gaussian beam to over 600 fs, while the pulse does not seem to be affected using the DB technique. Since the pulse remains ultrashort using the DB technique, increased detrimental nonlinear effects such as supercontinuum generation and filamentation should be expected. Fortunately, as demonstrated in the next section, the DB technique eliminates most detrimental nonlinear effects due to its cross focusing shape.

Note that, for the case shown in Figure 7-2, the pulse broadening $\Delta\tau$ due to GVD is almost negligible since it is inversely proportional to the pulse duration τ_p (see Methods eq. (7-2)). Therefore, a sub-femtosecond pulse may generate pulse broadening in the picosecond range. Since attosecond laser applications are increasing [237], it would be interesting to validate the efficiency of the DB technique to keep the short pulse duration in such cases. Note that the SLM technique mentioned earlier can be added to the DB technique for further efficiency.

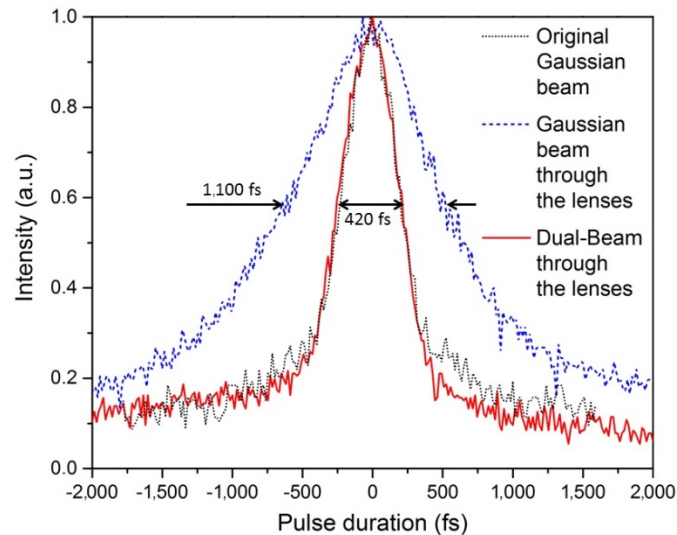


Figure 7-2 : The ultrashort laser pulse duration remains unaffected after been focused using the Dual-Beam technique compared to conventional focusing.

7.6 Limiting detrimental ablation, supercontinuum generation and filamentation

Pulses with peak power over a certain value can trigger Kerr induced strong self-focusing and self-phase modulation. These nonlinear effects are damaging since they reduce the precision of the applied modifications and induce side-effects such as strong supercontinuum generation (SCG), produced by nonlinear frequency conversion, self-steeping of the pulse and sharp plasma

gradients [173]. Moreover, the complex interaction of Kerr induced self-focusing and the defocusing refractive index change of the induced plasma can result in the creation of detrimental filaments [147, 222-225]. Recently, simultaneous spatial and temporal focusing (SSTF) was proposed to overcome these limitations [161]. The SSTF method uses gratings to spatially disperse the spectral components of a broadband ultrashort laser pulse outside of the focal spot, which results in a temporal pulse stretching. At the focus, the entire pulse spectrum superposes locally and compresses the pulse to its bandwidth-limited pulse duration. Because the ultrashort pulse duration is restricted to the focal spot, the out of focus intensity is strongly reduced, thereby reducing undesirable pulse-material interactions.

With the DB method on the other hand, there is no need for any additional measures; the high intensity occurs only at the focal spot. In fact, since each of the two beam diameters is initially very small before the lens, they are both focused at very low NA (with low energy density) until they meet to form a high NA at the focus. To generate a filament, a minimum intensity is needed to trigger the process beyond the focal spot along the optical axis, which is accessible from a focused un-spatially filtered Gaussian beam (see Figure 7-3(a and b), focused at 100 and 700 μm , respectively, under the sample surface). However, with the DB method, a high laser intensity is no longer available beyond the focal spot (see Figure 7-3(c and d), also focused at 100 and 700 μm , respectively). Note that Figure 7-3(b and d) are zoomed portions of the colored Zemax ray tracing simulation in Fig. 3e, which shows the intersections of the rays at 700 μm depth. Moreover, the k-vectors prevent filamentation under the focal spot since momentum is not conserved. Even using our highest pulse energy available that can reach the glass (20 μJ), no filamentation was observed in standard glass using the DB method, whereas a pulse energy of few μJ can generate extended filaments [225].

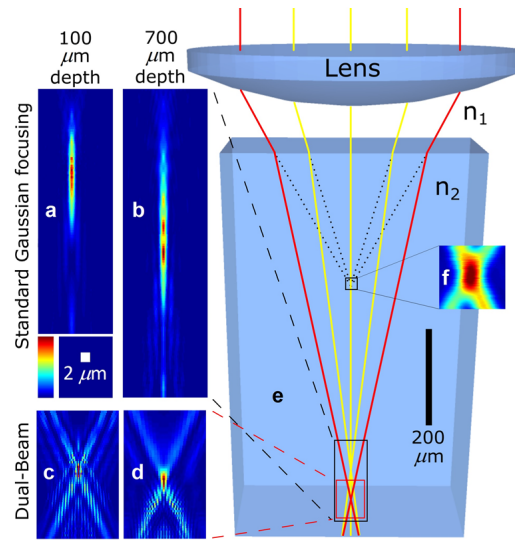


Figure 7-3 : The Dual-Beam technique strongly reduces the spatial aberration at the focus. The simulated intensity profile of the focal spot is elongated when focused in a sample using a standard focusing method (at 100 μm depth, (a), and at 700 μm depth, (b)) while it remains similar using the Dual-Beam technique with $\phi = 19^\circ$, $\theta = 4^\circ$ ((c) and (d)). (e) The colored Zemax simulation shows the ray tracing in the sample ($n_2 = 2.4$) focused with a 0.55 NA lens at a depth of 700 μm . The red rays represent the Dual-Beam technique. (f) Experimental measurement of the focus intensity profile in air $n_1 = 1$ (see Methods for more information). The 2 μm scale bar is valid for (a) to (d).

In order to favour filamentation using the DB technique, chalcogenide glass (a highly nonlinear material) was used with large values of $\phi = 130^\circ$ and $\theta = 12^\circ$. Lines were written using a 1030 nm fs-laser at a repetition rate of 600 kHz, a scan speed of 10 mm/s and using a 0.55 NA lens. Figure 7-4a shows the facet views of the filaments formed under conventional Gaussian focusing with pulse energies as low as 50, 70 and 170 nJ, whereas no filament was noticed up to 330 nJ using the DB technique. Moreover, for higher pulse energies, it is difficult to determine if the lines under the focal spot come from filamentation or from the stress that gives rise to a crack through the full thickness of the sample (see Figure 7-4a, bottom right).

Since SCG is proportional to the nonlinear interaction length, no strong supercontinuum can be generated with the DB technique. In order to compare SCG from the DB technique with conventional focusing, chalcogenide glass was used, since it has a large nonlinear coefficient. Figure 7-4(b and c) show the SCG broadening measured using an optical spectrum analyzer

(OSA) from a 1030 nm wavelength input fs-laser with pulse energy from 0.1 to 2 μJ at a repetition rate of 50 kHz focused with a 0.65 NA lens for each of the laser inscription methods. Figure 7-4b shows how the DB technique strongly reduces the SCG even using our spatial filter with the closest parameters ($\phi = 130^\circ$ and $\theta = 10^\circ$) to a full beam for this lens. Moreover, even with a 5 μJ pulse very weak SCG is noticed. Note that the 250 μm thick chalcogenide sample broke using the 5 μJ pulse with the conventional Gaussian input beam.

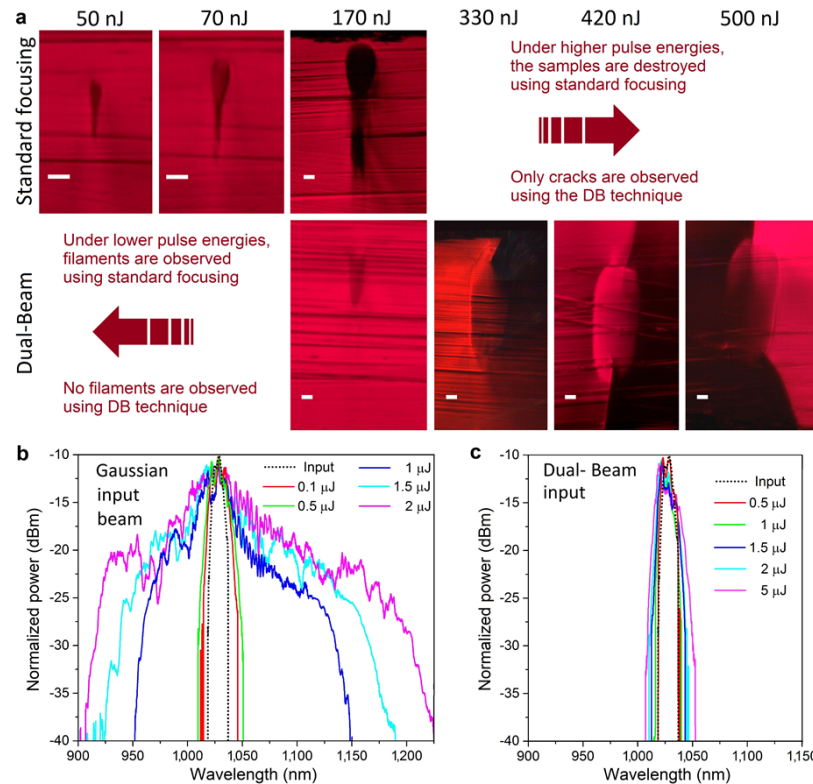


Figure 7-4 : The Dual-Beam technique strongly reduces the detrimental nonlinear effects. (a) filaments are formed in chalcogenide glass under low pulse energy using the standard Gaussian focusing method while none are formed up to 330 nJ pulse energy (the scale bars are 5 μm). (b and c) Spectral response of a 1030 nm laser (doted black line) focused through a chalcogenide sample. The Dual-Beam laser processing technique (c) strongly reduces supercontinuum generation compared to conventional focusing (b).

These results are of high interest for cells, tissues [64] and ophthalmic [175] fs-surgery. In fact, the increased length due to the nonlinear side effects reduces the quality of surgical cuts and harms tissue outside the focal spot, while extended disrupted cut patterns decrease the visual

quality of the eye [175]. Moreover, retinal safety limits may be affected due to the broadband SCG [161]. Since the biological tissue consists primarily of water, it would be of great interest to replicate the work of Kammel et al. [161] to test the DB technique's efficiency to limit the nonlinear side effects in water. Note that it would be also very interesting to combine the SSTF method [161] with the DB technique. We believe that this combination should further prevent the nonlinear side effects.

Nonlinear absorption generates undesirable ablation when the laser is focused close to the surface of a glass sample, which is restrictive for certain applications such as compact multi-layers, lab-on-a-chip, waveguide based evanescent wave surface sensor or flexible thin glass processing. Recently, an efficient and simple solution was demonstrated by Bérubé et al. [218] using a 150 μm thick glass cover slide placed in optical contact with the top surface of the sample to be processed. The sample is thus virtually thicker and the sample can be laser processed at the very edge of the surface (see Methods for more information and limitation of this technique). Waveguides have also been written close to the surface in toughened glass such as Corning® Gorilla® glass [71, 216, 218] in which ion exchange process forms a compressive layer with high mechanical resistance that limits cracks and surface ablation. Since Gorilla glass is used as screen covers in the display industry, it has a great potential for liquid and gas sensing applications in mobile devices [216].

Using the DB method without any additional measures or preparation, structural modification closer to a sample surface can be realized compared to conventional focusing. Figure 7-5 shows a comparison between conventional Gaussian focusing (a, d, g, j and m), the DB method with $\theta = 12^\circ$ (b, e, h, k and n) and the DB method with $\theta = 4^\circ$ (c, f, i and l). In each case, fs-laser writing with a 6% diagonal slope was used from the top to the bottom of a 100 μm thick glass sheet. The 1030 nm wavelength fs-laser with a repetition rate of 600 kHz was focused using a 0.55 NA lens. For the DB cases, $\phi = 130^\circ$ was chosen in order to obtain high enough power. The comparison was made using pulse energy from 0.5 μJ to 1.33 μJ . It is only possible to write waveguides through a height of 48 μm over the total glass thickness using conventional focusing with 0.67 μJ pulses (Figure 7-5a), and through 62 μm using the DB technique with $\theta = 12^\circ$ (Figure 7-5b), which is a good improvement. Only some micro-roughness (no ablation visible to the naked eye) is created using the DB technique with $\theta = 4^\circ$ (Figure 7-5c). With 1.33 μJ pulses, it is impossible

to write waveguides using conventional focusing (Figure 7-5m) while it is possible using the DB method with $\theta = 12^\circ$ (Figure 7-5n). Note that not enough laser power was available with our laser to test the DB technique with $\theta = 4^\circ$. See Methods for more information on waveguide writing in flexible thin glass.

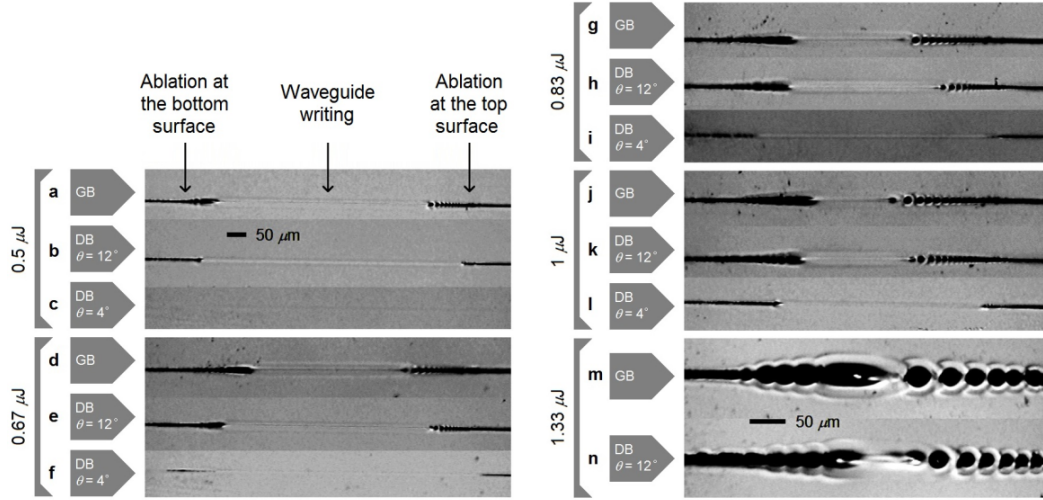


Figure 7-5 : The DB technique limits detrimental surface ablation. Top view of diagonally laser written lines from the top to the bottom surface of a $100\mu\text{m}$ thick flexible glass sheet. The results show that using the Dual-Beam (DB) technique with $\theta = 12^\circ$ (b, e, h, k and n) and $\theta = 4^\circ$ (c, f, i and l) it is possible to write waveguides closer to the glass surface compared to the conventional Gaussian beam (GB) focusing (a, d, g, j and m). The laser was focused with $0.5\mu\text{J}$ pulses (a, b and c), $0.67\mu\text{J}$ pulses (d, e and f), $0.83\mu\text{J}$ (g, h and i), $1\mu\text{J}$ (j, k and l) and $1.33\mu\text{J}$ (m and n). The $50\mu\text{m}$ scale in (b) is the same from (a) to (l) and the scale in (m) is also valid for (n). The contrast has been enhanced to make the features visible.

