

Université de Sherbrooke

Optimisation de la propagation d'impulsions femtosecondes à travers un milieu diffusant par l'application d'algorithmes de contrôle de la phase

Par

Simon Lefebvre

Programmes de Sciences des radiations et imagerie biomédicale

Mémoire présenté à la Faculté de médecine et des sciences de la santé
en vue de l'obtention du grade de maître ès sciences (M. Sc.)
en Sciences des radiations et imagerie biomédicale

Sherbrooke, Québec, Canada

Avril, 2018

Membres du jury d'évaluation

Daniel Houde, Directeur, Département de Médecine Nucléaire et Radiobiologie, Faculté de Médecine et Sciences de la Santé, Université de Sherbrooke

Denis Morris, Codirecteur, Département de Physique, Faculté des Sciences, Université de Sherbrooke

Martin Lepage, Évaluateur interne, Département de Médecine Nucléaire et Radiobiologie, Faculté de Médecine et Sciences de la Santé, Université de Sherbrooke

Paul G. Charette, Évaluateur externe, Département de génie électrique et informatique, Faculté de Génie, Université de Sherbrooke

©Simon Lefebvre, 2018

Life is like riding a bicycle. To keep your balance you must keep moving.
- Albert Einstein

RÉSUMÉ

Optimisation de la propagation d'impulsions femtosecondes à travers un milieu diffusant par l'application d'algorithmes de contrôle de la phase

Par

Simon Lefebvre

Programmes de Sciences des radiations et imagerie biomédicale

Mémoire présenté à la Faculté de médecine et des sciences de la santé en vue de l'obtention du diplôme de maître ès sciences (M. Sc.) en Sciences des radiations et imagerie biomédicale, Faculté de médecine et des sciences de la santé, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada, J1H 5N4

La filamentation, un phénomène non-linéaire résultant du passage d'impulsions de haute-puissance dans un milieu optique, est responsable de dommages thérapeutiques similaires à ceux produits par radiothérapie pour le traitement de cellules cancéreuses. La diffusion, omniprésente dans les tissus biologiques, fait concurrence à la focalisation et à la formation de mono-filaments. Il est toutefois possible de compenser les effets liés à la diffusion de la lumière via des techniques de modulation active du front d'onde des impulsions laser femtosecondes. Dans ce document, nous présentons les résultats de l'application d'une technique de modulation active du front d'onde, basée sur l'utilisation d'un dispositif de type modulateur spatial de lumière (SLM), au cas de la filamentation en milieu diffusant. Différents algorithmes de contrôle de la phase incidente ont été testés et l'impact de ceux-ci sur le phénomène de filamentation est analysé en détails. Les résultats principaux montrent que cette approche permet d'optimiser le signal lumineux de contrôle, constitué de la fluorescence d'un colorant (Coumarin 440) ajouté au milieu aqueux test, par rapport au signal de référence obtenu sans modification du front d'onde incident. Les résultats montrent également que la procédure d'optimisation a effectivement réduit la nature granulaire de l'onde en sortie pour tous les milieux diffusant testés, donnant lieu à la génération d'un seul mono-filament dans un volume restreint du milieu cible. L'algorithme de Partition offre une convergence plus rapide vers une solution optimisée et permet une augmentation de signal jusqu'à 5 fois supérieure par rapport à la situation non-optimisée en milieu fortement diffusant ($\mu_s = 3,71 \text{ cm}^{-1}$). Quant à l'algorithme génétique, son efficacité a été démontrée en milieu faiblement diffusant ($\mu_s = 1,24 \text{ cm}^{-1}$), alors qu'il n'a pas réussi à trouver une solution de phase pour des milieux plus diffusants.

Mots-clés : Filamentation, Modulateur Spatial de la Lumière (SLM), Milieu Diffusant, Diffusion, Optique Adaptative, Radiothérapie, Algorithmes Itératifs, Mise en Forme de l'Impulsion, etc.

SUMMARY

Optimization of the propagation of femtosecond pulses through a medium diffusing by the application of phase control algorithms

By

Simon Lefebvre

Program: Radiation Sciences and Biomedical Imaging

Thesis presented at the Faculty of Medicine and Health Sciences for the obtention of Master degree diploma in Radiation Sciences and Biomedical Imaging, Faculty of Medicine and Health Sciences, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada, J1H 5N4

Filamentation, a non-linear phenomenon resulting from the passage of high-power pulses in an optical medium, is responsible for therapeutic damage similar to that produced by radiotherapy for the treatment of cancer cells. Diffusion, ubiquitous in biological tissues, competes with focusing and mono-filament formation. However, it is possible to compensate for the effects of light scattering via active wavefront modulation techniques of femtosecond laser pulses. In this Master's thesis, we present the results of the application of an active wavefront modulation technique, based on the use of a spatial light modulator (SLM) type device, in the case of diffusing medium. Different algorithms for controlling the incident phase have been tested and the impact of these on the filamentation phenomenon is analyzed in details. The main results show that this approach makes it possible to optimize a control light signal, consisting of the fluorescence of a dye (coumarin 440) added to the aqueous test medium, relative to the reference signal obtained without modification of the wavefront of the incident beam. The results also show that the optimization procedure effectively reduced the speckle nature of the wave at the output of the scattering medium, giving rise to the generation of a single mono filament. For all the diffusing media tested, a laser mono filament was also successfully optimized in a small volume of the target medium. The Partition algorithm offers a faster convergence to an optimized solution and allows a signal increase up to 5 times higher compared to the non-optimized situation in highly scattering medium ($\mu_s = 3.71 \text{ cm}^{-1}$). As for the genetic algorithm, its effectiveness has been demonstrated in a weakly diffusing medium ($\mu_s = 1.24 \text{ cm}^{-1}$), whereas it has not managed to find a phase solution leading to optimized profile in more diffusing environments.

Keywords : Filamentation, Spatial Light Modulator, Scattering Medium, Scattering, Adaptive Optics, Radiotherapy, Iterative Algorithms, Pulse Shaping