7.7 Depth dependency and optical aberrations

Aberrations are focusing depth dependent and reduce the focal intensity, thus limiting the 3D capability of ultrafast laser inscription. As simulated (with a 0.55 NA lens, $\phi = 18^\circ$, $\theta = 4^\circ$ and a high refractive index material $n_2 = 2.4$ to simulate the worst case) in Figure 7-3(a to e) and demonstrated experimentally in Figure 7-6 (with a 0.55 NA lens, $\phi = 18^\circ$, $\theta = 25^\circ$, focused into Corning Gorilla glass with $n_2 = 1.51$), the focal spot is vertically elongated proportionally to the depth in the material using conventional Gaussian focusing, whereas no elongation can be

observed using the DB technique. Figure 7-6b shows the waveguide asymmetry b/a (waveguide cross section width b over its height a) as a function of the laser writing depth. The DB technique clearly demonstrates an improvement over the conventional focusing method. Note that we have obtained similar results in soda lime, BK7, Corning Eagle glasses and quartz. Since coupling efficiency is dependent on the waveguide geometry, the DB technique could standardize a coupling method with no depth dependence. These results give rise to significant advantages for standardizing the laser writing recipes for multilayer devices, which we believe to be helpful in meeting the criteria required for mass deployment of future photonics devices. Moreover, this depth independence can be useful for opto-fluidics applications where the micro-channel may be limited to an elongated shape.

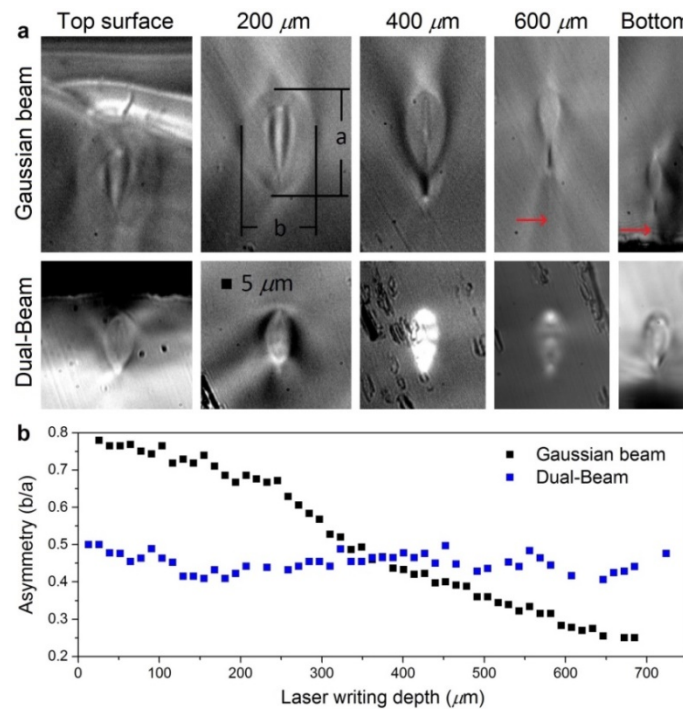


Figure 7-6 : The laser writing depth dependency is strongly reduced using the Dual-Beam technique compared to the conventional focusing technique. (a) Facet view of the waveguides at different depths. Note that the red arrows show weak filaments produced under low energy pulses (1 μJ) as discussed earlier. (b) Graph of the measured asymmetry showing the depth of writing dependency.

Symmetrical waveguides are usually preferred principally due to the higher light coupling efficiency from standard optical fibers which are perfectly symmetric. As shown by the

simulations in Figure 7-3, the focal spot symmetry is greatly improved using the DB technique with small value of θ (the simulation used a $\theta = 4^\circ$). For large values of θ , it has been demonstrated experimentally (with $\theta = 25^\circ$) that the waveguide is more symmetric only for deep focusing (see Figure 7-6), but cannot be perfectly symmetrical. It would be of great interest to test lower values of θ experimentally in order to obtain the symmetrical limit. Using conventional Gaussian focusing, it has been shown that beam shaping using a slit [154] or cylindrical lenses [160] placed just before the focusing lens makes the waveguides more symmetric. However, those methods cannot be added to the DB technique to further improve symmetry since the beam is already precisely shaped. Note that depth dependence is also reduced by combining the slit method and the use of an SLM [219] but remains for deep ($>1\text{mm}$) laser machining [236].

7.8 Optical propagation loss

Since the first glass laser written waveguides in 1996 by Davis et al. [29], the lowest recorded propagation loss was reported to be 0.1 dB/cm, which was far from the propagation losses <0.008 dB/cm readily achieved in silica-on-silicon in 1994 [178]. Nevertheless, since the new hypothesis proposing that significant loss originates from laser induced waveguide interface roughness (see Figure 7-7a) rather than local defects, the lowest recorded loss up to date has been reached: 0.05 dB/cm using annealing [238] and recently 0.027 dB/cm using the stress in ion-exchanged processed toughened glass [71]. Such propagation losses start to be of importance for integrated devices and lab-on-a-chip applications. Here we show that smoothing the waveguide interface is also achieved directly using the DB technique. As shown in Figure 7-7b, the refractive index modification region induced by one laser pulse is elongated parallel to the waveguide which reduces the waveguide roughness. The lower the ϕ , the higher will be the elongation. Due to the spherical shape at the focus of a Gaussian beam (see Figure 7-7b to the right) or a ring-shaped beam [239], waveguide roughness is produced while laser writing. To demonstrate this phenomenon, the DB technique was compared to conventional waveguide writing in Corning Eagle glass. Figure 7-7c shows preliminary results with a few writing recipes of type I waveguides (in which the waveguide is created at the focus). Scan speeds of 10 and 100 mm/s, repetition rates of 200 and 600 kHz, and pulse energies from 0.75 to 10 μJ were used. For all the waveguides, a 1030 nm wavelength fs-laser was focused using a 0.55 NA lens. The overall tendency shows that the DB technique produces lower loss waveguides. Note that since the focal

spot shapes of the two writing techniques differ, an “effective pulse energy density” is used as the x-axis in Figure 7-7c (see Methods).

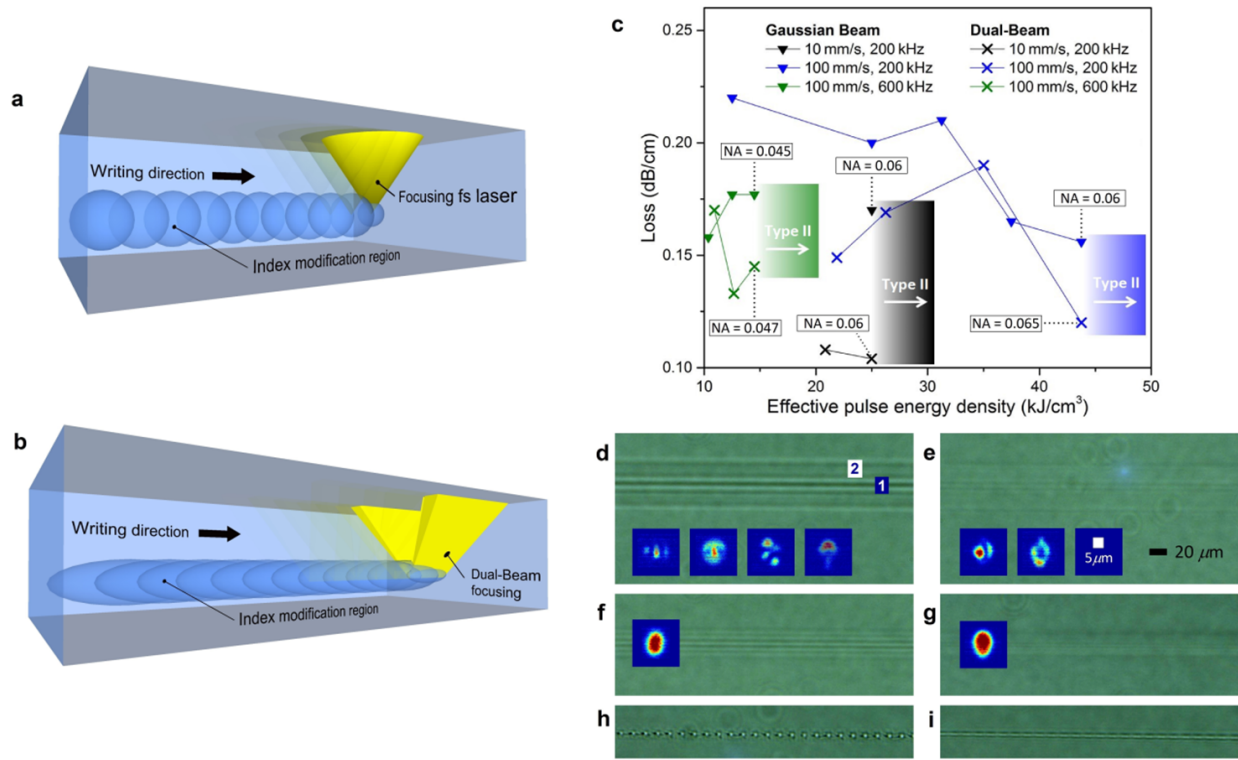


Figure 7-7 : Lowering the propagation loss due to the waveguide interface softening using the DB technique. (a) Waveguide writing scheme using conventional fs-laser focusing. (b) Waveguide writing scheme using the Dual-Beam technique showing the softening of the waveguide interface. (c) Waveguide propagation loss comparison between the conventional Gaussian beam laser writing technique (triangles) and the Dual-Beam technique (x) with $\phi = 18^\circ$ and $\theta = 25^\circ$. The three different colors represent three different recipes. Waveguide top views (d to g) and their respective near field mode profiles (inset images). Multimode (d and e) and single-mode (f and g) waveguides fabricated using the conventional Gaussian focusing method (d and f) and using the DB technique (e and g). The delimitation between the waveguide zone (d1) and the heat affected zone (d2) is more visible with the Gaussian technique. When the writing spots are too far apart, it is impossible to write functional waveguides using conventional focusing (h) whereas it is possible using the Dual-Beam technique (i) due to the elongated spots. Note that the error bars (± 0.03) obtained from the four measurements on every waveguide propagation loss, are not shown in the graph (c) in order to simplify the figure.

The well-known cut-back method was used to measure the propagation loss of every waveguide using a 29 cm long glass plate cut to a 12 cm long piece. The overall lowest loss type I waveguide (~ 0.1 dB/cm at 1550 nm) was achieved using the DB technique with the following parameters: 10 mm/s scan speed, 200 kHz repetition rate and pulse energy of 3 μ J. The top view of the few-mode waveguide and its corresponding near-field mode profiles are shown in Figure 7-7e. The corresponding waveguide using conventional focusing (see Figure 7-7d) shows a propagation loss of 0.17 dB/cm and seems to support few more modes probably due to its slightly larger size. The near-field mode sizes (~ 10 μ m) suggest that the light is guided in the central refractive index change zone (Figure 7-7d1), which can be distinguished from the heat affected zone in Figure 7-7d2. The waveguide zone delimitation is clearly more visible in the conventional focusing technique (Figure 7-7(d and f)) which supports the hypothesis that the DB technique (Figure 7-7(e, g and i)) softens the waveguide interface. The single-mode waveguide top views from the 100 mm/s scan speed and 600 kHz repetition rate recipe are shown in Figure 7-7f for the conventional focusing method (with a minimum propagation loss of 0.16 dB/cm) and Figure 7-7g for the DB method (with a minimum propagation loss of 0.13 dB/cm). The near-field single-mode profiles from the conventional focusing and the DB technique seem very similar. The lower loss difference between the two latter waveguides is probably resulting from the fundamental mode interacting less with the waveguide interface.

Moreover, due to the elongated focal spot induced by the DB technique, it is possible to write waveguides when it was not possible with standard focusing. For certain scan speed and repetition rate combinations (see the example of 10 mm/s and 1 kHz in Figure 7-7(h and i)) a continuous waveguide is only possible with the DB technique. The recipes with 10 mm/s scan speed combined with 1 kHz repetition rate or 100 mm/s with 10 kHz, with pulse energy from 1 to 10 μ J resulted in functional waveguides only when using the DB method. This phenomenon may be of interest for waveguide Bragg grating applications since the pulses form a periodic refractive index change in the waveguide [181], which is simpler than using point-by-point method [240].

Note that these tests are only preliminary results which prove the lower propagating loss using the DB method. However, it would be interesting to test more parameters (wavelength, repetition rate, pulse width, focusing lens NA, power, scan speed, number of scans, polarization) in order to find the lowest loss recipe for every type of glass.

7.9 Discussion

Waveguide NA is also an important parameter. Tight bends for compact integrated devices require high NA while low NA is required to produce invisible devices for display screen applications which have recently gained high interest since the first invisible devices were demonstrated in smartphone screens which include thermometer [71] and refractive index sensor [216]. No significant NA changes were observed between the two focusing techniques. The NA was measured using the well-known formula $NA = \sin \theta$, where θ is the maximum angle (at 5% of the maximum intensity) of the far-field of the mode from the waveguide axis. The NA measurement method was successfully tested using a standard Corning® SMF-28® fiber. Some results are shown in Figure 7-7c with an error of ± 0.005 . In general, a slightly higher NA is observed for the DB technique probably due to the softened waveguide interfaces which propagate better the higher modes which are usually excited under higher NA. However, more tests and statistical studies should be realized to support this hypothesis.

High quality waveguides with sub-millimetre radius bends are not possible yet using laser writing due to the limited waveguide NA produced. However, even if high NA waveguide fabrication becomes possible using direct laser writing, high quality waveguides with very tight bends can probably not be produced using the DB laser writing technique. In fact, as shown in Figure 7-1b, the elongated laser spots using low ϕ values would form a waveguide interface roughness in a very tight curve. Using the laser spot shape with $\phi = 18^\circ$ (see Figure 7-1b), curved waveguides were simulated and we found that the DB technique would start inducing waveguide interface roughness only with curve radius below $100 \mu\text{m}$. Nevertheless, the laser writing method could be switched to a conventional writing method while writing a curve. To better maintain a similar waveguide shape, the laser writing method should rather be switched to a hollow beam ($\phi = 180^\circ$). From the hollow beam, a motorized slit could be used simply to vary the ϕ parameter. Note that this slit must always be perpendicular to the waveguide thus also be motorized angularly. An even simpler solution would be to use pixelated liquid crystal modulator [232, 233] synced with the writing direction.

For certain applications, the DB technique parameters ϕ and θ should be as small as possible. However, there is a diffraction limit. In fact, if ϕ and θ are chosen to form micron size beams, both beams would diverge and the focal spot would enlarge. It would be of great interest to study

the optimal ϕ and θ values for every laser processing applications. Unfortunately, the laser power in our laser was not enough to perform this study using a spatial filter similar to that shown in Figure 7-1a. In fact, larger values of ϕ and θ have been chosen in this work in order to obtain enough power to prove our hypotheses.

High precision nanoscopy and nanoprocessing require high NA lenses. However, such lenses have a short working distance which limits the processing depth. In fact, high NA lenses with large working distance require large optical elements, which are expensive and very complicated to fabricate. The absolute NA precision and the relative NAs that have to be matched perfectly at every lens radius are two criteria difficult to meet. For most applications, the absolute NA precision is not crucial. As an example, for an application that requires a 0.55 NA lens, a 0.5 or 0.6 NA lens would probably do the job. On the other hand, to obtain an optimal focal spot, perfectly matched relative NAs at every radius of the lens are essential and very complicated to fabricate for large lenses. As opposed to the conventional focusing, the DB technique does not use the full area of the lens; only a small part is needed at the edge of the lens. Therefore, only two identical small pieces of glass are needed, which could be simpler to fabricate. These two glass pieces could be made to be used far from the material being processed and thus increase the processing depth. This is also of great interest for longitudinal waveguide writing which most researchers have abandoned due to the short working distance of the lenses limiting the waveguide length to $\sim 3\text{mm}$ [220].

Finally, note that the DB technique is not limited to two beams alone but can use multiple-beams focused together through a single lens, depending on the application and the spot shape required at the focus. For example, four beams equidistant from the lens axis form a cross shaped focal spot, i.e. two elongated spots like the spots shown in Figure 7-1b with $\phi = 18^\circ$, superposed perpendicularly. The tight spot made at the overlapping region, has twice the intensity, and can be useful for precise polymerisation and structuring.

7.10 Conclusion

In this work, a new Dual-Beam technique has been introduced, which improves in many ways laser processing of materials. The fact that the Dual-Beam technique uses only a portion of the focusing lens, i.e. a single radius from the lens' optical axis, implies that several laser processing

problems are strongly improved. First, optical aberrations due to the refractive index mismatch at the sample interface is radius dependent, which modifies the focal spot shape as a function of the processing depth. Using the Dual-Beam technique, the focal shape remains practically unchanged for any depth. This is a great advantage to standardize the light coupling method and laser writing recipes for multilayer devices, which we believe to be helpful in meeting the criteria required for mass deployment of future photonics devices. Secondly, since most optical aberrations and temporal delays due to GVD and PTD from a lens are radius dependent, the Dual-Beam technique strongly reduces the temporal stretching of the laser pulse. A 420 fs-laser pulse launched through a 0.55 NA lens remains practically unaffected using the Dual-Beam technique while a standard focusing technique stretches the pulse by over 300 fs. Maintaining the short duration of a laser pulse while focusing is essential to bypass the nanoscale limits of laser processing. It has also been demonstrated that the Dual-Beam technique reduces undesirable ablation while processing within close distance to a sample's surface, which is useful for certain applications such as compact multi-layers lab-on-a-chip, waveguide based evanescent wave surface sensor or flexible thin glass processing. Moreover, detrimental optical nonlinear effects such as supercontinuum generation and filamentation due to Kerr induced self-focusing are also strongly reduced principally due to the short nonlinear interaction length formed at the focal spot using the Dual-Beam technique. Even using our highest pulse energy available ($20 \mu\text{J}$), no filamentation was noticed in glass using the Dual-Beam method, whereas pulse energy of only a few μJ formed extended filaments using conventional focusing. It has also been demonstrated that the waveguide interfaces are softened using the Dual-Beam technique due to the elongated refractive index modification region parallel to the waveguide. This smoothing results in an improvement of the waveguide propagation loss. Finally, since the Dual-Beam technique uses only two small portions of the focusing lens, the lens fabrication may be simplified. Moreover, it is believed that the two required small pieces of lens can be readily fabricated in order to increase the working distance, which would increase the laser processing depth limit and be useful for longitudinal laser writing. Indeed, we have only just scratched the surface of the potential of our new Dual-Beam laser processing technique which offers great opportunities for research and development of laser processed lab-on-a-chip applications and future photonics devices.

7.11 Methods

The two parallel beams formation. To obtain the Dual-Beam and conserve a higher proportion of the laser power, one may think of using a slit that cuts a ring-shaped beam (also called donut, doughnut, vortex or hollow beam) generated by a spatial light modulator (SLM) [241], axicon, fork phase mask or spiral phase plate [242-244]. However, these methods affect the phase uniformity of the beam, which generates interference patterns at the focus, and do not generate the appropriate ring-shape required (with a low θ value, see Figure 7-1a) due to infilling of the ring. Moreover, the loss of power that occurs generating any of these beams is still significant.

A way to obtain the Dual-Beam without losing a significant amount of laser power would be to split the initial laser beam into two using a 50/50 beam splitter cube and a path delay for accurate temporal superposition of the pulses. The two beams can be focused into a nonlinear crystal and the maximum intensity of the generated harmonic will yield a perfect pulse superposition, as is the working principle of standard auto-correlators used to measure pulse widths. Beam combining of laser arrays with high efficiency and good beam quality has been also widely studied [245-247]. Using this method, however, the phase must be carefully controlled.

Finally, a custom-made laser could be made to select the TEM₀₁ or TEM₁₀ mode to obtain two lobed intensity profile [120]. Therefore, the two peak intensities could be aligned with the two-hole spatial filter to retain the maximum laser power, along with a simple phase-compensating plate to bring the electric fields across the mode into phase.

Pulse stretching. A focusing system stretches a pulse width since the focal length of lenses is radius and wavelength dependent due to spherical and chromatic aberrations respectively. For imaging applications which use broadband light source such as white light, the use of an achromatic lens is needed to strongly reduce chromatic aberrations. However, since the bandwidth of a laser source is narrow, laser writing is less affected by chromatic aberrations. On the other hand, lenses with spherical edges present spherical aberrations: the further the rays are from the optical axis, the further is the focal point along the optical axis. Aspheric lenses, where the surface shape deviates from a spherical one, strongly reduce spherical aberrations. However, these are designed for one wavelength and, therefore, spherical aberrations remain for other wavelengths due to the wavelength dependence of the refractive index $n(\lambda)$. A few hundred nanometers away from the designed wavelength may route the rays out of the focal point of a few

hundred microns, depending on $n(\lambda)$ and the NA of the lens, which results in a pulse delay of a few hundred femtoseconds [120].

Moreover, two other kinds of effect temporally stretch a laser pulse in lenses. First, the pulse front, which is defined as the surface coinciding with the peak of the pulse, moves with group velocity and is thus delayed with respect to the phase front. In a lens, this delay depends on the input radius r due to the fact that the path length of the beam is different for various regions of the lens cross-section. This propagation time difference (PTD) is proportional to $dn/d\lambda$. For a singlet lens, the temporal delay ΔT due to PDT of a pulse between the middle and the edge of the lens is [221]:

$$\Delta T = \frac{r_0^2}{2cf(n-1)} \left(-\lambda \frac{dn}{d\lambda} \right), \quad (7-1)$$

where r_0 is the lens radius, c is the speed of light and f is the focal length of the lens. Note that $dn/d\lambda$ is negative for most transparent materials in the visible and near-infrared ranges.

The second effect is the pulse broadening due to group velocity dispersion (GVD) of the material of the lens. This effect is proportional to $d^2n/d\lambda^2$ of the material. Since this broadening is also dependent on the path length in the media, the broadening is also dependent on r . For a transform-limited pulse (the minimum pulse duration possible for a given optical spectrum), the pulse broadening $\Delta\tau$ due to GVD in a lens is [221]:

$$\Delta\tau = \frac{\lambda^3 r_0^2}{4c^2 f(n-1)\tau_p} \left(\frac{d^2n}{d\lambda^2} \right), \quad (7-2)$$

where τ_p is the initial pulse duration.

Glass cover slide method. By placing a glass cover slide in optical contact with the top surface of the sample, the air-glass interface is suppressed and the fs-laser passes through unaffected due to the weak Vander Waals attractive forces established between the atoms of the surfaces which form a temporary direct bond [218]. Therefore, it becomes possible to write waveguides at the very edge of the sample surface. After the writing process, the temporary bond is broken by placing the assembly in water. The cover glass slide falls off, leaving the surface of the sample intact. However, the glass cover slide generates additional spherical aberration. Also, the surfaces

must be perfectly flat and clean to meet the Vander Waals conditions, which require a specific technique [248], and can be very difficult to realize for large glass surfaces.

Waveguide writing in flexible thin glass sheets using the Dual-Beam technique. Among the different pulse energies in Figure 7-5, the best recipe for low loss waveguide was using 1 μJ per pulse (Figure 7-5(j, k, l)). The 100 μm thick flexible glass sheet had to be placed using adhesive tapes since vacuum holders curve the sheet by few tens of microns. However, the surface height cannot be perfectly flat, especially for large surfaces. Using the conventional focusing method (Figure 7-5j), only few mm long waveguides were achieved without ablation, due to the limited depth of field of 13 μm in which it is possible to write waveguide, and the optical losses could not be measured. Note that surface mapping methods may be used to keep the same relative distance from the surface [147]. Note also that a depth variation of 13 μm in glass is realized by moving the lens vertically by about 9 μm due to the refractive index mismatch, which decreases the precision. Note that this effect is shown in Figure 7-3e with a refractive index of 2.4. Using the Dual-Beam technique (Figure 7-5l), with a depth of field of 46 μm in which waveguide writing is possible, waveguides were written easily over the full length of the glass sheet (7 cm). Optical loss of 0.7 dB/cm at 1550 nm was measured excluding 0.5 dB coupling loss per facet, using optical fiber butt coupling method and tested on two samples. Since photonics devices have already been fabricated in display screen [71, 216], these results are of great interest for future flexible display photonics applications.

Intensity profile measurement of the Dual-Beam technique at the focus. To experimentally ensure that the two beams meet properly at the focus, the intensity profile was measured in air using a scanning slit profiler (see Figure 7-3f). The scale of the focus is however not accurate since the scanning slit is not the ideal method to measure a focus profile since the slit edges diffract significantly the light and the sensor sensibility is angle dependent.

The effective pulse energy density. Since the focal spot shape is elongated using the Dual-Beam technique, an “effective pulse energy density” is used as $\times$ -axis to better compared the data. In fact, with the Dual-Beam technique, the focus volume and a heat dissipation factor (since the elongated focal spot better dissipates the heat and stress) should be added to the pulse energy to represent the $\times$ -axis in Figure 7-7c. A focus volume of 80 μm^3 is obtained from Figure 7-1b and 7-6a for the conventional Gaussian focusing method. Therefore, the effective pulse energy

density for this method is directly the pulse energy density (pulse energy over $80 \mu\text{m}^3$). The transition from type I to type II (in which the focused laser creates a hole and the waveguide is formed around the focus) should occur at the same effective pulse energy density regardless of the writing method. This phenomenon is used to choose the factor (see Figure 7-7c). For the 100 mm/s scan speed and 200 kHz repetition rate recipe, the last type I waveguide (highest energy before type II occurs) using the conventional focusing method was under a pulse energy of $3.5 \mu\text{J}$ whereas using the Dual-Beam technique it was under a pulse energy of $5 \mu\text{J}$, therefore a factor of 0.7 was used to calculate the pulse energy density. For the 10 mm/s and 200 kHz recipe, a factor of 0.67 was chosen, and for the 100 mm/s and 600 kHz recipe, a factor of 0.87 was chosen. The latter factor (closer to 1) was expected since the focal spot shape is less critical under the high repetition rate. Note that multi-scan technique is usually used for better light confinement in type II waveguides and has not been studied yet in this work.

Acknowledgment

We would like to acknowledge CMC Microsystems for the provision of Zemax®. J.L. would like to thank his friends Jonathan Daniel-Rivest and Sébastien Loranger for constructive discussions. This research was supported by the Canadian Foundation for Innovation (CFI), the Govt. of Canada's Canada Research Chairs program and the Natural Sciences and Engineering Council of Canada's Idea to Innovation (I2I) Grants program.

Author contributions

J.L. conceived the idea and the experiments, performed the simulations and the measurements, and wrote the manuscript with input from R.K. J.L. and R.K. analysed the data and discussed the results.

Additional Information

Competing financial interests: The authors declare no competing financial interests.

CHAPITRE 8 DISCUSSION GÉNÉRALE

Bien que cette thèse démontre la faisabilité d'intégrer des dispositifs invisibles dans l'écran de verre des téléphones mobiles, beaucoup de travail reste à faire avant la commercialisation. Ce chapitre vise à discuter des défis auxquels fait face la nouvelle technologie.

8.1 Choix de la méthode de couplage optique

En ce moment, avec la collaboration des géants de l'industrie du téléphone mobile, la méthode optimale pour intégrer les dispositifs au téléphone est recherchée, i.e. comment lier l'écran de verre fonctionnalisé à l'électronique interne du téléphone. L'industrie est déjà prête à concevoir un design pour accueillir la technologie, mais elle doit connaître quels éléments seront intégrés et quel volume sera nécessaire. Pour se faire, il faut choisir une méthode de couplage optique à l'entrée et à la sortie des dispositifs intégrés à l'écran.

Jusqu'à maintenant, la méthode de couplage (excluant l'optique en espace libre) utilisée dans cette thèse est la fibre optique, dont l'axe optique est aligné avec celui du guide d'ondes du dispositif (appelée en anglais *butt coupling method*). Évidemment, une fibre optique sortant d'un téléphone mobile ne serait aucunement ergonomique en plus d'être très fragile.

Le défi est de concevoir une méthode à la fois efficace, robuste, ergonomique et permettant une fabrication massive à la chaîne afin que l'augmentation du prix due à cette nouvelle technologie ne décourage pas l'achat du téléphone. Voici les trois méthodes de couplage proposées à étudier davantage.

8.1.1 Couplage par réseau de diffraction

Un réseau de diffraction est formé par une variation périodique de l'indice de réfraction. À l'aide d'un réseau de diffraction, il est bien connu qu'une lumière traversant une lame de verre peut être couplée à un guide d'ondes intégré à cette lame [121]. De la même façon, il est aisé de détecter (à l'œil dans le cas de la lumière visible) une lumière guidée dans un guide d'ondes à l'endroit où est inscrit un réseau. Cette lumière sort à des angles précis (appelés ordres de diffraction) et peut donc être aussi être injectée à ces mêmes angles.

Avantages. Possibilité de faire le couplage sous la vitre du téléphone au lieu de sur le côté. Possibilité d'utiliser la lumière provenant déjà du téléphone (de l'afficheur ou de la lampe DEL) pour être couplée au dispositif. Des tests de faisabilité sont en cours.

Désavantages. Le couplage par réseau de diffraction est habituellement utilisé pour les guides d'ondes plans. Pour les guides d'ondes linéaires (c'est le cas pour cette thèse), un couplage efficace est plus difficilement obtenu. En effet, en plus de devoir être incidente au bon angle, la lumière doit atteindre le volume du guide qui est de l'ordre de quelques microns. Pour augmenter l'efficacité, une lentille pourrait être ajoutée, mais un alignement précis serait nécessaire. Enfin, la lumière ambiante extérieure pourrait être couplée par le réseau et altérer les résultats. Néanmoins, puisque la lumière d'intérêt proviendrait du derrière de l'écran, la lumière ambiante pourrait probablement être bloquée par un obturateur sans affecter les fonctions primaires de l'écran de verre du téléphone.

8.1.2 Couplage direct d'une diode/photodiode

Puisque la dimension d'une diode laser (source de lumière) ou d'une photodiode (détecteur) est de l'ordre de quelques microns sans encapsulation, il serait possible de les coller directement sur le côté de l'écran, comme le montre la Figure 8-1.

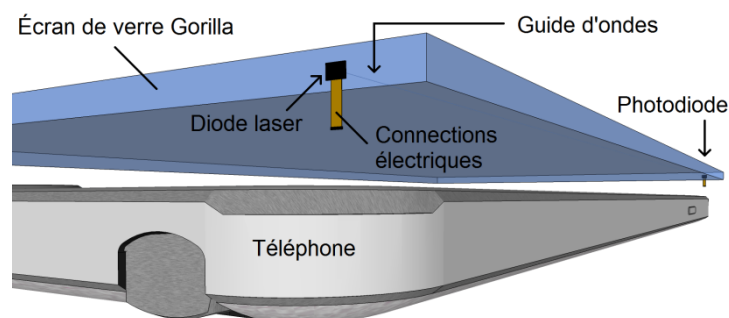


Figure 8-1 : Couplage par collage de diode laser et photodiode sur les facettes de l'écran.

Afin de ne pas affecter les fonctions et l'ergonomie de l'écran, deux méthodes sont en cours d'analyses :

1. L'intégration de la diode dans une mince lamelle de verre (ou autre polymère transparent), dont les dimensions épousent parfaitement le rebord de l'écran et ayant une épaisseur d'une fraction de millimètre. La lamelle serait ensuite collée à l'écran avec un

adhésif optique à durcissement UV (produit NOA61 chez Thorlabs par exemple) afin de pouvoir aligner la diode avec le guide d'ondes avant le durcissement.