TABLE DES MATIÈRES

Résumé	iii
Summary	iv
Table des matières	v
Liste des figures	vii
Liste des tableaux	ix
Introduction	1
1 Partie Théorique	9
1.1 Optique en milieu diffusant	9
1.1.1 Absorption	9
1.1.2 Diffusion	9
1.1.3 Absorption et diffusion en milieux biologiques	12
1.2 Optique non linéaire	14
1.2.1 Effet Bremsstrahlung inverse	16
1.2.2 Filamentation	17
1.3 Optique adaptative	20
1.3.1 Mise en forme du front d'onde	20
1.4 Algorithmes de contrôle de la phase	22
1.4.1 Algorithme de Partition	23
1.4.2 Algorithme Génétique	24
2 Matériel et méthodes	27
2.1 Montage	27
2.1.1 Concentration des milieux diffusants	29
2.2 Matériel	30
2.2.1 Modulateur spatial de la lumière	30
2.2.2 Caméra CCD	33
2.2.3 GRENOUILLE	34
2.3 Méthodes	34
2.3.1 Processus d'optimisation	34
2.3.2 Paramètres des algorithmes	35
2.3.3 Traitement des images	36
3 Résultats	38
3.1 Contrôle de la phase par SLM	38

	vi
3.1.1 Réseaux de diffraction et de Dammann	40
3.1.2 Éléments de phase optique	42
3.1.3 Lentille multiplexée	43
3.2 Fonction Scanning	46
4 Article 1 - Optimisation en milieu diffusant	48
5 Discussion	57
5.1 Comparaison du profil de filamentation	57
5.1.1 Profil initial	57
5.1.2 Profil final	58
5.1.3 Masque de phase final	59
5.2 Comparaison des algorithmes	61
5.2.1 Eau Pure	61
5.2.2 Milieux diffusants	62
5.2.3 Résolution du masque	63
5.2.4 Algorithme Génétique	63
5.2.5 Temps d'optimisation	66
6 Conclusion	68
6.1 Perspectives	71
7 Remerciements	72

LISTE DES FIGURES

1	Dépôt d'énergie en fonction de la profondeur.	2
2	Dépot de dose nul démontré en milieu non diffusant.	4
3	Démonstration de la filamentation laser sur un modèle animal.	5
1.1	Propagation d'un faisceau laser dans un milieu non-diffusant (A) et diffusant (B).	10
1.2	Chemins diffusés possibles (A) et profil d'intensité d'une tavelure (B).	11
1.3	Dépendance du coefficient d'absorption μ_a en fonction de la longueur d'onde.	12
1.4	Contribution de la diffusion de Rayleigh et de Mie au coefficient de diffusion réduit μ_s en fonction de la longueur d'onde.	13
1.5	Schéma montrant différents phénomènes reliés à l'optique non-linéaire.	15
1.6	Représentation schématique de l'ionisation par avalanche par effet Bremsstrahlung inverse.	17
1.7	Représentation schématique des composantes majeures d'un filament.	18
1.8	Apparition d'un supercontinuum en champ lointain.	19
1.9	Représentation schématique des différentes composantes d'un filament.	20
1.10	Schéma du fonctionnement de l'algorithme de Partition.	24
1.11	Schéma du fonctionnement de l'algorithme Génétique.	26
2.1	Schéma du montage utilisé pour l'expérience d'optimisation de la filamentation en milieu diffusant.	27
2.2	Principe de fonctionnement d'un SLM opérant en mode réflexion.	31
2.3	Modulateur spatial de la lumière : modèle LCOS-SLM X10468-02 de Hamamatsu.	32
2.4	Relation entre le voltage appliqué et l'orientation du cristal liquide dans un SLM.	32
2.5	Graphique de l'intensité lumineuse en fonction du voltage appliqué sur le SLM	33
3.1	Capture d'écran du programme de contrôle du SLM. Portion droite de l'interface.	39
3.2	Capture d'écran du programme de contrôle du SLM. Portion gauche de l'interface.	40
3.3	Illustration des différents ordres de diffraction ($m = 0, \pm 1$ et ± 2)	41
3.4	Réseau de diffraction (A) et Réseau de Dammann (B)	43
3.5	Différents masques de phase correspondant à des éléments optiques	44
3.6	Exemple d'une lentille de Fresnel multiplexée.	45
3.7	En A, une matrice de lentilles et en B, la matrice de foyers en milieu liquide	47

5.1	Masque de phase optimal obtenu avec l'algorithme de Partition avec une résolution de $N = 768$ segments pour un milieu dont le coefficient de diffusion est de $1,24 \text{ cm}^{-1}$	60
-----	---	----

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Résolution (N) utilisée pour l'algorithme de Partition.	36
2.2	Paramètres utilisés pour l'algorithme Génétique.	36

INTRODUCTION

Il est difficile d'imaginer qu'une personne puisse passer toute sa vie sans entendre parler des ravages du cancer ou même sans qu'un membre de sa famille ne soit affecté par cette maladie. Selon une étude statistique effectuée par la Société canadienne du cancer (Canada, 2017), 1 Canadien sur 2 va recevoir un diagnostic de cancer au cours de sa vie et la maladie est responsable de la mort de près de 30% des Canadiens. Uniquement en 2017, il est estimé que 206 200 Canadiens développeront un cancer et que 80 800 d'entre eux en mourront. La dure réalité associée aux personnes atteintes du cancer combinée à une augmentation du nombre d'incidences reliée au vieillissement de la population entraîne un engouement dans le domaine de la recherche médicale sur le cancer afin de développer de nouvelles méthodes de diagnostic, de développer de nouveaux types de traitement ou d'améliorer ceux qui sont présentement sur le marché, dans le but d'augmenter le taux de rémission et d'offrir une qualité de vie supérieure à ces patients.

Les techniques modernes de traitement du cancer utilisent différentes approches pour réduire le volume de la masse tumorale. La technique la plus courante est la radiothérapie, qui utilise des sources de radiations ionisantes afin de déposer de l'énergie à l'endroit ciblé. Les sources employées peuvent provenir d'éléments radioactifs dont la décomposition s'effectue en émettant un photon énergétique que l'on qualifie de rayons X ou γ . L'utilisation d'accélérateurs linéaires permet également de diriger un faisceau d'électrons ou de photons énergétiques à l'endroit voulu afin de traiter une masse bénigne ou maligne. Des accélérateurs de particules comme le cyclotron ou le synchrotron sont nécessaires pour produire un faisceau de protons ou d'ions lourds.

D'autres techniques modernes utilisent directement des sources de photons pour le traitement du cancer. À titre d'exemple, la thérapie photo-dynamique (TPD) (Wilson et Patterson, 2008), également appelée photochimiothérapie, a vu le jour en 1977 (Dougherty *et al.*, 1978). Il s'agit d'une technique permettant d'induire la destruction des cellules cancéreuses en combinant 3 composés : de l'oxygène, de la lumière ainsi qu'un agent sensibilisateur. L'activation par la lumière de l'agent sensibilisateur conduit à la formation d'espèces radicalaires de l'oxygène qui sont responsables des dommages cytotoxiques. Plusieurs cancers peuvent être traités par la TDP, comme un cancer des poumons, oculaire, gastro-intestinal, tête et cou, système nerveux central, mais le résultat le plus pro-

metteur est lors du traitement en dermatologie. Cependant, ce type de thérapie est coûteux et s'accompagne fréquemment d'effets secondaires comme l'inflammation, de la douleur, l'apparition d'une dermatite et de cicatrices dans le tissu sain précédant la tumeur (De Rosa *et al.*, 2000).