2. Fabrication d'un trou poli (semblable à celui déjà fait dans l'écran devant le haut-parleur du téléphone) sur le rebord de l'écran. La diode serait intégrée dans un prisme épousant les parois de ce trou. Le tout collé comme en 1.

Avantages. Alignement simple et grossier avec la photodiode à la sortie du guide d'ondes. Connexions uniquement électriques entre l'écran et le téléphone, ce qui facilite l'intégration ainsi que le remplacement lors de bris.

Désavantages. Le bris d'un écran de verre d'un téléphone oblige le remplacement de la diode et/ou photodiode. Besoin de l'intégration d'une microlentille entre la diode laser et l'entrée du guide d'ondes afin d'augmenter l'efficacité de couplage.

8.1.3 Couplage avec une fibre optique polie à 45°

Puisque la fonctionnalisation des écrans de téléphone est une nouvelle technologie, les besoins de couplage et d'ergonomie sortent de l'ordinaire. La Figure 8-2 montre une méthode adaptée au téléphone avec l'utilisation d'une fibre optique. Lorsque le bout d'une fibre optique est poli à 45°, la lumière guidée sort à 90° par rapport à la fibre, à cause de la réflexion totale interne, et peut donc être couplée à un guide d'ondes placé perpendiculairement à la fibre. La fibre peut être collée le long du bord de l'écran, ce qui diminue la fragilité habituelle d'une connexion parallèle au guide (*butt coupling*), et courbée jusqu'en dessous de l'écran pour être connectée de façon standard à l'électronique. La fibre pourrait aussi être intégrée à une lamelle, comme mentionné dans la section précédente, afin d'être plus efficacement collée.

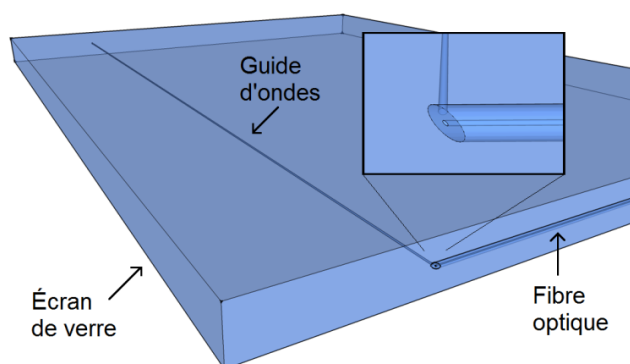


Figure 8-2 : Schéma du couplage avec une fibre optique polie à 45°

Avantages. L'efficacité (à tester) devrait être semblable à la méthode *butt coupling* et donc plus élevée que le réseau de diffraction. Aucune électronique sur l'écran (peut être conservée lors du remplacement de l'écran brisé). Plusieurs diodes laser avec de différentes longueurs d'ondes peuvent être connectées à cette seule fibre à l'aide de coupleurs optiques, ce qui augmente la capacité d'analyse pour un seul senseur.

Désavantages. Plus fragile lors du remplacement de l'écran. Possible besoin d'une expertise lors du remplacement de l'écran.

8.1.4 Amélioration du couplage en facette par guide conique

L'alignement du couplage optique requiert une précision micrométrique. Comme le montre la Figure 8-3a, le déplacement Δy de quelques microns d'une source de lumière initialement couplée de façon optimale peut facilement diminuer de moitié l'efficacité de couplage (possiblement perdre totalement le signal). Par exemple, lors du collage d'une fibre optique (couplée en *butt coupling*), le déplacement de la fibre à cause de la gravité exercée sur la colle durant le temps du séchage peut augmenter les pertes de couplage.

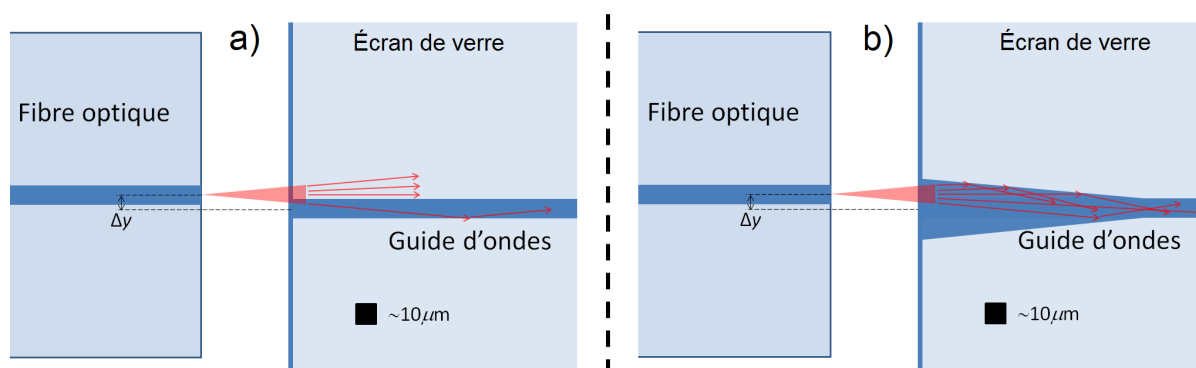


Figure 8-3 : **a** : Couplage non efficace par une fibre optique décalée par rapport au guide d'ondes.

b : Couplage amélioré avec un guide d'ondes conique.

L'utilisation d'un guide d'onde légèrement conique afin d'obtenir une section de couplage plus grande à la facette, voir la Figure 8-3b, pourrait peut-être diminuer ces pertes dues au déplacement. Des tests de fabrication de ce guide d'ondes conique à l'aide de plusieurs scans laser fs autour du guide d'onde initial sont prévus.

Puisque cette zone, à quelques dizaines de microns de la facette, n'est pas limitée par le besoin d'être invisible, une étude plus approfondie pour optimiser le couplage devrait être réalisée. Par exemple, la variation d'indice peut être augmentée.

8.2 Amélioration du senseur d'indice de réfraction

8.2.1 Goutte de liquide qui recouvre le senseur

Dans le senseur impliqué dans l'Article 2, le liquide placé sur l'écran ne recouvre pas complètement le senseur (partie du guide d'ondes qui touche la surface). Ceci affecte négativement la répétabilité de mesure puisque la longueur de la goutte doit être exactement la même à chaque expérience. Le fait de recouvrir complètement le senseur, en diminuant la longueur du senseur ou en augmentant la quantité de liquide, fixerait les conditions de mesure.

8.2.2 Mesure de la réflexion

Bien que la plupart des liquides possède un indice de réfraction inférieur à celui du verre, un problème important du senseur d'indice se produit lorsque le liquide possède un indice près de celui du guide d'ondes. En effet, comme le montre le haut de la Figure 8-4(a) (pris des résultats de l'Article 2), il peut y avoir deux mesures de même valeur, de part et d'autre de l'indice de réfraction effectif du guide d'ondes. Afin de discerner ces mesures, la réflexion à l'entrée du senseur peut être mesurée à l'aide d'un diviseur (*splitter* en anglais) et d'une photodiode, comme le montre la Figure 8-4(b). Ce diviseur est simplement fabriqué avec la même recette d'écriture laser fs. Un tel diviseur a été démontré dans l'Article 1 avec une perte optique additionnelle de moins de 0.5 dB.

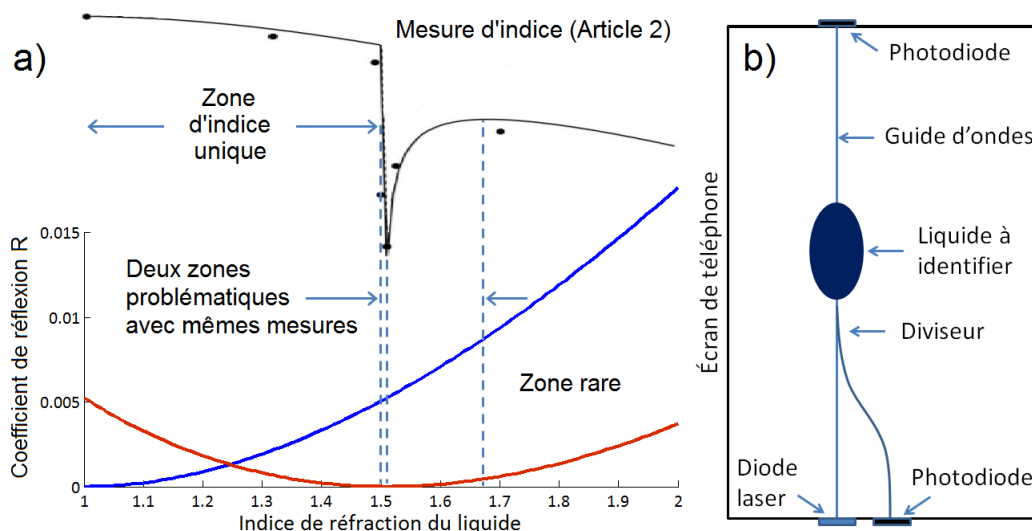


Figure 8-4 : Mesure de la réflexion provenant du capteur. **a**: Graphique du coefficient de réflexion en fonction de l'indice du liquide qui ne recouvre pas le capteur (courbe bleue) et du liquide qui recouvre le capteur (courbe rouge). L'image du haut, provenant de l'Article 2, est pour délimiter les deux zones problématiques. **b**: Schéma de la solution impliquant un diviseur et une photodiode.

La courbe bleue de la Figure 8-4a représente le coefficient de réflexion du capteur (équation (6-9)) lorsqu'il n'est pas totalement recouvert par le liquide. À l'aide de cette mesure, il serait aisé de discerner les deux zones problématiques puisque la mesure de la réflexion est très différente. Pour le cas où le liquide recouvre totalement le capteur (courbe rouge), une symétrie est visible centrée lorsque le liquide possède le même indice de réfraction que le guide d'ondes, avec une réflexion nulle. Il est donc plus difficile de différencier les indices. Néanmoins, pour deux mêmes mesures à la sortie du capteur, la réflexion est toujours plus élevée du côté droit de la symétrie. Par exemple, aux extrémités de la zone problématique, le coefficient de réflexion est pratiquement nul à gauche (à environ 1.49) et d'environ 0.1% à droite (à environ 1.67). Près d'un indice semblable au guide d'ondes, par contre, la différence est très mince et sa détection dépend de la précision du détecteur. Notons que les liquides d'indice de réfraction plus élevé que 1.67 sont rares.

8.3 Minimiser les pertes dues aux courbes des guides d'ondes

Afin de permettre la fabrication de dispositifs plus compacts ainsi que les applications nécessitant des guides d'ondes très courbés, les guides d'ondes doivent posséder une ouverture numérique

(NA) plus élevée. Compte tenu des avantages qu'apporterait l'augmentation du NA, il serait d'intérêt de concentrer les futurs efforts sur cet aspect. Puisque l'invisibilité n'a jamais été un objectif auparavant, aucun travail dans la littérature ne porte sur l'augmentation du NA sans l'utilisation de l'augmentation de la variation d'indice de réfraction Δn , à la connaissance de l'auteur.

Plusieurs aspects des guides d'ondes pourraient être étudiés. L'utilisation d'une longueur d'onde optimisée pour la variation d'indice au lieu des pertes minimales ainsi que changer la taille et la forme du guide d'ondes en sont des exemples. D'autres concepts et améliorations sont en cours d'étude.

8.4 Utiliser la technique *Dual-Beam* pour optimiser la qualité des guides d'ondes invisibles

La prochaine étape logique sera de tester la nouvelle technique de focalisation laser conçue dans l'Article 3, nommé la *Dual Beam Technique*, dans le verre de téléphone Gorilla afin d'augmenter la qualité des guides d'ondes. Cependant, si l'hypothèse stipulant que le stress du verre Gorilla adoucit l'interface des guides d'ondes s'avère juste (voir section 4.1.2), la technique *Dual-Beam* ne devrait pas augmenter de façon significative la qualité des guides. Néanmoins, elle pourrait peut-être permettre un plus grand intervalle de recette d'écriture et donc rendre la technique plus versatile et utilisable par différents systèmes d'écriture. De plus, puisque l'espacement entre les impulsions lasers affecte moins la qualité des guides réalisés avec cette technique, la vitesse d'écriture pourrait être augmentée.

Bien qu'un guide d'ondes puisse frôler la surface d'un verre Gorilla, il serait certainement possible d'améliorer cet aspect à l'aide de la technique *Dual-Beam*, comme démontré avec d'autres types de verre dans l'Article 3.

CHAPITRE 9 CONCLUSION ET RECOMMANDATIONS

Voilà la belle histoire des premiers dispositifs invisibles, à la connaissance de l'auteur, réalisés dans les laboratoires de Polytechnique Montréal au Canada. Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse portaient sur la conception de ces dispositifs invisibles dans le but de fonctionnaliser les écrans de verre des téléphones mobiles.

Les objectifs de la thèse, énoncés à l'introduction, visaient spécifiquement à :

1. Étudier l'interaction des impulsions ultracourtes de laser fs avec le verre afin de cerner les mécanismes physiques de la modification structurelle atomique.
2. Étudier les limites optiques de l'œil afin de cerner les paramètres critiques d'une modification d'indice de réfraction pour produire des guides d'ondes invisibles à l'œil.
3. En se basant sur ces études et paramètres critiques, tester plusieurs paramètres laser fs afin de fabriquer les premiers guides d'ondes invisibles.
4. Fabriquer des dispositifs invisibles dans l'écran de verre d'un téléphone mobile (thermomètre, analyseur de liquide, etc).
5. Étudier les défis de l'implémentation de la technologie et de sa production massive.

Cette thèse a répondu avec succès à l'ensemble de ces objectifs. En effet, l'étude de l'origine des mécanismes physiques de la modification structurelle produite par l'interaction d'impulsions laser fs avec le verre ainsi que la liaison de ces différents acteurs à l'origine physique de l'indice de réfraction, ont permis de fabriquer des guides d'ondes invisibles à l'œil.

Les premiers guides d'ondes invisibles fabriqués généraient trop de pertes pour être fonctionnels, en raison de la rudesse de l'interface des guides d'ondes. Les études approfondies ont fait ressortir une nouvelle hypothèse se produisant dans le verre densifié lors d'une écriture par laser à haute vitesse et à un taux de répétition et intensité critiques. Elle stipule qu'une légère augmentation de l'indice de réfraction aux volumes focaux est due à un changement structurel permanent, alors qu'une légère augmentation de l'indice est aussi produite au niveau des irrégularités à l'interface du guide d'ondes en raison d'une diffusion accrue de porteurs de charges. Cette diffusion accrue de porteurs de charges provient de la superposition des impulsions laser, qui est vis-à-vis les irrégularités produisant la rudesse du guide d'ondes. La

distribution spatiale de ces porteurs est lissée sous l'effet du stress interne du verre densifié, diminuant ainsi les pertes optiques du guide. Suivant ces hypothèses, les guides d'ondes avec les plus faibles pertes optiques réalisées à ce jour par laser fs, en plus d'être invisibles, ont été fabriqués.

À l'aide de ces guides d'ondes, plusieurs dispositifs invisibles ont été fabriqués dans l'écran de verre de téléphones mobiles. Notamment, un thermomètre, un système d'identification infrarouge ainsi qu'un senseur de liquide qui mesure l'indice de réfraction en plaçant simplement une goutte sur l'écran. Pour ce dernier, un nouveau modèle numérique a été conçu pour simuler ce type de senseur. Celui-ci représente mieux les résultats expérimentaux que les modèles présentés dans la littérature.