Malgré les constantes avancées technologiques des dernières décennies, une majeure portion de l'énergie du faisceau source utilisé pour le traitement du cancer est déposée à l'entrée des tissus et dans les cellules saines avoisinantes de la cible. Cette répartition non idéale de l'énergie radiative sur la trajectoire de la particule facilite la migration des cellules cancéreuses vers le restant du corps et favorise l'apparition de cancers secondaires, et ce même des années après le traitement (Meesat *et al.*, 2012). Le profil du dépôt d'énergie en fonction de la profondeur de pénétration dans les tissus biologiques, pour les sources conventionnelles, est illustré à la figure 1.

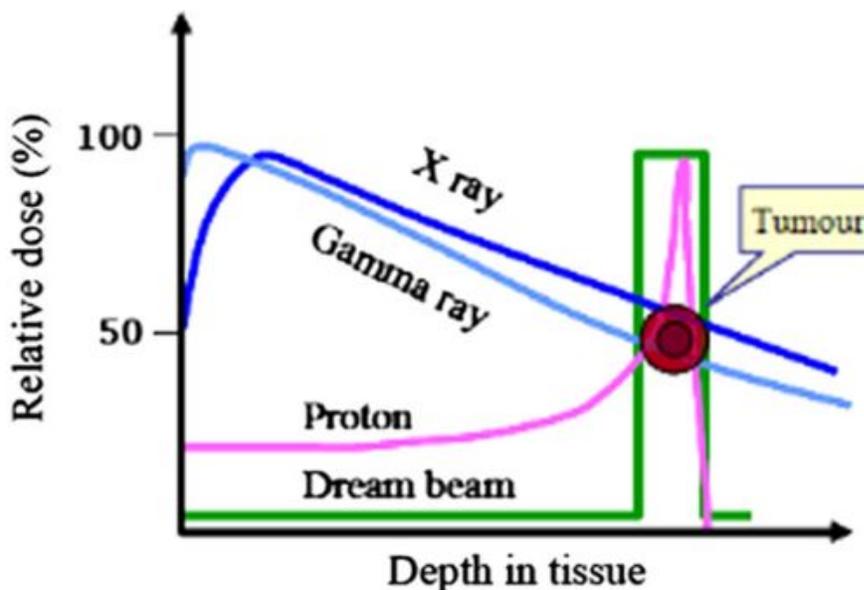


FIGURE 1 – Dépôt d'énergie en fonction de la profondeur.

Comparaison des profils de dépôt d'énergie des sources conventionnelles utilisées en radiothérapie en fonction de la profondeur de propagation dans les tissus. Les courbes en bleu représentent l'utilisation de photons et la courbe en rose représente le profil de dépôt d'énergie typique des protons et autres ions lourds. La courbe en vert représente le profil idéal recherché.

Sur cette figure, la zone cible représentée par la zone tumorale est située à une certaine distance de la surface de la peau. Le but de la radiothérapie est de *maximiser* l'énergie

qui sera déposée à l'intérieur du volume cible et de *minimiser* l'énergie déposée ailleurs. On remarque également que l'essentiel de l'énergie est déposé dès l'entrée dans le tissu lorsque l'on utilise des sources délivrant des photons (rayons X ou γ représentés par les courbes en bleu). Le dépôt d'énergie initial est moins prononcé lorsque l'on utilise des ions lourds à cause de l'apparition d'un pic de Bragg, où toute l'énergie disponible de la particule sera déposée à une distance précise, mais il y a toujours un débordement de l'énergie en deçà de la zone cible. Finalement, une technique présentant un profil de dépôt d'énergie parfait se rapprocherait du profil décrit par la courbe en vert. Celle-ci conserve son énergie dans les zones saines et dépose ensuite 100 % de son énergie à l'intérieur de la zone cible.

Le profil optimal de dépôt de dose, correspondant à la courbe verte de la figure 1, est l'objet de bien des recherches. L'intérêt réside dans une méthode présentant un dépôt d'énergie 100% localisé à l'intérieur du volume cible et ne présentant aucun débordement à l'entrée du tissu et à l'extérieur du volume cible. Dans un travail remarquable de Mee-sat *et al.* (2012), les auteurs proposent d'adapter une nouvelle technologie afin de produire un dépôt d'énergie de manière indirecte (plasma de basse densité). Au lieu de se produire tout au long de la propagation de la particule ionisante, le dépôt d'énergie ne se produit qu'à un endroit précis sur le parcours du rayonnement. En utilisant un rayonnement non ionisant provenant d'impulsions laser femtosecondes, dont la longueur d'onde est située dans le proche infrarouge, il n'y a pas de risque de provoquer un dépôt d'énergie à l'extérieur de la zone voulue. En tirant profit d'effets d'optique non linéaire, le dépôt d'énergie a lieu dans un endroit très localisé où l'intensité crête du paquet d'ondes est très élevée. Cette approche correspond au traitement du cancer par un plasma généré « in situ » par une source non ionisante. L'ensemble de la médecine plasmique utilise une source de plasma « ex situ » (Schlegel *et al.*, 2013; Kong *et al.*, 2009; Woedtke *et al.*, 2014).

Dans ce mémoire, nous nous intéressons spécifiquement au dépôt d'énergie provoqué par la formation d'un filament d'électrons (constituant un plasma de basse densité) produit via un phénomène d'automodulation de l'impulsion (Chin S. L. *et al.*, 2005; Couairon et Mysyrowicz, 2007). Pour le traitement d'une zone tumorale sous-cutanée, nous cherchons à pouvoir contrôler l'endroit où le filament débute et se termine dans le milieu diffusant afin de limiter les dommages causés aux cellules saines entourant la zone à traiter. Dans cette approche de traitement du cancer, ce sont les électrons lents du plasma de basse densité qui déclenchent les mécanismes physico-chimiques responsables de la mort des cellules tumorales. La longueur du filament laser (plasma de basse densité) est essentiel-

lement fonction du choix de l'optique de focalisation. Les propriétés linéaires (indice de réfraction et coefficient de diffusion) et non linéaires (coefficient non linéaire de l'effet Kerr) du milieu dans lequel le paquet d'ondes se propage (constitué principalement d'eau) influent également sur les caractéristiques (diamètre, longueur et nombre) des filaments laser.

Mes travaux de maîtrise sont largement inspirés de quelques travaux pionniers sur ce sujet. Ainsi, dans l'article de Meesat *et al.* (2012), les auteurs montrent qu'il est possible de traiter une zone ciblée d'un milieu non diffusant par filamentation laser avec un dépôt de dose nul à l'entrée de ce milieu. Dans ce même article, ils démontrent l'action thérapeutique de la filamentation laser en appliquant cette technique d'optique non linéaire à un modèle animal.