De plus, une nouvelle technique de traitement laser, appelé la *Dual-Beam Technique*, a été développée. Elle utilise la focalisation par une seule lentille de deux fins faisceaux laser fs cohérents et équidistants de l'axe optique de la lentille. La technique améliore drastiquement huit importants phénomènes problématiques du traitement laser simultanément, soient les aberrations optiques, l'ablation indésirable aux surfaces, la dépendance avec la profondeur d'écriture, l'espace d'écriture limitée par la distance focale de la lentille, l'élongation de l'impulsion laser, la rudesse de l'interface de l'écriture ainsi que des effets non-linéaires néfastes telles la génération de supercontinuum et la filamentation due à l'auto-focalisation induite par l'effet Kerr. La nouvelle technique a donc le potentiel d'améliorer la fabrication de certains dispositifs. Particulièrement, dans le cas de l'intégration de plusieurs dispositifs en multicouches dans l'écran des téléphones mobiles, l'indépendance avec la profondeur d'écriture de la nouvelle technique a le potentiel d'aider à standardiser le processus de fabrication ainsi que la méthode de couplage optique, et donc de faciliter la production massive.

Les travaux sont maintenant concentrés sur le senseur de gaz et liquide en raison de l'intérêt de l'industrie. En effet, il est encore impossible d'intégrer les senseurs existants de gaz ou liquide dans les téléphones actuels car ceux-ci sont destructifs ou utilisent des tampons/bandelettes non réutilisables. Les géants de l'industrie ont donc un grand intérêt pour ce nouveau senseur puisqu'il est intégré à l'écran d'un téléphone qui peut être nettoyé facilement et à répétition.

La plus grande limite de la nouvelle technologie est causée par la variation d'indice des guides d'ondes qui doit être très faible pour être invisible. Avec cette faible valeur, la lumière ne reste

pas confinée dans les guides d'ondes très courbés, limitant ainsi certaines applications et la fabrication de dispositifs plus compacts. Il y a donc ici une opportunité de recherche afin d'améliorer cet aspect important. Plusieurs autres aspects devront être étudiés afin d'améliorer la technologie, telle que le type de connexion entre l'écran et le téléphone, qui doit être à la fois efficace, robuste, ergonomique et permettant une fabrication massive afin que l'augmentation du prix due à cette nouvelle technologie ne décourage pas l'achat du téléphone.

En conclusion, l'ensemble des travaux présentés dans cette thèse répond avec succès aux objectifs du travail énoncés au début de la thèse. De plus, cette thèse est un bon exemple de synergie entre la recherche fondamentale et la recherche appliquée; démarrant d'une invention de dispositifs invisibles réalisés à partir d'une étude approfondie de l'interaction laser-verre, jusqu'à la possibilité de commercialisation d'un produit.

Avec de récentes aides des gros joueurs de l'industrie et du gouvernement du Canada, il sera peut-être possible d'amener cette technologie sur le marché d'ici quelques années. Dans le cas d'une réussite, il sera très intéressant de voir la continuité de ce projet. Considérant les nouvelles applications et données scientifiques obtenues simplement par le fait que la majeure partie de la population mondiale possède un téléphone mobile, nul ne peut prédire les avancements qu'occasionnera le fait que cette grande population possède un laboratoire à la main.

RÉFÉRENCES

- [1] G. Gbur, "Invisibility physics: past, present, and future," *Prog. Optics*, vol. 58, pp. 65-114, 2013.
- [2] S. Tachi, "Telexistence and retro-reflective projection technology (RPT)," in *Proceedings of the 5th Virtual Reality International Conference (VRIC2003)* pp, 2003, pp. 1-69.
- [3] H. Chen, C. Chan, and P. Sheng, "Transformation optics and metamaterials," *Nature materials*, vol. 9, pp. 387-396, 2010.
- [4] N. Landy and D. R. Smith, "A full-parameter unidirectional metamaterial cloak for microwaves," *Nature materials*, vol. 12, pp. 25-28, 2013.
- [5] J. Valentine, J. Li, T. Zentgraf, G. Bartal, and X. Zhang, "An optical cloak made of dielectrics," *Nature materials*, vol. 8, pp. 568-571, 2009.
- [6] H. F. Ma and T. J. Cui, "Three-dimensional broadband ground-plane cloak made of metamaterials," *Nature communications*, vol. 1, p. 21, 2010.
- [7] T. Ergin, N. Stenger, P. Brenner, J. B. Pendry, and M. Wegener, "Three-Dimensional Invisibility Cloak at Optical Wavelengths," *Science*, vol. 327, pp. 337-9, 04/16 2010.
- [8] F. Gömöry, M. Solovyov, J. Šouc, C. Navau, J. Prat-Camps, and A. Sanchez, "Experimental realization of a magnetic cloak," *Science*, vol. 335, pp. 1466-1468, 2012.
- [9] J. Zhu, W. Jiang, Y. Liu, G. Yin, J. Yuan, S. He, *et al.*, "Three-dimensional magnetic cloak working from dc to 250 [thinsp] kHz," *Nature communications*, vol. 6, 2015.
- [10] L. Zigoneanu, B.-I. Popa, and S. A. Cummer, "Three-dimensional broadband omnidirectional acoustic ground cloak," *Nat. Mater*, vol. 13, pp. 352-355, 2014.
- [11] L. H. Gabrielli, J. Cardenas, C. B. Poitras, and M. Lipson, "Silicon nanostructure cloak operating at optical frequencies," *Nature Photonics*, vol. 3, pp. 461-463, 2009.
- [12] R. Schittny, M. Kadic, T. Bückmann, and M. Wegener, "Invisibility cloaking in a diffusive light scattering medium," *Science*, vol. 345, pp. 427-429, 2014.
- [13] X. Chen, Y. Luo, J. Zhang, K. Jiang, J. B. Pendry, and S. Zhang, "Macroscopic invisibility cloaking of visible light," *Nature Communications*, vol. 2, p. 176, 2011.
- [14] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, "Controlling electromagnetic fields," *science*, vol. 312, pp. 1780-1782, 2006.
- [15] U. Leonhardt, "Optical conformal mapping," *Science*, vol. 312, pp. 1777-1780, 2006.
- [16] A. Cho, "Invisibility Cloaks for Visible Light Must Remain Tiny, Theorists Predict," *Science*, vol. 328, pp. 1621-1621, 2010.
- [17] H. Hashemi, B. Zhang, J. Joannopoulos, and S. G. Johnson, "Delay-bandwidth and delay-loss limitations for cloaking of large objects," *Physical review letters*, vol. 104, p. 253903, 2010.
- [18] J. Gao, K. Kempa, M. Giersig, E. M. Akinoglu, B. Han, and R. Li, "Physics of transparent conductors," *Advances in Physics*, vol. 65, pp. 553-617, 2016.

- [19] F. Campbell and D. Green, "Optical and retinal factors affecting visual resolution," *The Journal of Physiology*, vol. 181, p. 576, 1965.
- [20] J. Kulikowski, "Some stimulus parameters affecting spatial and temporal resolution of human vision," *Vision Research*, vol. 11, pp. 83-93, 1971.
- [21] A. Tervonen, B. R. West, and S. Honkanen, "Ion-exchanged glass waveguide technology: a review," *Optical Engineering*, vol. 50, pp. 071107-071107-15, 2011.
- [22] R. V. Ramaswamy and R. Srivastava, "Ion-exchanged glass waveguides: a review," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 6, pp. 984-1000, 1988.
- [23] B. Svecova, J. Spirkova, S. Janakova, M. Mika, J. Oswald, and A. Mackova, "Diffusion process applied in fabrication of ion-exchanged optical waveguides in novel Er^{3+} and $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ -doped silicate glasses," *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, vol. 20, pp. 510-513, 2009.
- [24] J. Grelin, A. Bouchard, E. Ghibaudo, and J.-E. Broquin, "Study of $\text{Ag}^{+}/\text{Na}^{+}$ ion-exchange diffusion on germanate glasses: realization of single-mode waveguides at the wavelength of $1.55\text{ }\mu\text{m}$," *Materials Science and Engineering: B*, vol. 149, pp. 190-194, 2008.
- [25] D. Kapila and J. L. Plawsky, "Diffusion processes for integrated waveguide fabrication in glasses: a solid-state electrochemical approach," *Chemical Engineering Science*, vol. 50, pp. 2589-2600, 1995.
- [26] B. J. da Silva, R. P. de Melo, E. L. Falcão-Filho, and C. B. de Araújo, "Potassium source for ion-exchange glass waveguide fabrication," *Applied optics*, vol. 36, pp. 5949-5950, 1997.
- [27] J. Schröfel, J. Špírková, Z. Burian, and V. Drahoš, " Li^{+} for Na^{+} ion exchange in Na_2O -Rich glass: An effective method for fabricating low-loss optical waveguides," *Ceram.-Silikaty*, vol. 47, pp. 169-174, 2003.
- [28] D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier, and G. Mourou, "Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO_2 with pulse widths from 7 ns to 150 fs," *Applied physics letters*, vol. 64, pp. 3071-3073, 1994.
- [29] K. M. Davis, K. Miura, N. Sugimoto, and K. Hirao, "Writing waveguides in glass with a femtosecond laser," *Optics letters*, vol. 21, pp. 1729-1731, 1996.
- [30] A. P. Joglekar, H.-h. Liu, G. Spooner, E. Meyhöfer, G. Mourou, and A. Hunt, "A study of the deterministic character of optical damage by femtosecond laser pulses and applications to nanomachining," *Applied Physics B*, vol. 77, pp. 25-30, 2003.
- [31] R. R. Gattass and E. Mazur, "Femtosecond laser micromachining in transparent materials," *Nature photonics*, vol. 2, pp. 219-225, 2008.
- [32] K. Sugioka and Y. Cheng, "Ultrafast lasers—reliable tools for advanced materials processing," *Light: Science & Applications*, vol. 3, p. e149, 2014.
- [33] K. Itoh, W. Watanabe, S. Nolte, and C. B. Schaffer, "Ultrafast processes for bulk modification of transparent materials," *MRS bulletin*, vol. 31, pp. 620-625, 2006.
- [34] X. Liu, D. Du, and G. Mourou, "Laser ablation and micromachining with ultrashort laser pulses," *IEEE journal of quantum electronics*, vol. 33, pp. 1706-1716, 1997.

- [35] M. Shirk and P. Molian, "A review of ultrashort pulsed laser ablation of materials," *Journal of Laser Applications*, vol. 10, pp. 18-28, 1998.
- [36] A. Plech, P. Leiderer, and J. Boneberg, "Femtosecond laser near field ablation," *Laser & Photonics Review*, vol. 3, pp. 435-451, 2009.
- [37] S. Chin, S. Hosseini, W. Liu, Q. Luo, F. Théberge, N. Aközbek, *et al.*, "The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media: physics, applications, and new challenges," *Canadian journal of physics*, vol. 83, pp. 863-905, 2005.
- [38] J.-P. Bérubé, "Étude des changements structuraux photo-induits dans le verre à l'aide des impulsions femtosecondes et application à l'inscription de composants photoniques," Université Laval, 2014.
- [39] K. Sugioka and Y. Cheng, "A tutorial on optics for ultrafast laser materials processing: basic microprocessing system to beam shaping and advanced focusing methods," *Advanced Optical Technologies*, vol. 1, pp. 353-364, 2012.
- [40] J. Fischer and M. Wegener, "Three-dimensional optical laser lithography beyond the diffraction limit," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 7, pp. 22-44, 2013.
- [41] G. Della Valle, R. Osellame, and P. Laporta, "Micromachining of photonic devices by femtosecond laser pulses," *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, vol. 11, p. 013001, 2008.
- [42] S. Juodkazis, V. Mizeikis, and H. Misawa, "Three-dimensional microfabrication of materials by femtosecond lasers for photonics applications," *Journal of Applied Physics*, vol. 106, p. 8, 2009.
- [43] M. Ams, G. D. Marshall, P. Dekker, M. Dubov, V. K. Mezentsev, I. Bennion, *et al.*, "Investigation of Ultrafast Laser--Photonic Material Interactions: Challenges for Directly Written Glass Photonics," *IEEE journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 14, pp. 1370-1381, 2008.
- [44] M. Ams, G. D. Marshall, P. Dekker, J. A. Piper, and M. J. Withford, "Ultrafast laser written active devices," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 3, pp. 535-544, 2009.
- [45] A. Szameit and S. Nolte, "Discrete optics in femtosecond-laser-written photonic structures," *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 43, p. 163001, 2010.
- [46] J. Thomas, C. Voigtlaender, R. G. Becker, D. Richter, A. Tuennermann, and S. Nolte, "Femtosecond pulse written fiber gratings: a new avenue to integrated fiber technology," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 6, pp. 709-723, 2012.
- [47] F. Chen and J. Aldana, "Optical waveguides in crystalline dielectric materials produced by femtosecond-laser micromachining," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 8, pp. 251-275, 2014.
- [48] R. Osellame, H. J. Hoekstra, G. Cerullo, and M. Pollnau, "Femtosecond laser microstructuring: an enabling tool for optofluidic lab-on-chips," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 5, pp. 442-463, 2011.
- [49] K. Sugioka and Y. Cheng, "Femtosecond laser processing for optofluidic fabrication," *Lab on a Chip*, vol. 12, pp. 3576-3589, 2012.

- [50] K. Sugioka, Y. Hanada, and K. Midorikawa, "Three-dimensional femtosecond laser micromachining of photosensitive glass for biomicrochips," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 4, pp. 386-400, 2010.
- [51] K. Sugioka and Y. Cheng, "Integrated microchips for biological analysis fabricated by femtosecond laser direct writing," *MRS bulletin*, vol. 36, pp. 1020-1027, 2011.
- [52] R. Buividas, M. Mikutis, and S. Juodkazis, "Surface and bulk structuring of materials by ripples with long and short laser pulses: Recent advances," *Progress in Quantum Electronics*, vol. 38, pp. 119-156, 2014.
- [53] R. Taylor, C. Hnatovsky, and E. Simova, "Applications of femtosecond laser induced self-organized planar nanocracks inside fused silica glass," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 2, pp. 26-46, 2008.
- [54] E. Stratakis, A. Ranella, M. Farsari, and C. Fotakis, "Laser-based micro/nanoengineering for biological applications," *Progress in Quantum Electronics*, vol. 33, pp. 127-163, 2009.
- [55] A. Y. Vorobyev and C. Guo, "Direct femtosecond laser surface nano/microstructuring and its applications," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 7, pp. 385-407, 2013.
- [56] H.-B. Sun and S. Kawata, "Two-photon photopolymerization and 3D lithographic microfabrication," in *NMR• 3D Analysis• Photopolymerization*, ed: Springer, 2004, pp. 169-273.
- [57] C. N. LaFratta, J. T. Fourkas, T. Baldacchini, and R. A. Farrer, "Cover Picture: Multiphoton Fabrication (Angew. Chem. Int. Ed. 33/2007)," *Angewandte Chemie International Edition*, vol. 46, pp. 6201-6201, 2007.
- [58] S. Maruo and J. T. Fourkas, "Recent progress in multiphoton microfabrication," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 2, pp. 100-111, 2008.
- [59] Y.-L. Zhang, Q.-D. Chen, H. Xia, and H.-B. Sun, "Designable 3D nanofabrication by femtosecond laser direct writing," *Nano Today*, vol. 5, pp. 435-448, 2010.
- [60] M. Malinauskas, M. Farsari, A. Piskarskas, and S. Juodkazis, "Ultrafast laser nanostructuring of photopolymers: A decade of advances," *Physics Reports*, vol. 533, pp. 1-31, 2013.
- [61] B.-B. Xu, Y.-L. Zhang, H. Xia, W.-F. Dong, H. Ding, and H.-B. Sun, "Fabrication and multifunction integration of microfluidic chips by femtosecond laser direct writing," *Lab on a chip*, vol. 13, pp. 1677-1690, 2013.
- [62] Z. Sekkat and S. Kawata, "Laser nanofabrication in photoresists and azopolymers," *Laser & Photonics Reviews*, vol. 8, pp. 1-26, 2014.
- [63] A. Vogel and V. Venugopalan, "Mechanisms of pulsed laser ablation of biological tissues," *Chemical reviews*, vol. 103, pp. 577-644, 2003.
- [64] A. Vogel, J. Noack, G. Hüttman, and G. Paltauf, "Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues," *Applied Physics B*, vol. 81, pp. 1015-1047, 2005.
- [65] C. L. Hoy, O. Ferhanoglu, M. Yildirim, K. H. Kim, S. S. Karajanagi, K. M. C. Chan, *et al.*, "Clinical ultrafast laser surgery: recent advances and future directions," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 20, pp. 242-255, 2014.