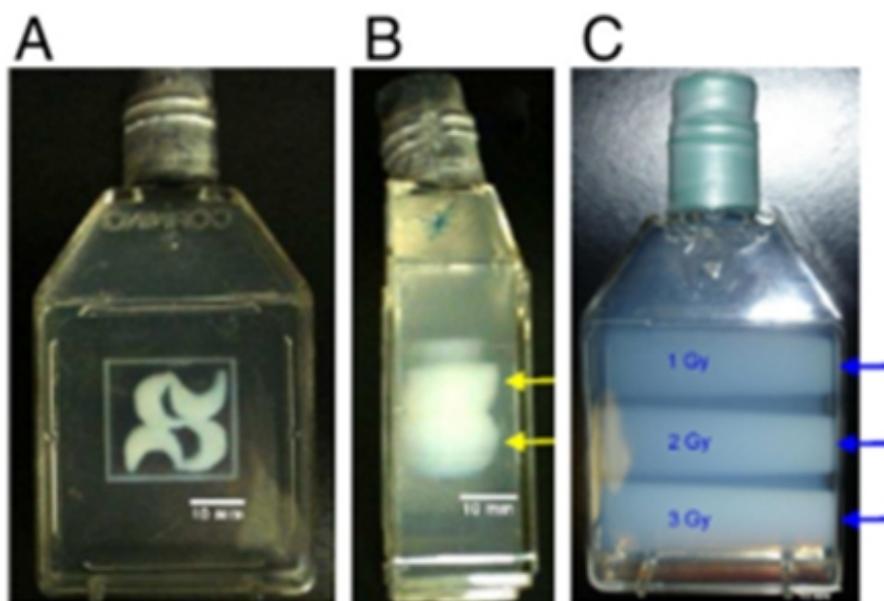


FIGURE 2 – Dépôt de dose nul démontré en milieu non diffusant.

Les contenants sont remplis d'un gel polymère utilisé en dosimétrie présentant des propriétés radiologiques similaires à un tissu. L'irradiation a été effectuée à l'aide d'impulsions laser fs de façon à tracer le logo de l'Université de Sherbrooke (A) vu de face et (B) vu de côté. La dose déposée est nulle jusqu'à une certaine profondeur et l'on peut voir une modulation de la profondeur de dépôt en changeant la durée du pulse incident. En (C), le même gel a été irradié à l'aide de rayons X (150 kVp) à 1, 2 et 3 grays pour montrer que le dépôt de dose est maximal à l'entrée.

Afin de visualiser la réussite d'un dépôt de dose ciblé dans le volume d'un milieu avec un dépôt de dose nul à l'entrée de celui-ci, l'équipe du prof. Houde a irradié un gel polymère servant de fantôme, qui devient opaque à l'endroit où la dose est déposée. La polymérisation du gel choisi est déclenchée sous l'action d'un filament laser. Cette méthode permet de voir précisément à quel endroit le dépôt de la dose s'est produit et par la même occasion, permet d'observer si l'on peut modeler le faisceau incident afin de modifier l'endroit du dépôt de dose. Les résultats de l'expérience sont rapportés à la figure 2.

Par la suite, l'équipe du prof. Houde a appliqué cette approche de radiothérapie par filamentation laser sur un modèle animal. Des lignées tumorales de carcinome mammaire de souris (MC7-L1) sont implantées dans les cuisses de femelles souris Balb/c. L'irradiation par filamentation laser a été effectuée uniquement sur l'une des cuisses et le résultat de cette étude est montré à la figure 3.

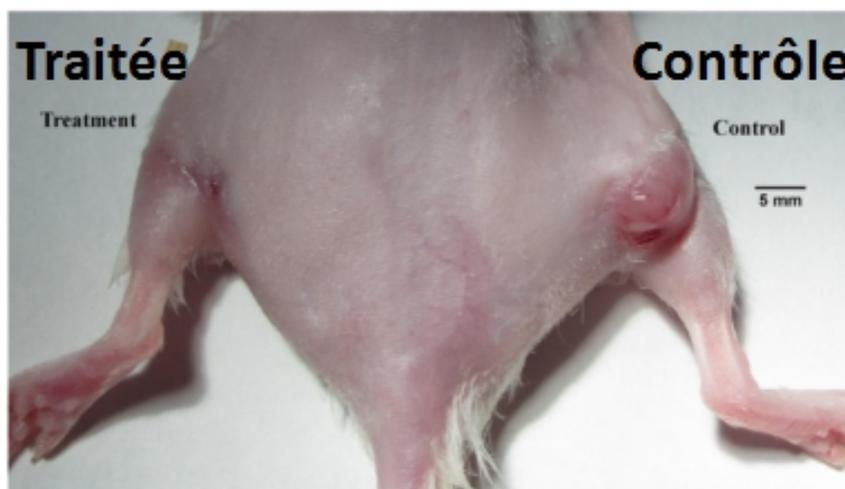


FIGURE 3 – Démonstration de la filamentation laser sur un modèle animal.

Traitement à la jambe gauche par filamentation laser de pulses infrarouges de cellules de carcinome mammaire (MC7-L1) de souris implantées par injection sous-cutanée dans les cuisses de femelles Balb/c. Les tumeurs ont grossi pendant 3 à 4 semaines jusqu'à atteindre un diamètre d'environ 5 mm. L'irradiation a été effectuée à cinq endroits différents répartis dans le volume tumoral avec un temps de 10 minutes à chaque endroit. La photo est prise 23 jours après le traitement.

Finalement, mentionnons que d'autres études antérieures ont aussi montré que les caractéristiques des filaments laser (diamètre, taille et le nombre), produits dans un milieu

Kerr, peuvent être ajustées assez finement à l'aide du contrôle de la phase et de l'intensité lumineuse d'un faisceau laser impulsif (Chen *et al.*, 2017; Englesbe *et al.*, 2016; Dharmadhikari *et al.*, 2015; Guan *et al.*, 2012).

Dans le contexte de la propagation des impulsions laser dans un milieu diffusant, il est à priori difficile d'identifier la distribution spatiale optimale de la phase du front d'onde de ce faisceau incident sur le système optique de focalisation, qui produira le profil de dépôt de dose souhaitée dans le milieu biologique cible. Il faut souvent procéder par essais et erreurs afin de converger vers une distribution spatiale de phase initiale, dite "optimale". Les travaux de Jukna *et al.* (2009) montrent notamment que la diffusion entraîne un décalage spatial avant la formation d'un filament laser en raison de la perte de photons balistiques et qu'elle reconfigure l'énergie contenue dans le paquet d'ondes, favorisant la formation de multiples filaments.

L'objectif de ce travail de maîtrise vise donc à utiliser un dispositif de modulation « active » de la phase de la lumière (SLM) et des outils de diagnostic des impulsions laser et des filaments laser produits en milieu aqueux afin de tester l'impact de divers algorithmes de modification active de la phase des impulsions laser sur les caractéristiques des filaments. L'étude sera effectuée en milieu diffusant semblable à celui d'un tissu biologique.