- [66] D. Homoelle, S. Wielandy, A. L. Gaeta, N. Borrelli, and C. Smith, "Infrared photosensitivity in silica glasses exposed to femtosecond laser pulses," *Optics Letters*, vol. 24, pp. 1311-1313, 1999.
- [67] K. Miura, J. Qiu, H. Inouye, T. Mitsuyu, and K. Hirao, "Photowritten optical waveguides in various glasses with ultrashort pulse laser," *Applied Physics Letters*, vol. 71, pp. 3329-3331, 1997.
- [68] R. Brückner, "Properties and structure of vitreous silica. I," *Journal of non-crystalline solids*, vol. 5, pp. 123-175, 1970.
- [69] R. Brückner, "Properties and structure of vitreous silica. II," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 5, pp. 177-216, 1971.
- [70] R. Thomson, C. Leburn, and D. Reid, *Ultrafast nonlinear optics*: Springer, 2013.
- [71] J. Lapointe, M. Gagné, M.-J. Li, and R. Kashyap, "Making smart phones smarter with photonics," *Optics express*, vol. 22, pp. 15473-15483, 2014.
- [72] C. B. Schaffer, A. Brodeur, and E. Mazur, "Laser-induced breakdown and damage in bulk transparent materials induced by tightly focused femtosecond laser pulses," *Measurement Science and Technology*, vol. 12, p. 1784, 2001.
- [73] L. Keldysh, "Concerning the theory of impact ionization in semiconductors," *Sov. Phys. JETP*, vol. 21, p. 1135, 1965.
- [74] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, "Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses," *Physical Review Letters*, vol. 74, pp. 2248-2251, 03/20/ 1995.
- [75] A. P. Joglekar, H.-h. Liu, E. Meyhöfer, G. Mourou, and A. J. Hunt, "Optics at critical intensity: Applications to nanomorphing," *Proceedings of the national academy of sciences of the United States of America*, vol. 101, pp. 5856-5861, 2004.
- [76] J. Lapointe and R. Kashyap, "Laser Processed Photonic Devices," in *Planar Waveguides and other Confined Geometries*, ed: Springer, 2015, pp. 129-167.
- [77] P. Rajeev, M. Gertsvolf, P. Corkum, and D. Rayner, "Field dependent avalanche ionization rates in dielectrics," *Physical review letters*, vol. 102, p. 083001, 2009.
- [78] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, C. Spielmann, G. Mourou, *et al.*, "Femtosecond optical breakdown in dielectrics," *Physical Review Letters*, vol. 80, p. 4076, 1998.
- [79] B. Stuart, M. Feit, A. Rubenchik, B. Shore, and M. Perry, "Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses," *Physical review letters*, vol. 74, p. 2248, 1995.
- [80] N. Bloembergen, "Laser-induced electric breakdown in solids," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 10, pp. 375-386, 1974.
- [81] J. D. Jackson, *Classical electrodynamics*: Wiley, 1999.
- [82] R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *The Feynman Lectures on Physics, Desktop Edition Volume I* vol. 1: Basic books, 2013.

- [83] E. Hecht, "Optics, 4th," *International edition, Addison-Wesley, San Francisco*, vol. 3, 2002.
- [84] R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. Sands, *The Feynman lectures on physics, vol. 2: Mainly electromagnetism and matter*: Addison-Wesley, 1979.
- [85] A. J. Cohen and H. L. Smith, "Ultraviolet and infrared absorption of fused germania," *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 7, pp. 301-306, 1958.
- [86] R. Kashyap, *Fiber bragg gratings*: Academic press, 1999.
- [87] J. Albert, B. Malo, K. Hill, F. Bilodeau, D. Johnson, and S. Theriault, "Comparison of one-photon and two-photon effects in the photosensitivity of germanium-doped silica optical fibers exposed to intense ArF excimer laser pulses," *Applied physics letters*, vol. 67, pp. 3529-3531, 1995.
- [88] P. Niay, P. Bernage, M. Douay, T. Taunay, W. Xie, and G. Martinelli, "Bragg grating photoinscription within various types of fibers and glasses," in *Photosensitivity and quadratic nonlinearity in glass waveguides*, ed, 1995, p. 65.
- [89] G. Ghosh, "Sellmeier coefficients and dispersion of thermo-optic coefficients for some optical glasses," *Applied optics*, vol. 36, pp. 1540-1546, 1997.
- [90] S. Sundaram and E. Mazur, "Inducing and probing non-thermal transitions in semiconductors using femtosecond laser pulses," *Nature materials*, vol. 1, pp. 217-224, 2002.
- [91] C. Schaffer, N. Nishimura, E. Glezer, A. Kim, and E. Mazur, "Dynamics of femtosecond laser-induced breakdown in water from femtoseconds to microseconds," *Optics express*, vol. 10, pp. 196-203, 2002.
- [92] M. Sakakura and M. Terazima, "Initial temporal and spatial changes of the refractive index induced by focused femtosecond pulsed laser irradiation inside a glass," *Physical Review B*, vol. 71, p. 024113, 2005.
- [93] M. Sakakura, M. Terazima, Y. Shimotsuma, K. Miura, and K. Hirao, "Observation of pressure wave generated by focusing a femtosecond laser pulse inside a glass," *Optics express*, vol. 15, pp. 5674-5686, 2007.
- [94] L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, "Writing of permanent birefringent microlayers in bulk fused silica with femtosecond laser pulses," *Optics Communications*, vol. 171, pp. 279-284, 1999.
- [95] B. Poumellec, M. Lancry, A. Chahid-Erraji, and P. Kazansky, "Modification thresholds in femtosecond laser processing of pure silica: review of dependencies on laser parameters [Invited]," *Optical Materials Express*, vol. 1, pp. 766-782, 2011.
- [96] Y. Shimotsuma, P. G. Kazansky, J. Qiu, and K. Hirao, "Self-organized nanogratings in glass irradiated by ultrashort light pulses," *Physical review letters*, vol. 91, p. 247405, 2003.
- [97] P. Rajeev, M. Gertszvolf, C. Hnatovsky, E. Simova, R. Taylor, P. Corkum, *et al.*, "Transient nanoplasmonics inside dielectrics," *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, vol. 40, p. S273, 2007.

- [98] F. Liang, R. Vallée, and S. L. Chin, "Mechanism of nanograting formation on the surface of fused silica," *Optics express*, vol. 20, pp. 4389-4396, 2012.
- [99] Y. Bellouard and M.-O. Hongler, "Femtosecond-laser generation of self-organized bubble patterns in fused silica," *Optics express*, vol. 19, pp. 6807-6821, 2011.
- [100] C. B. Schaffer, A. O. Jamison, and E. Mazur, "Morphology of femtosecond laser-induced structural changes in bulk transparent materials," *Applied Physics Letters*, vol. 84, pp. 1441-1443, 2004.
- [101] J. W. Chan, T. R. Huser, S. Risbud, and D. Krol, "Modification of the fused silica glass network associated with waveguide fabrication using femtosecond laser pulses," *Applied Physics A*, vol. 76, pp. 367-372, 2003.
- [102] W. J. Reichman, J. W. Chan, C. W. Smelser, S. J. Mihailov, and D. M. Krol, "Spectroscopic characterization of different femtosecond laser modification regimes in fused silica," *JOSA B*, vol. 24, pp. 1627-1632, 2007.
- [103] W. J. Reichman, D. M. Krol, L. Shah, F. Yoshino, A. Arai, S. M. Eaton, *et al.*, "A spectroscopic comparison of femtosecond-laser-modified fused silica using kilohertz and megahertz laser systems," *Journal of Applied Physics*, vol. 99, p. 123112, 2006.
- [104] K. Hirao and K. Miura, "Writing waveguides and gratings in silica and related materials by a femtosecond laser," *Journal of non-crystalline solids*, vol. 239, pp. 91-95, 1998.
- [105] A. Pasquarello and R. Car, "Identification of Raman defect lines as signatures of ring structures in vitreous silica," *Physical Review Letters*, vol. 80, p. 5145, 1998.
- [106] C. W. Ponader, J. F. Schroeder, and A. M. Streltsov, "Origin of the refractive-index increase in laser-written waveguides in glasses," *Journal of Applied Physics*, vol. 103, p. 063516, 2008.
- [107] B. Poumellec, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, "Femtosecond laser irradiation stress induced in pure silica," *Optics Express*, vol. 11, pp. 1070-1079, 2003.
- [108] A. M. Streltsov and N. F. Borrelli, "Study of femtosecond-laser-written waveguides in glasses," *JOSA B*, vol. 19, pp. 2496-2504, 2002.
- [109] K. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. Kawasaki, "Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication," *Applied physics letters*, vol. 32, pp. 647-649, 1978.
- [110] L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, "Study of damage in fused silica induced by ultra-short IR laser pulses," *Optics Communications*, vol. 191, pp. 333-339, 2001.
- [111] A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, and A. Mysyrowicz, "Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses," *Physical Review B*, vol. 71, p. 125435, 2005.
- [112] G. P. Agrawal, *Frontmatter and Index*: Wiley Online Library, 1997.
- [113] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*: Academic press, 2007.
- [114] A. Ghatak and K. Thyagarajan, *An introduction to fiber optics*: Cambridge university press, 1998.

- [115] Y. Youk and D. Y. Kim, "Reflection-type optical waveguide index profiling technique," *Journal of the Optical Society of Korea*, vol. 9, pp. 49-53, 2005.
- [116] L. Özcan, F. Guay, and L. Martinu, "Investigation of refractive index modifications in CW CO₂ laser written planar optical waveguides," *Optics Communications*, vol. 281, pp. 3686-3690, 2008.
- [117] M. Young, "Optical fiber index profiles by the refracted-ray method (refracted near-field scanning)," *Applied optics*, vol. 20, pp. 3415-3422, 1981.
- [118] H. Tompkins and E. A. Irene, *Handbook of Ellipsometry*: Elsevier Science, 2005.
- [119] R. S. Sirohi, *Introduction to Optical Metrology*: CRC Press, 2015.
- [120] R. Paschotta, *Encyclopedia of laser physics and technology* vol. 1: Wiley-vch Berlin, 2008.
- [121] A. Boudrioua, *Photonic waveguides*: John Wiley & Sons, 2013.
- [122] D. Marcuse, "Mode conversion caused by surface imperfections of a dielectric slab waveguide," *Bell Labs Technical Journal*, vol. 48, pp. 3187-3215, 1969.
- [123] M. Svalgaard, C. Poulsen, A. Bjarklev, and O. Poulsen, "Direct UV writing of buried singlemode channel waveguides in Ge-doped silica films," *Electronics Letters*, vol. 30, pp. 1401-1403, 1994.
- [124] G. Emmerson, S. Watts, C. Gawith, V. Albanis, M. Ibsen, R. Williams, *et al.*, "Fabrication of directly UV-written channel waveguides with simultaneously defined integral Bragg gratings," *Electronics Letters*, vol. 38, pp. 1531-1532, 2002.
- [125] M. Svalgaard and M. Kristensen, "Directly UV written silica-on-silicon planar waveguides with low loss," *Electronics Letters*, vol. 33, pp. 861-863, 1997.
- [126] D. Milanese, A. Fu, C. Contardi, E. Taylor, and M. Ferraris, "Photosensitivity and directly UV written waveguides in an ion exchangeable bulk oxide glass," *Optical Materials*, vol. 18, pp. 295-300, 2001.
- [127] C. B. Gawith, A. Fu, T. Bhutta, P. Hua, D. P. Shepherd, E. R. Taylor, *et al.*, "Direct-UV-written buried channel waveguide lasers in direct-bonded intersubstrate ion-exchanged neodymium-doped germano-borosilicate glass," *Applied Physics Letters*, vol. 81, pp. 3522-3524, 2002.
- [128] C. Contardi, E. Taylor, and A. Fu, "Study of UV-written channels in lead silicate glasses," *Journal of non-crystalline solids*, vol. 291, pp. 113-120, 2001.
- [129] A. Favre, E. Lee, V. Apostolopoulos, C. B. Gawith, C.-Y. Tai, E. R. Taylor, *et al.*, "Fabrication and characterization of planar and channel waveguides in bismuth-based oxide glasses," in *Integrated Optoelectronics Devices*, 2003, pp. 103-110.
- [130] A. K. Mairaj, A. M. Chardon, D. P. Shepherd, and D. W. Hewak, "Laser performance and spectroscopic analysis of optically written channel waveguides in neodymium-doped gallium lanthanum sulphide glass," *IEEE Journal of selected topics in quantum electronics*, vol. 8, pp. 1381-1388, 2002.
- [131] H. Ebendorff-Heidepriem, "Laser writing of waveguides in photosensitive glasses," *Optical Materials*, vol. 25, pp. 109-115, 2004.

- [132] A. Brennend, "Thermal poling of multioxide silicate glasses and ion exchanged waveguides," Ph. D. Thesis, ORC, Southampton, UK, 2002.
- [133] C. Huang, D. Hewak, and J. Badding, "Deposition and characterization of germanium sulphide glass planar waveguides," *Optics Express*, vol. 12, pp. 2501-2506, 2004.
- [134] B. McMillen, B. Zhang, K. P. Chen, A. Benayas, and D. Jaque, "Ultrafast laser fabrication of low-loss waveguides in chalcogenide glass with 0.65 dB/cm loss," *Optics letters*, vol. 37, pp. 1418-1420, 2012.
- [135] N. Psaila, R. Thomson, H. Bookey, N. Chiodo, S. Shen, R. Osellame, *et al.*, "Er: Yb-doped oxyfluoride silicate glass waveguide laser fabricated using ultrafast laser inscription," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, pp. 126-128, 2008.
- [136] S.-L. Li, P. Han, M. Shi, Y. Yao, B. Hu, M. Wang, *et al.*, "Low-loss channel optical waveguide fabrication in Nd ³⁺-doped silicate glasses by femtosecond laser direct writing," *Optics express*, vol. 19, pp. 23958-23964, 2011.
- [137] L. B. Fletcher, J. J. Witcher, N. Troy, S. T. Reis, R. K. Brow, R. M. Vazquez, *et al.*, "Femtosecond laser writing of waveguides in zinc phosphate glasses [Invited]," *Optical Materials Express*, vol. 1, pp. 845-855, 2011.
- [138] L. B. Fletcher, J. J. Witcher, N. Troy, S. T. Reis, R. K. Brow, and D. M. Krol, "Effects of rare-earth doping on femtosecond laser waveguide writing in zinc polyphosphate glass," *Journal of applied physics*, vol. 112, p. 023109, 2012.
- [139] K. Vishnubhatla, S. V. Rao, R. S. S. Kumar, R. Osellame, S. Bhaktha, S. Turrell, *et al.*, "Femtosecond laser direct writing of gratings and waveguides in high quantum efficiency erbium-doped Baccarat glass," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, p. 205106, 2009.
- [140] Y. Li, Z. He, H. Tang, L. Liu, L. Xu, and W. Wang, "The structural and refractive index changes in the waveguides written by femtosecond laser in Er-doped silicate glasses," *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 354, pp. 1216-1220, 2008.
- [141] L. B. Fletcher, J. J. Witcher, N. Troy, S. T. Reis, R. K. Brow, and D. M. Krol, "Direct femtosecond laser waveguide writing inside zinc phosphate glass," *Optics express*, vol. 19, pp. 7929-7936, 2011.
- [142] J. W. Chan, T. R. Huser, S. H. Risbud, J. S. Hayden, and D. M. Krol, "Waveguide fabrication in phosphate glasses using femtosecond laser pulses," *Applied physics letters*, vol. 82, pp. 2371-2373, 2003.
- [143] V. R. Bhardwaj, E. Simova, P. Corkum, D. Rayner, C. Hnatovsky, R. Taylor, *et al.*, "Femtosecond laser-induced refractive index modification in multicomponent glasses," *Journal of applied physics*, vol. 97, p. 083102, 2005.
- [144] A. Zoubir, M. Richardson, C. Rivero, A. Schulte, C. Lopez, K. Richardson, *et al.*, "Direct femtosecond laser writing of waveguides in As ₂ S ₃ thin films," *Optics letters*, vol. 29, pp. 748-750, 2004.
- [145] B. J. Eggleton, B. Luther-Davies, and K. Richardson, "Chalcogenide photonics," *Nature photonics*, vol. 5, pp. 141-148, 2011.

- [146] Y. Ledemi, J. Lapointe, S. Morency, Y.-J. Yu, Y. Messaddeq, and R. Kashyap, "Chalcogenide Glass Fiber Tape," in *Workshop on Specialty Optical Fibers and their Applications*, 2015, p. WW4A. 2.
- [147] J. Lapointe, Y. Ledemi, S. Loranger, V. L. Iezzi, E. S. de Lima Filho, F. Parent, *et al.*, "Fabrication of ultrafast laser written low-loss waveguides in flexible As₂S₃ chalcogenide glass tape," *Optics Letters*, vol. 41, pp. 203-206, 2016.
- [148] A. Stone, H. Jain, V. Dierolf, M. Sakakura, Y. Shimotsuma, K. Miura, *et al.*, "Direct laser-writing of ferroelectric single-crystal waveguide architectures in glass for 3D integrated optics," *Scientific reports*, vol. 5, p. 10391, 2015.
- [149] K. Minoshima, A. M. Kowalevich, I. Hartl, E. P. Ippen, and J. G. Fujimoto, "Photonic device fabrication in glass by use of nonlinear materials processing with a femtosecond laser oscillator," *Optics Letters*, vol. 26, pp. 1516-1518, 2001.
- [150] M. Will, S. Nolte, B. N. Chichkov, and A. Tünnermann, "Optical properties of waveguides fabricated in fused silica by femtosecond laser pulses," *Applied Optics*, vol. 41, pp. 4360-4364, 2002.
- [151] G. Cerullo, R. Osellame, S. Taccheo, M. Marangoni, D. Polli, R. Ramponi, *et al.*, "Femtosecond micromachining of symmetric waveguides at 1.5 μm by astigmatic beam focusing," *Optics letters*, vol. 27, pp. 1938-1940, 2002.
- [152] R. Osellame, N. Chiodo, G. Della Valle, S. Taccheo, R. Ramponi, G. Cerullo, *et al.*, "Optical waveguide writing with a diode-pumped femtosecond oscillator," *Optics letters*, vol. 29, pp. 1900-1902, 2004.
- [153] S. M. Eaton, H. Zhang, P. R. Herman, F. Yoshino, L. Shah, J. Bovatsek, *et al.*, "Heat accumulation effects in femtosecond laser-written waveguides with variable repetition rate," *Optics Express*, vol. 13, pp. 4708-4716, 2005.
- [154] M. Ams, G. Marshall, D. Spence, and M. Withford, "Slit beam shaping method for femtosecond laser direct-write fabrication of symmetric waveguides in bulk glasses," *Optics express*, vol. 13, pp. 5676-5681, 2005.
- [155] R. Osellame, N. Chiodo, V. Maselli, A. Yin, M. Zavelani-Rossi, G. Cerullo, *et al.*, "Optical properties of waveguides written by a 26 MHz stretched cavity Ti: sapphire femtosecond oscillator," *Optics Express*, vol. 13, pp. 612-620, 2005.
- [156] A. Kowalevich, V. Sharma, E. Ippen, J. G. Fujimoto, and K. Minoshima, "Three-dimensional photonic devices fabricated in glass by use of a femtosecond laser oscillator," *Optics letters*, vol. 30, pp. 1060-1062, 2005.
- [157] M. Hughes, W. Yang, and D. Hewak, "Fabrication and characterization of femtosecond laser written waveguides in chalcogenide glass," *Applied Physics Letters*, vol. 90, p. 131113, 2007.
- [158] S. M. Eaton, M. L. Ng, J. Bonse, A. Mermillod-Blondin, H. Zhang, A. Rosenfeld, *et al.*, "Low-loss waveguides fabricated in BK7 glass by high repetition rate femtosecond fiber laser," *Applied optics*, vol. 47, pp. 2098-2102, 2008.

- [159] T. Allsop, M. Dubov, V. Mezentsev, and I. Bennion, "Inscription and characterization of waveguides written into borosilicate glass by a high-repetition-rate femtosecond laser at 800 nm," *Applied optics*, vol. 49, pp. 1938-1950, 2010.
- [160] R. Osellame, S. Taccheo, M. Marangoni, R. Ramponi, P. Laporta, D. Polli, *et al.*, "Femtosecond writing of active optical waveguides with astigmatically shaped beams," *JOSA B*, vol. 20, pp. 1559-1567, 2003.
- [161] R. Kammel, R. Ackermann, J. Thomas, J. Götze, S. Skupin, A. Tünnermann, *et al.*, "Enhancing precision in fs-laser material processing by simultaneous spatial and temporal focusing," *Light: Science & Applications*, vol. 3, p. e169, 2014.
- [162] Corning. (2015). *Corning Gorilla Glass Product Information*. Available: https://www.corning.com/microsites/csm/gorillaglass/PI_Sheets/CGG_PI_Sheet_Gorilla%20Glass%204_090315_E.pdf
- [163] D. C. Hood and M. A. Finkelstein, "Sensitivity to light," *Handbook of Perception and Human Performance (Vol. 1: Sensory Processes and Perception)*. John Wiley and Sons, New York., 1986.
- [164] X. Guan, X. Wang, and L. H. Frandsen, "Optical temperature sensor with enhanced sensitivity by employing hybrid waveguides in a silicon Mach-Zehnder interferometer," *Optics express*, vol. 24, pp. 16349-16356, 2016.
- [165] A. Irace and G. Breglio, "All-silicon optical temperature sensor based on Multi-Mode Interference," *Optics express*, vol. 11, pp. 2807-2812, 2003.
- [166] Q. Deng, X. Li, R. Chen, and Z. Zhou, "Low-cost silicon photonic temperature sensor using broadband light source," in *Group IV Photonics (GFP), 2014 IEEE 11th International Conference on*, 2014, pp. 85-86.
- [167] J. F. Tao, H. Cai, Y. D. Gu, J. Wu, and A. Q. Liu, "Demonstration of a photonic-based linear temperature sensor," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 27, pp. 767-769, 2015.
- [168] R. Dekker, N. Usechak, M. Först, and A. Driessen, "Ultrafast nonlinear all-optical processes in silicon-on-insulator waveguides," *Journal of physics D: applied physics*, vol. 40, p. R249, 2007.
- [169] R. Kashyap, *Fiber Bragg Gratings*, 2 ed. London: Academic Press, 2009.
- [170] L. Bilro, N. Alberto, J. Pinto, and R. Nogueira, "A simple and low-cost cure monitoring system based on a side-polished plastic optical fibre," *Measurement Science and Technology*, vol. 21, p. 117001, 2010.
- [171] J. Lapointe and R. Kashyap, "A simple technique to overcome self-focusing, filamentation, supercontinuum generation, aberrations, depth dependence and waveguide interface roughness using fs laser processing," *Scientific Reports*, vol. 7, 2017.
- [172] A. Husakou and J. Herrmann, "Supercontinuum generation of higher-order solitons by fission in photonic crystal fibers," *Physical Review Letters*, vol. 87, p. 203901, 2001.
- [173] A. Brodeur and S. Chin, "Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media," *JOSA B*, vol. 16, pp. 637-650, 1999.

- [174] J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Reviews of modern physics*, vol. 78, p. 1135, 2006.
- [175] R. Ackermann, R. Kammel, M. Merker, A. Kamm, A. Tünnermann, and S. Nolte, "Optical side-effects of fs-laser treatment in refractive surgery investigated by means of a model eye," *Biomedical optics express*, vol. 4, pp. 220-229, 2013.
- [176] M. Gagné, S. Loranger, J. Lapointe, and R. Kashyap, "Fabrication of high quality, ultra-long fiber Bragg gratings: up to 2 million periods in phase," *Optics express*, vol. 22, pp. 387-398, 2014.
- [177] Corning. (2011, October 10). *A Day Made of Glass... Made possible by Corning*. Available: http://www.youtube.com/watch?v=6Cf7IL_eZ38
- [178] R. Adar, M. Serbin, and V. Mizrahi, "Less than 1 dB per meter propagation loss of silica waveguides measured using a ring resonator," *Journal of lightwave technology*, vol. 12, pp. 1369-1372, 1994.
- [179] J. Lapointe, R. Kashyap, and M.-J. Li, "High quality photonic devices directly written in Gorilla glass using a fs laser," in *Workshop on Specialty Optical Fibers and their Applications*, 2013, p. W3. 38.
- [180] P. A. Govind, "Fiber-optic communication systems," *John Wiley, New York*, 2002.
- [181] H. Zhang, S. M. Eaton, J. Li, and P. R. Herman, "Femtosecond laser direct writing of multiwavelength Bragg grating waveguides in glass," *Optics letters*, vol. 31, pp. 3495-3497, 2006.
- [182] P. R. Herman, H. Zhang, and S. M. Eaton, "Multipulse system for writing waveguides, gratings, and integrated optical circuits," ed: Google Patents, 2008.
- [183] R. Kashyap, J. Lapointe, and M. Gagné, "Methods of making optical waveguides in glass and devices and system using the same," US Provisional Patent Application 61/911,148 Patent, 2014.
- [184] W. Yang, C. Corbari, P. G. Kazansky, K. Sakaguchi, and I. C. Carvalho, "Low loss photonic components in high index bismuth borate glass by femtosecond laser direct writing," *Optics express*, vol. 16, pp. 16215-16226, 2008.
- [185] H. J. Arditty and H. C. Lefevre, "Sagnac effect in fiber gyroscopes," *Optics letters*, vol. 6, pp. 401-403, 1981.
- [186] J. Capmany, P. Muñoz, S. Sales, D. Pastor, B. Ortega, and A. Martinez, "Arrayed waveguide Sagnac interferometer," *Optics letters*, vol. 28, pp. 197-199, 2003.
- [187] B. Poumellec and F. Kherbouche, "The photorefractive Bragg gratings in the fibers for telecommunications," *Journal de Physique III*, vol. 6, pp. 1595-1624, 1996.
- [188] M. Gagné and R. Kashyap, "New nanosecond Q-switched Nd: VO 4 laser fifth harmonic for fast hydrogen-free fiber Bragg gratings fabrication," *Optics Communications*, vol. 283, pp. 5028-5032, 2010.
- [189] Corning. (2008). *Corning Gorilla Glass Technical materials*. Available: <http://www.corning.com/docs/specialtymaterials/pisheets/PI2317.pdf>

- [190] O. S. Wolfbeis, "Optical technology until the year 2000: an historical overview," in *Optical Sensors*, ed: Springer, 2004, pp. 1-34.
- [191] A. Banerjee, S. Mukherjee, R. K. Verma, B. Jana, T. K. Khan, M. Chakroborty, *et al.*, "Fiber optic sensing of liquid refractive index," *Sensors and Actuators B: Chemical*, vol. 123, pp. 594-605, 2007.
- [192] H. Golnabi and P. Azimi, "Design and performance of a plastic optical fiber leakage sensor," *Optics & Laser Technology*, vol. 39, pp. 1346-1350, 2007.
- [193] R. M. Ribeiro, J. L. Canedo, M. M. Werneck, and L. R. Kawase, "An evanescent-coupling plastic optical fibre refractometer and absorptionmeter based on surface light scattering," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 101, pp. 69-76, 2002.
- [194] K. Kawano and T. Kitoh, "Frontmatter and Index," in *Introduction to Optical Waveguide Analysis*, ed: John Wiley & Sons, Inc., 2002, pp. i-xviii.
- [195] K. Thyagarajan, M. Shenoy, and M. Ramadas, "Prism coupling technique: a method for measurement of propagation constant and beat length in single-mode fibres," *Electronics Letters*, vol. 22, pp. 832-833, 1986.
- [196] K. Kenji and K. Tsutomu, "Introduction to optical waveguide analysis," ed: New York: John Wiley & Sons, Inc, 2001.
- [197] G. Fan, J. Ning, Q. Han, L. Shang, Z. Chen, D. Luo, *et al.*, "An improved ray approximation method to design the single-mode 3-D optical waveguide," *Optics communications*, vol. 271, pp. 421-423, 2007.
- [198] X. Song and R. Leonhardt, "Ray-optics analysis of single mode condition for optical waveguides with rectangular cross-section," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 135, pp. 81-89, 2013.
- [199] E. Hecht and A. Zajac, *Optics*: Addison-Wesley, 1987.
- [200] G. Nemova, A. V. Kabashin, and R. Kashyap, "Surface plasmon-polariton Mach-Zehnder refractive index sensor," *JOSA B*, vol. 25, pp. 1673-1677, 2008.
- [201] S. Juodkasis, "Manufacturing: 3D printed micro-optics," *Nature Photonics*, vol. 10, pp. 499-501, 2016.
- [202] S. Kawata, H.-B. Sun, T. Tanaka, and K. Takada, "Finer features for functional microdevices," *Nature*, vol. 412, pp. 697-698, 2001.
- [203] M. Malinauskas, A. Žukauskas, S. Hasegawa, Y. Hayasaki, V. Mizeikis, R. Buividas, *et al.*, "Ultrafast laser processing of materials: from science to industry," *Light: Science & Applications*, vol. 5, p. e16133, 2016.
- [204] M. Gu, X. Li, and Y. Cao, "Optical storage arrays: a perspective for future big data storage," *Light: Science & Applications*, vol. 3, p. e177, 2014.
- [205] B. H. Cumpston, S. P. Ananthavel, S. Barlow, D. L. Dyer, J. E. Ehrlich, L. L. Erskine, *et al.*, "Two-photon polymerization initiators for three-dimensional optical data storage and microfabrication," *Nature*, vol. 398, pp. 51-54, 1999.
- [206] T. Gissibl, S. Thiele, A. Herkommer, and H. Giessen, "Two-photon direct laser writing of ultracompact multi-lens objectives," *Nature Photonics*, 2016.