Quelques articles de référence font état d'expériences similaires de contrôle de la phase sur un phénomène quantifiable en optique non linéaire. Premièrement, l'expérience de Heck *et al.* (2006) démontre que l'application d'une correction de la phase à la filamentation induite par laser permettait de contrôler la profondeur et la longueur des filaments en milieu non diffusant (eau pure). Par la suite, la mise en forme du front d'onde, tel que développé par Vellekoop et Mosk (2007), a été employé afin de démontrer qu'une contraction spatio-temporelle de l'onde (Katz *et al.*, 2011; McCabe *et al.*, 2011) et que l'optimisation d'un signal non linéaire du second ordre (l'émission de fluorescence par une absorption à deux photons) sont possible après un passage de l'onde dans un milieu fortement diffusant tel qu'une mince tranche de cerveau de rat (Katz *et al.*, 2014). Également, une bonification du signal de génération de seconde harmonique (SHG) a été obtenue lorsque ce signal est utilisé comme paramètre d'optimisation (Aulbach *et al.*, 2012; Qiao *et al.*, 2017; Thompson *et al.*, 2017) et récemment, l'application de l'optique adaptative à la microscopie à 3 photons a conduit à une amélioration du signal à 1 mm de profondeur pour l'imagerie du cerveau (Sinefeld *et al.*, 2017; Xiaodong *et al.*, 2017). À notre connaissance, aucune expérience de mise en forme par optique adaptative appliquée à la filamentation laser n'a

été faite lorsque le faisceau traverse un milieu diffusant.

D'autre part, l'émergence du domaine de l'optique adaptative a donné lieu à plusieurs développements technologiques, autant logiciels que matériels. Divers algorithmes de rétroaction ont été développés afin d'optimiser le résultat ou la mesure d'une quantité optique donnée. Sur le plan matériel, divers dispositifs (actuateurs, matériaux électro-optiques, etc.) ont été développés afin d'agir sur l'amplitude et la phase d'une onde. Les techniques propres au domaine de l'optique adaptative font appel à des mesures de la matrice de transmission (Popoff *et al.*, 2010b), au concept de la conjugaison de phase optique (Yaqoob, 2009) ou encore à la mise en forme du front d'onde de l'impulsion (Vellekoop et Mosk, 2007). Au sens large, l'optique adaptative vise à corriger les aberrations que l'onde subit par son passage dans un milieu diffusant. Cette correction est typiquement réalisée dans le plan de Fourier, sauf dans le cas de la mise en forme de l'impulsion, où elle est effectuée dans le plan spatial. Par ailleurs, le nombre de degrés de liberté habituellement utilisé en optique adaptative est de l'ordre de 10 à 100 afin de compenser des milieux faiblement diffusants ou statiques. En contrepartie, les techniques de mise de forme de l'impulsion peuvent utiliser jusqu'à des centaines de milliers de degrés de libertés, ce qui permet un certain contrôle sur la lumière diffusée à plusieurs reprises. Ces distinctions nous poussent donc à considérer les meilleurs algorithmes utilisés pour la mise en forme de l'impulsion. L'objectif spécifique de ce travail de maîtrise est d'évaluer l'impact de deux types d'algorithmes de contrôle de la phase du front d'onde d'impulsions laser fs, soit l'algorithme de partition (Vellekoop et Mosk, 2008) et l'algorithme génétique (Conkey *et al.*, 2012a), sur les caractéristiques des filaments laser produits en milieu diffusant, et ce pour différents coefficients de diffusion du milieu.

Le mémoire est divisé de la façon suivante. Dans le premier chapitre, les principes théoriques nécessaires à la compréhension de la propagation de la lumière en milieu diffusant sont exposés. Les caractéristiques des milieux diffusants et l'effet de ces milieux sur le front d'onde d'impulsions laser sont décrits. Par la suite, les phénomènes d'optique non linéaire menant à la filamentation laser sont détaillés. Les principales techniques utilisées pour la mise en forme d'impulsions laser sont exposées. Finalement, le principe de fonctionnement des 2 algorithmes de rétroaction utilisé pour le contrôle actif de la phase des impulsions laser est décrit.

Au chapitre 2, le montage expérimental utilisé pour la mise en forme des impulsions laser et son contrôle actif, par divers outils de diagnostic, est décrit. Les divers appareils

utilisés pour la réalisation de l'expérience sont énumérés et leur fonctionnement est explicité brièvement. Une description des divers échantillons étudiés (milieux aqueux) y est présentée. Finalement, les différentes étapes du processus d'optimisation découlant des algorithmes de contrôle de la phase sont détaillées.

Les résultats des différentes études sont regroupés au chapitre 3 de ce mémoire. La première section de ce chapitre traite du programme de contrôle du SLM et des divers masques de phase qui ont pu être produits par programmation afin de générer la fonction optique désirée. Le programme de contrôle est également responsable d'implémenter les algorithmes et d'assurer la communication entre les appareils. Ensuite, la deuxième section expose les divers résultats des expériences d'optimisation du champ électrique local des filaments laser produits en milieu diffusant.

1 PARTIE THÉORIQUE

1.1 Optique en milieu diffusant

Les deux mécanismes responsables de la perte de cohérence d'une onde optique lors de sa propagation dans un milieu diélectrique sont l'absorption et la diffusion.

1.1.1 Absorption

L'absorption résulte des phénomènes d'excitation où l'énergie du photon est transférée aux électrons par diverses transitions électroniques permises. Ce mécanisme peut mener à l'ionisation, soit la production d'électrons libres ou d'un gaz d'électrons libres (plasma) (Ferradini et Pucheault, 1983). L'absorption entraîne une diminution du nombre de photons se rendant au détecteur, réduisant l'intensité finale à la sortie du milieu. Une portion des photons ne subissent aucune interaction et traverse le milieu sans changement de direction ou d'énergie, on qualifie alors ces photons de « balistiques ». L'intensité observée à la sortie du milieu est composée principalement de ces photons balistiques et celle-ci décroît de façon exponentielle en fonction de la profondeur, suivant la loi de Beer-Lambert (1.1) :

$$I(z, \lambda) = I_0(\lambda) e^{-\mu_a z} \quad (1.1)$$

où $I_0(\lambda)$ est l'intensité initiale incidente dans le milieu, z représente la profondeur et μ_a est le coefficient d'absorption du milieu.

Le coefficient d'absorption μ_a est défini par le rapport entre l'absorbance A et le chemin optique L [m^{-1}] parcouru par un rayonnement électromagnétique dans un milieu donné. L'absorbance A est obtenue en prenant le logarithme décimal du rapport entre l'intensité énergétique incidente I_0 et l'intensité énergétique transmise, I . Ainsi :

$$\mu_a = \frac{A}{L} = \frac{\log_{10} [I_0/I]}{L} \quad (1.2)$$

1.1.2 Diffusion

La deuxième catégorie d'interactions se produisant lors du passage de la lumière dans un milieu optique correspond à la diffusion, soit l'émission résultant de la mise en mouvement des oscillateurs dipolaires contenus dans le milieu. Ce processus se traduit par un changement de direction de l'onde incidente lors de l'interaction entre un rayonnement

et une inhomogénéité provenant du milieu. La diffusion est qualifiée d'isotrope si elle est répartie uniformément dans toutes les directions, anisotrope si une direction en particulier est favorisée et l'on qualifie de « rétrodiffusion » la portion qui est diffusée vers l'arrière. Le processus de diffusion est en général élastique : les photons diffusés et incidents sont à la même énergie. La diffusion est aussi un processus cohérent, c.-à-d. que le déphasage à l'émission ne varie pas dans le temps. Dans les milieux denses contenant un grand nombre d'oscillateurs dipolaires, un grand nombre d'événements de diffusion peuvent survenir pour un même photon, entraînant une perte graduelle de la cohérence de l'onde. La figure 1.1 montre la différence entre une onde focalisée à travers un milieu optiquement transparent (A) et une onde subissant plusieurs événements de diffusion au cours de sa propagation (B).