- [207] F. He, Y. Liao, J. Lin, J. Song, L. Qiao, Y. Cheng, *et al.*, "Femtosecond laser fabrication of monolithically integrated microfluidic sensors in glass," *Sensors*, vol. 14, pp. 19402-19440, 2014.
- [208] C. Monat, P. Domachuk, and B. Eggleton, "Integrated optofluidics: A new river of light," *Nature photonics*, vol. 1, pp. 106-114, 2007.
- [209] S. Gross and M. Withford, "Ultrafast-laser-inscribed 3D integrated photonics: challenges and emerging applications," *Nanophotonics*, vol. 4, 2015.
- [210] G. D. Marshall, A. Politi, J. C. Matthews, P. Dekker, M. Ams, M. J. Withford, *et al.*, "Laser written waveguide photonic quantum circuits," *Optics express*, vol. 17, pp. 12546-12554, 2009.
- [211] M. Deubel, G. Von Freymann, M. Wegener, S. Pereira, K. Busch, and C. M. Soukoulis, "Direct laser writing of three-dimensional photonic-crystal templates for telecommunications," *Nature materials*, vol. 3, pp. 444-447, 2004.
- [212] D. Wu, J. Xu, L.-G. Niu, S.-Z. Wu, K. Midorikawa, and K. Sugioka, "In-channel integration of designable microoptical devices using flat scaffold-supported femtosecond-laser microfabrication for coupling-free optofluidic cell counting," *Light: Science & Applications*, vol. 4, p. e228, 2015.
- [213] T. Bückmann, M. Thiel, M. Kadic, R. Schittny, and M. Wegener, "An elasto-mechanical unfeelability cloak made of pentamode metamaterials," *Nature communications*, vol. 5, 2014.
- [214] J. Baumgart, L. Humbert, É. Boulais, R. Lachaine, J.-J. Lebrun, and M. Meunier, "Off-resonance plasmonic enhanced femtosecond laser optoporation and transfection of cancer cells," *Biomaterials*, vol. 33, pp. 2345-2350, 2012.
- [215] N. Lindenmann, G. Balthasar, D. Hillerkuss, R. Schmogrow, M. Jordan, J. Leuthold, *et al.*, "Photonic wire bonding: a novel concept for chip-scale interconnects," *Optics express*, vol. 20, pp. 17667-17677, 2012.
- [216] J. Lapointe, F. Parent, E. S. de Lima Filho, S. Loranger, and R. Kashyap, "Toward the integration of optical sensors in smartphone screens using femtosecond laser writing," *Optics Letters*, vol. 40, pp. 5654-5657, 2015.
- [217] C. Hnatovsky, R. Taylor, E. Simova, V. Bhardwaj, D. Rayner, and P. Corkum, "High-resolution study of photoinduced modification in fused silica produced by a tightly focused femtosecond laser beam in the presence of aberrations," *Journal of applied physics*, vol. 98, p. 013517, 2005.
- [218] J.-P. Bérubé and R. Vallée, "Femtosecond laser direct inscription of surface skimming waveguides in bulk glass," *Optics Letters*, vol. 41, pp. 3074-3077, 2016.
- [219] L. Huang, P. Salter, F. Payne, and M. Booth, "Aberration correction for direct laser written waveguides in a transverse geometry," *Optics Express*, vol. 24, pp. 10565-10574, 2016.
- [220] C. Mauclair, A. Mermillod-Blondin, N. Huot, E. Audouard, and R. Stoian, "Ultrafast laser writing of homogeneous longitudinal waveguides in glasses using dynamic wavefront correction," *Optics express*, vol. 16, pp. 5481-5492, 2008.

- [221] Z. Bor, "Distortion of femtosecond laser pulses in lenses and lens systems," *Journal of Modern Optics*, vol. 35, pp. 1907-1918, 1988.
- [222] M. S. Ahsan, R. S. Rafi, I.-B. Sohn, H.-K. Choi, and M. S. Lee, "Characterization of femtosecond laser filamentation in soda-lime glass," in *Electrical Engineering and Information Communication Technology (ICEEICT), 2015 International Conference on*, 2015, pp. 1-6.
- [223] S. L. Chin, W. Liu, O. G. Kosareva, and V. P. Kandidov, "The Physics of intense femtosecond laser filamentation," in *Self-focusing: Past and Present*, ed: Springer, 2009, pp. 349-370.
- [224] D. Esser, S. Rezaei, J. Li, P. R. Herman, and J. Gottmann, "Time dynamics of burst-train filamentation assisted femtosecond laser machining in glasses," *Optics express*, vol. 19, pp. 25632-25642, 2011.
- [225] S. Karimelahi, L. Abolghasemi, and P. R. Herman, "Rapid micromachining of high aspect ratio holes in fused silica glass by high repetition rate picosecond laser," *Applied Physics A*, vol. 114, pp. 91-111, 2014.
- [226] M. Feit and J. Fleck, "Beam nonparaxiality, filament formation, and beam breakup in the self-focusing of optical beams," *JOSA B*, vol. 5, pp. 633-640, 1988.
- [227] J. Fleck Jr and C. Layne, "Study of self-focusing damage in a high-power Nd: glass-rod amplifier," *Applied Physics Letters*, vol. 22, pp. 467-469, 1973.
- [228] A. Campillo, S. Shapiro, and B. Suydam, "Periodic breakup of optical beams due to self-focusing," *Applied Physics Letters*, vol. 23, pp. 628-630, 1973.
- [229] K. Rajesh, N. V. Suresh, P. Anbarasan, K. Gokulakrishnan, and G. Mahadevan, "Tight focusing of double ring shaped radially polarized beam with high NA lens axicon," *Optics & Laser Technology*, vol. 43, pp. 1037-1040, 2011.
- [230] S. W. Hell, "Far-field optical nanoscopy," *science*, vol. 316, pp. 1153-1158, 2007.
- [231] C. Phelan, R. Winfield, D. O'dwyer, Y. Rakovich, J. Donegan, and J. Lunney, "Two-photon polymerisation of novel shapes using a conically diffracted femtosecond laser beam," *Optics Communications*, vol. 284, pp. 3571-3574, 2011.
- [232] J. Lapointe, J. Durette, A. Harhira, A. Shaat, P. Boulos, and R. Kashyap, "A 'living' prosthetic iris," *Nature Eye*, vol. 24, pp. 1716-1723, 2010.
- [233] D. Wang, J. Zhang, H. Wang, and Y. Xia, "Variable shape or variable diameter flattop beam tailored by using an adaptive weight FFT-based iterative algorithm and a phase-only liquid crystal spatial light modulator," *Optics Communications*, vol. 285, pp. 5044-5050, 2012.
- [234] C. Zheng, A. Hu, K. D. Kihm, Q. Ma, R. Li, T. Chen, *et al.*, "Femtosecond Laser Fabrication of Cavity Microball Lens (CMBL) inside a PMMA Substrate for Super-Wide Angle Imaging," *Small*, vol. 11, pp. 3007-3016, 2015.
- [235] A. Jesacher, G. D. Marshall, T. Wilson, and M. J. Booth, "Adaptive optics for direct laser writing with plasma emission aberration sensing," *Optics express*, vol. 18, pp. 656-661, 2010.

- [236] P. Salter, M. Baum, I. Alexeev, M. Schmidt, and M. Booth, "Exploring the depth range for three-dimensional laser machining with aberration correction," *Optics express*, vol. 22, pp. 17644-17656, 2014.
- [237] F. Lépine, G. Sansone, and M. J. Vrakking, "Molecular applications of attosecond laser pulses," *Chemical Physics Letters*, vol. 578, pp. 1-14, 2013.
- [238] T. Fukuda, S. Ishikawa, T. Fujii, K. Sakuma, and H. Hosoya, "Low-loss optical waveguides written by femtosecond laser pulses for three-dimensional photonic devices," in *Lasers and Applications in Science and Engineering*, 2004, pp. 524-538.
- [239] C. Hnatovsky, V. G. Shvedov, W. Krolikowski, and A. V. Rode, "Materials processing with a tightly focused femtosecond laser vortex pulse," *Optics letters*, vol. 35, pp. 3417-3419, 2010.
- [240] A. Harhira, F. Guay, M. Daigle, J. Lapointe, and R. Kashyap, "Long-period fiber gratings fabricated with a CO₂ laser beam and phase mask," *Optics Communications*, vol. 283, pp. 4633-4638, 2010.
- [241] D. Ganic, X. Gan, M. Gu, M. Hain, S. Somalingam, S. Stankovic, *et al.*, "Generation of doughnut laser beams by use of a liquid-crystal cell with a conversion efficiency near 100%," *Optics letters*, vol. 27, pp. 1351-1353, 2002.
- [242] E. Brasselet, M. Malinauskas, A. Žukauskas, and S. Juodkazis, "Photopolymerized microscopic vortex beam generators: precise delivery of optical orbital angular momentum," *Applied Physics Letters*, vol. 97, p. 211108, 2010.
- [243] V. V. Kotlyar, H. Elfstrom, J. Turunen, A. A. Almazov, S. N. Khonina, and V. A. Soifer, "Generation of phase singularity through diffracting a plane or Gaussian beam by a spiral phase plate," *JOSA A*, vol. 22, pp. 849-861, 2005.
- [244] M. Beresna, M. Gecevičius, and P. G. Kazansky, "Polarization sensitive elements fabricated by femtosecond laser nanostructuring of glass [Invited]," *Optical Materials Express*, vol. 1, pp. 783-795, 2011.
- [245] T. Y. Fan, "Laser beam combining for high-power, high-radiance sources," *IEEE Journal of selected topics in Quantum Electronics*, vol. 11, pp. 567-577, 2005.
- [246] S. Park, S. Cha, J. Oh, H. Lee, H. Ahn, K. S. Churn, *et al.*, "Coherent beam combination using self-phase locked stimulated Brillouin scattering phase conjugate mirrors with a rotating wedge for high power laser generation," *Optics express*, vol. 24, pp. 8641-8646, 2016.
- [247] Z. Liu, P. Zhou, X. Xu, X. Wang, and Y. Ma, "Coherent beam combining of high power fiber lasers: Progress and prospect," *Science China Technological Sciences*, vol. 56, pp. 1597-1606, 2013.
- [248] D. Hélié, S. Gouin, and R. Vallée, "Assembling an endcap to optical fibers by femtosecond laser welding and milling," *Optical Materials Express*, vol. 3, pp. 1742-1754, 2013.

ANNEXE A – LISTE DES PUBLICATIONS RÉALISÉES LORS DE CETTE THÈSE

- 1- **Lapointe, J.**, Kashyap, R. (2017) A simple technique to overcome self-focusing, filamentation, supercontinuum generation, aberrations, depth dependence and waveguide interface roughness using fs laser processing. *Nature Scientific Reports*. 7: 499.
- 2- Parent, F., Loranger, S., Mandal, K.K., Iezzy, V.L., **Lapointe, J.**, *et al.* (2016) Enhancement of accuracy in shape sensing of surgical needles using optical frequency domain reflectometry in optical fibers. *Biomedical Optics Express*. 8: 2210-21.
- 3- **Lapointe, J.**, Boisvert, J.-S., Kashyap, R. (2016). Next Generation Artificial Eyes with Dynamic Iris. *Int J Ophthalmol Clin Res*. 3:062.
- 4- **Lapointe, J.**, Ledemi, Y., Loranger, S., Lambin Iezzi, V., de Lima Filho, ES., Parent, F., Morency, S., Messaddeq, Y., Kashyap, R. (2016) Fabrication of ultrafast laser written low loss waveguides in flexible As₂S₃ chalcogenide glass tape. *Optics Letters* 41, 203-6
- 5- **Lapointe, J.**, Parent, F., de Lima Filho, ES., Loranger, S., Kashyap, R. (2015) Toward integration of optical surface sensor in smartphone screens using fs laser. *Optics Letters* 40, 5654-7
- 6- **Lapointe, J.**, Parent, F., Loranger, S., Gagne, M., Kashyap, R. (2015) Empowering cell phones with photonics. *IEEE Proceedings. Optronix, Vancouver* (Invited)
- 7- Stone, A., Jain, H., Dierolf, V., Sakakura, M., Shimotsuma, Y., Miura, K., Hirao, K., **Lapointe, J.**, Kashyap, R. (2015) Direct laser-writing of ferroelectric single-crystal waveguide architectures in glass for 3D integrated optics. *Nature Scientific Reports*. 5: 10391
- 8- **Lapointe, J.**, Gagné, M. and Kashyap, R. (2015) Increasing performance of mobile devices: fs laser assisted high quality photonic devices in display glass screens. *SPIE Photonics West. San Francisco. Paper 9355-32*
- 9- **Lapointe, J.**, Gagné, M. Li, M-J. and Kashyap, R. (2014) **Making Smart Phones Smarter with Photonics**. *Optics Express*. 22 : 15473-83

- 10- **Lapointe, J.** and Kashyap, R. (2014) Laser Processed Photonic Devices. In Planar Waveguides and other Confined Geometries. Springer : New-York (invited)
- 11- Gagné, M., Loranger, S., **Lapointe, J.** and Kashyap, R. (2014) Fabrication of high quality, ultra-long fiber Bragg gratings: up to 2 million periods in phase. *Optics Express*. 22 : 387-98
- 12- **Lapointe, J.**, Li, M-J. et Kashyap, R. (2013) High quality photonic devices directly written in Gorilla glass using a fs laser. 3rd International workshop on speciality optical fibers and their applications. August 28-30, Sweden
- 13- **Lapointe, J.** (2012) Oeil artificiel photonique: Un défi d'ingénierie. PAF : Sarrebruck
- 14- **Lapointe, J.**, Harhira, A., Durette, J.-F., Boulos, P. and Kashyap, R. (2012) A photonic ocular prosthesis. Photonics North. June 6-8, Montreal
- 15- Trottier-Lapointe, W., Maleau, L., El-Iraki, Y., Loranger, S., Chabot-Nobert, G., Lavoie, J. and **Lapointe, J.** (2012) Signal processing for low cost optical dataglove. Information Science, Signal Processing and their Applications. July 2-5, Montreal
- 16- **Lapointe, J.**, Gagne, M., Harhira, A. and Kashyap, R. (2011) Ultra-sensitive force sensor based on fiber Bragg grating. *Photons*. 9, 2 : 25-27
- 17- **Lapointe, J.** (2010) Prothèse d'œil photonique. Master Thesis. Polytechnique Montreal. 96p.
- 18- **Lapointe, J.**, Gagne, M., Harhira, A. and Kashyap, R. (2011) Optical fiber tissue elasticity sensor. IEEE Proceedings. 1927-5056
- 19- **Lapointe, J.**, Harhira, A., Durette, J.-F., Beaulieu, S., Shaat, A., Boulos, P.R. and Kashyap, R. (2011) A prosthetic eye which reacts to light. Proceedings of SPIE. 7885-36
- 20- **Lapointe, J.**, Gagne, M., Harhira, A. and Kashyap, R. (2011) Optical fiber force sensor. 7th International Workshop on Fibre Optics and Passive Components. July 13-15, Montreal
- 21- Majeau, L., Loranger, S., Borduas, J., El-Iraki, Y., Lavoie, J., Latendresse, V., Béland, V. and **Lapointe, J.** (2011) Optical dataglove for consumer applications. IEEE Proceedings. 1927-5056

- 22- Harhira, A., **Lapointe, J.** and Kashyap, R. (2011) A Simple Bend Sensor based on multimode interference and a Twin Core Fiber Mach-Zehnder Interferometer. Optical Society of America Technical Digest. SMC7.

Brevets et divulgations d'inventions:

- 23- **Lapointe, J.** and Kashyap, R. (2016) Dual-Beam laser writing. DIV-762 / Polytechnique Montreal
- 24- **Lapointe, J.** and Kashyap, R. (2014) Fully Transparent Displays. DIV-613 / Polytechnique Montreal
- 25- **Lapointe, J.,** Kashyap R. and Gagné, M. (2014) Methods of making optical waveguides in glass and devices and system using the same. U.S. Patent Filed 15/101,665, European Patent Filed 14867111.8, Japanese Patent Filed 2016-536122, Chinese Patent Filed 201480074842.X, Korean Patent Filed 10-2016-7017927.
- 26- **Lapointe, J.,** Kashyap, R and Boulos, P.R. (2011) Prosthetic eye with a dynamic liquid crystal pupil. International Provisional Patent Application PCT/CA2011/050255