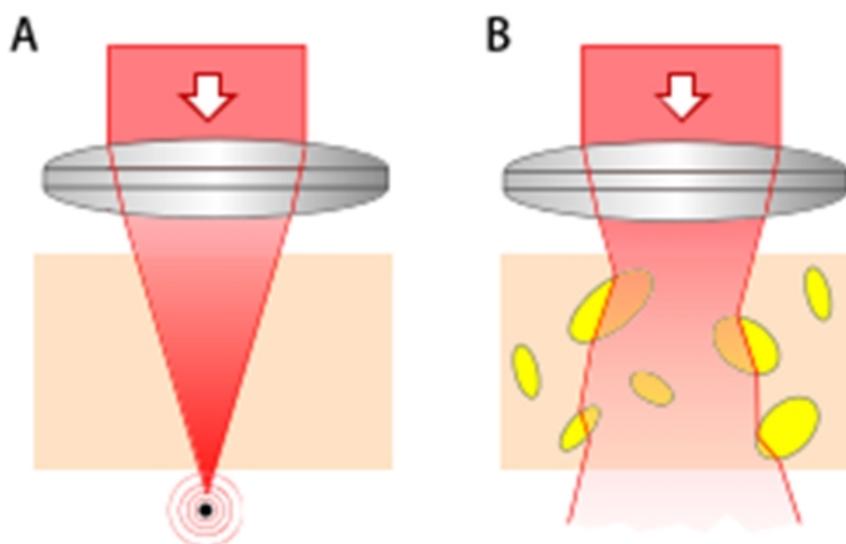


FIGURE 1.1 – Propagation d'un faisceau laser dans un milieu non-diffusant (A) et diffusant (B).

En A, la focalisation est effectuée dans un milieu optiquement transparent à l'aide d'une lentille. En B, la nature diffusante du tissu conduit à la formation d'une tavelure en sortie. La figure est tirée de Yu *et al.* (2015).

On distingue deux types de diffusion en fonction de la taille des particules du milieu. On parle de diffusion de Rayleigh lorsque la taille des particules est inférieure à la longueur d'onde : dans ce cas, chaque particule (molécule, atome) devient une source d'émission secondaire et peut être considérée indépendante. C'est la diffusion de Rayleigh qui est responsable de la couleur bleue du ciel en raison de la diffusion sur les petites molécules contenues dans l'atmosphère de la Terre. On parle de la diffusion de Mie lorsque

la taille des particules est plus grande que la longueur d'onde : dans ce cas, les particules contiennent un grand nombre d'oscillateurs dipolaires et l'émission secondaire émise par ceux-ci peut interférer. C'est la diffusion de Mie qui est responsable de la couleur blanchâtre du lait (diffusion sur les grosses protéines contenues dans le lait). Notons que lorsque la taille des particules est grande devant les longueurs d'onde du visible, typiquement supérieure au micromètre, le coefficient de diffusion est limité par la diffusion de Mie.

1.1.2.1 Tavelures

Lorsque la lumière cohérente, provenant d'une source laser par exemple, traverse un milieu diffusant, la multitude de chemins différents (image **A** de la figure 1.2) que peuvent prendre les photons en raison des événements de diffusion conduit à une interférence mutuelle. En fonction de la position des diffusants, une interférence constructive apparaît à certains endroits et destructive à d'autres, créant des régions claires et sombres sur le profil de l'onde en sortie. Le résultat est un motif granuleux (image **B** de la figure 1.2) à la sortie du milieu diffusant que l'on nomme tavelure ou chatoiement (Thompson *et al.*, 1997). La dimension de la tavelure est largement dépendante de la géométrie de l'expérience. Malgré le caractère aléatoire retrouvé dans le profil de la tavelure, certaines propriétés peuvent être exploitées pour l'imagerie (Katz *et al.*, 2012).

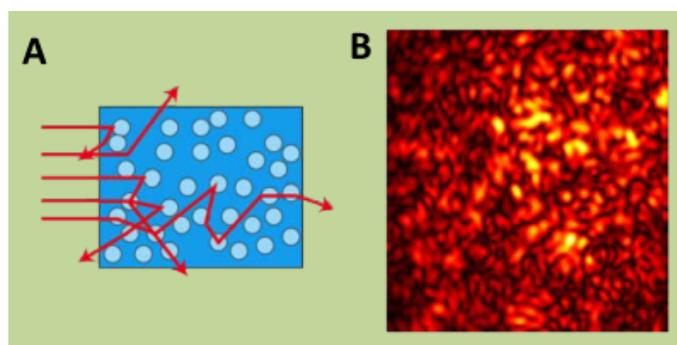


FIGURE 1.2 – Chemins diffusés possibles (**A**) et profil d'intensité d'une tavelure (**B**).

(**A**) Dessin montrant les chemins possibles pour le passage de la lumière cohérente lorsque plusieurs événements de diffusion. (**B**) Patron d'intensité d'une tavelure (dimensions réelles $10 \times 10 \mu\text{m}$) à la sortie d'un milieu fortement diffusant. La figure provient de Akbulut (2013).

1.1.3 Absorption et diffusion en milieux biologiques

Les phénomènes d'absorption et de diffusion sont sensibles à la longueur d'onde considérée et il est donc possible de minimiser ces phénomènes en sélectionnant soigneusement la longueur d'onde.

Pour des tissus biologiques, on utilise principalement de la lumière dont la longueur d'onde est comprise entre 600 et 1000 nm en raison de la faible absorption des tissus à ces longueurs d'onde (voir la figure 1.3). Cette région est qualifiée de « fenêtre thérapeutique » et elle permet de minimiser les pertes de photons et donc, d'accroître le signal en profondeur.

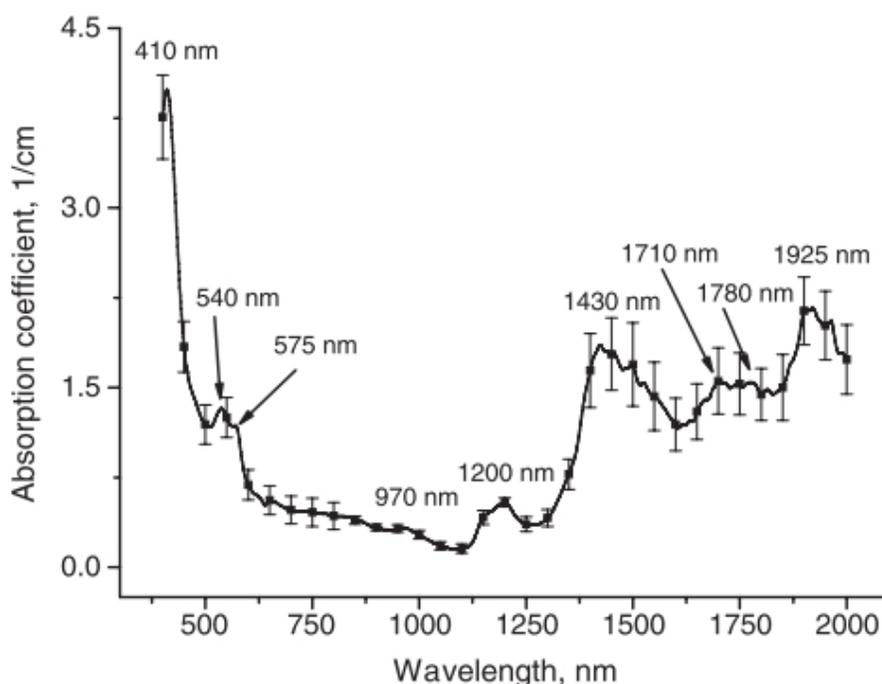


FIGURE 1.3 – Dépendance du coefficient d'absorption μ_a en fonction de la longueur d'onde.

Les mesures ont été effectuées sur la peau humaine (caucasienne) dans une situation *in vitro*. Les barres d'erreurs représentent la déviation standard par rapport à la moyenne des mesures expérimentales. Le graphique est tiré de Bashkatov *et al.* (2005).

De même, l'intensité des régimes de diffusion, représentée par le coefficient de diffusion μ_s , est également dépendante du choix de la longueur d'onde. La figure 1.4 montre les contributions de la diffusion de Mie et de Rayleigh au coefficient de diffusion réduit total

μ_S en fonction de la longueur d'onde. Sur cette figure, le coefficient de diffusion réduit total μ_S est très élevé pour des longueurs d'onde inférieures à 700 nm alors que l'impact de la diffusion est environ de même intensité pour des longueurs d'onde supérieures à 750 nm. Pour des longueurs d'onde près de l'infrarouge (800 nm et plus), l'intensité de la diffusion de Rayleigh est presque nulle et la contribution de la diffusion de Mie semble décroître avec l'augmentation de la longueur d'onde. De façon générale, plus la longueur d'onde utilisée est grande, plus l'impact de la diffusion sur le front d'onde sera négligeable.

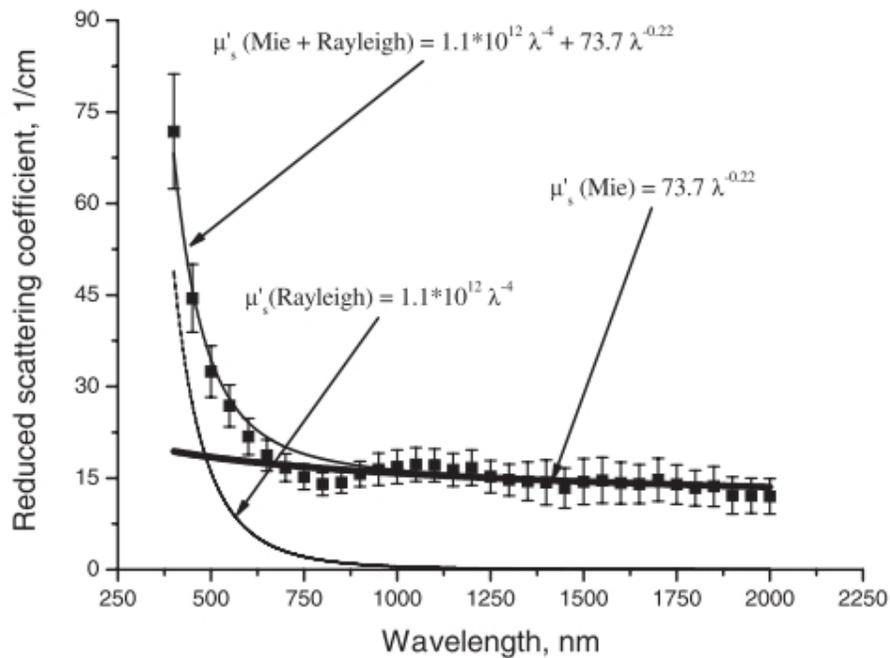


FIGURE 1.4 – Contribution de la diffusion de Rayleigh et de Mie au coefficient de diffusion réduit μ_S en fonction de la longueur d'onde.

Les symboles carrés correspondent à la moyenne des mesures effectuées sur la peau humaine (caucasienne) dans une situation *in vitro* et les barres d'erreurs représentent la déviation standard de ces mesures. Les lignes en gras et en pointillées montrent la contribution respective de la diffusion de Rayleigh et de Mie au coefficient de diffusion réduit total (ligne pleine). Le graphique est tiré de Bashkatov *et al.* (2005).

On retiendra des résultats des figures 1.3 et 1.4 qu'en choisissant une longueur d'onde près de l'infrarouge, l'impact de la diffusion et de l'absorption est minimisé comparée à une longueur d'onde dans la gamme du visible.

1.2 Optique non linéaire

Dans le domaine photonique, une nouvelle gamme de phénomènes survient lorsque le champ électrique local devient suffisamment intense pour que les termes d'ordres supérieurs du développement en série de puissance de la polarisation du milieu en fonction des champs électriques excitateurs ne soient plus négligeables. Dans ce mémoire, on s'intéressera en particulier aux phénomènes d'optique non linéaire liés au fait que l'onde se propage dans un milieu non linéaire, dit milieu Kerr. Dans un tel milieu, l'indice de réfraction dépend de l'intensité de l'onde et s'exprime ainsi :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1.3)$$

Le coefficient non linéaire de l'équation 1.3 est tellement petit (n_2 pour l'eau est de l'ordre de $1,9 \times 10^{-16} \pm 10 \%$ cm²/W pour $\lambda=815$ nm (Wilkes *et al.*, 2009)) que l'intensité de l'onde doit être très élevée afin d'observer un gradient d'indice de réfraction perceptible. L'utilisation d'impulsions laser d'une durée de quelques femtosecondes permet d'atteindre des valeurs d'intensité lumineuse suffisamment importantes pour rendre le second terme de l'équation 1.3 non négligeable. Selon le milieu environnant, une valeur critique de la puissance crête de l'impulsion lumineuse est nécessaire afin d'obtenir un gradient d'indice de réfraction pouvant agir concrètement sur les propriétés de propagation de l'onde (voir description plus bas). La puissance critique est calculée à l'aide de la formule 1.4 (Marburger, 1975).

$$P_{crit} = \frac{3,77 \lambda^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (1.4)$$

Avec λ , la longueur d'onde centrale du faisceau laser, n_0 et n_2 caractérisent l'indice de réfraction linéaire et non linéaire du milieu. Pour un faisceau laser dont la longueur d'onde se situe près de l'infrarouge (IR), la puissance critique dans l'eau est de l'ordre de $P_{crit} = 4,2$ MW (Brodeur et Chin, 1998).

Ainsi, lors du passage d'une impulsion femtoseconde à haute puissance dans un matériau optique, le profil de distribution spatial et temporel du champ électrique de cette impulsion va générer un gradient d'indice de réfraction dans le temps et dans l'espace. Dans la direction transverse à la propagation, l'indice de réfraction sera plus important au centre du faisceau que sur les bords du faisceau. Ceci produit un effet de lentille menant à une autofocalisation du faisceau lors de sa propagation dans ce milieu Kerr (voir la situation 2 de la figure 1.5).

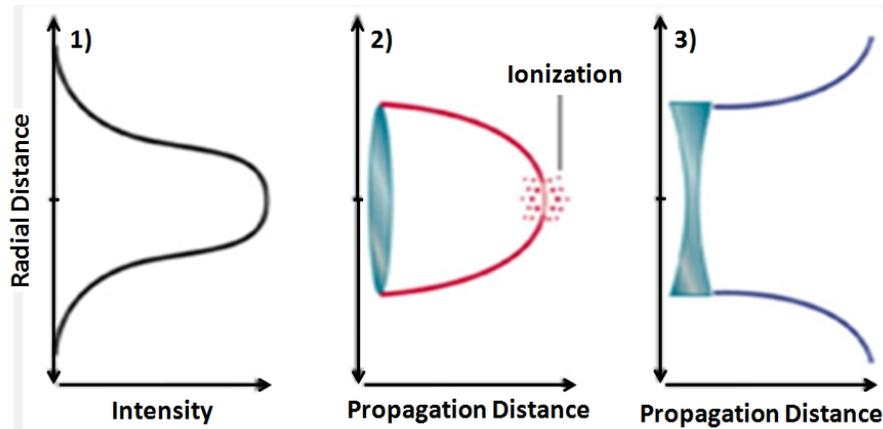


FIGURE 1.5 – Schéma montrant différents phénomènes liés à l'optique non-linéaire.

En 1), on retrouve le profil gaussien de l'intensité laser en fonction de sa distance radiale, conduisant à une modulation de l'indice de réfraction en fonction de sa position par rapport au maximum de la gaussienne. En 2), le faisceau subit un effet rappelant l'action d'une lentille convergente, c'est l'autofocalisation par effet Kerr. Une diminution de la taille du faisceau entraîne une augmentation de l'intensité électrique et des ionisations apparaissent. En 3), l'apparition d'un plasma modifie l'indice de réfraction du milieu et l'interaction entre le faisceau laser et le plasma conduit à une défocalisation et une diminution du champ électrique. Tant que la puissance crête de l'impulsion reste supérieure à la puissance critique, l'autofocalisation pourra reprendre et donner lieu à un second événement de génération de plasma de basse densité espacé spatialement le long de l'axe de propagation du faisceau excitateur (voir description à la section suivante). La figure provient de Chin S. L. *et al.* (2005).

Sans influence extérieure, sous la forme de lentilles ou d'instruments optiques susceptibles de modifier la dynamique de propagation, un faisceau laser dont la puissance crête est supérieure à la puissance critique, déterminée par la relation 1.4, verra sa propagation dominée par l'effet non linéaire d'autofocalisation. Sans optique de focalisation, un faisceau ayant un profil d'intensité typiquement gaussien s'autofocalisera à une distance caractéristique donnée par (Marburger, 1975) :

$$z_f = \frac{0.367ka^2}{[\{(\frac{P}{P_{crit}})^{1/2} - 0.852\}^2 - 0.0219]^{1/2}} \quad (1.5)$$

Ici, ka^2 est la longueur de diffraction, avec k comme nombre d'ondes et a est le rayon du profil de l'onde à un niveau $1/e^2$, P est la puissance contenue dans l'onde incidente et P_{crit} est la valeur critique de la puissance (équation 1.4). De façon grossière, la position du foyer d'autofocalisation correspond à la position de départ de la filamentation laser

(Brodeur et Chin, 1999). En combinant une lentille de longueur focale f à une impulsion de haute puissance, la nouvelle distance d'autofocalisation (z'_f correspond à la distance derrière la lentille) est donnée par :

$$z'_f = \frac{z_f f}{z_f + f} \quad (1.6)$$

L'autofocalisation par effet Kerr conduit à une diminution de la taille du faisceau ce qui augmente du même coup l'énergie électrique à l'intérieur de l'onde. Le diamètre du faisceau laser rétrécit jusqu'à obtenir un champ électrique suffisamment fort pour provoquer l'ionisation du milieu (situation 2 de la figure 1.5). Ces électrons nouvellement ionisés vont participer à la formation d'un plasma au foyer de l'impulsion laser en déclenchant un phénomène d'ionisation par avalanche dû à l'effet Bremsstrahlung inverse.

1.2.1 Effet Bremsstrahlung inverse

L'effet Bremsstrahlung inverse est un phénomène d'ionisation sous forme d'avalanche, qui survient lorsque le champ électrique local est très intense. L'électron nouvellement ionisé subit une accélération proportionnelle à l'intensité du champ électrique local. Lorsque cette accélération est suffisamment forte, l'électron libre peut alors provoquer de nouvelles ionisations à l'intérieur du milieu, multipliant la quantité d'électrons libres. Afin de conserver la quantité de mouvement et d'énergie, l'électron et le photon ont besoin d'un noyau qui est fourni par le milieu. Un schéma montrant le mode de fonctionnement de l'effet Bremsstrahlung inverse est montré à la figure 1.6. Avec l'ionisation due à l'absorption d'un photon laser, l'effet Bremsstrahlung inverse contribue à la formation d'un gaz d'électrons (plasma) dans le milieu.

On qualifie le gaz d'électrons ainsi formé de « plasma de basse densité » ou de « plasma froid » parce que la vitesse thermique des électrons du plasma n'est pas suffisante pour alimenter le plasma lui-même (Vogel *et al.*, 2005). En effet, au bout d'un temps très court, les électrons libres retournent dans leur état fondamental et le plasma s'éteint jusqu'à l'arrivée d'une nouvelle impulsion pour exciter le milieu à nouveau. Typiquement, la longueur du plasma dans l'axe de propagation du laser est limitée à quelques centimètres en milieu liquide, mais peut atteindre plusieurs mètres dans l'air (Chin S. L. *et al.*, 2005). Comme le montre la situation 3 de la figure 1.5, après la formation d'un plasma au foyer de l'impulsion, l'interaction entre le champ électrique du faisceau laser et le plasma entraîne une défocalisation du faisceau, réduisant la densité d'énergie au foyer par la même occasion.

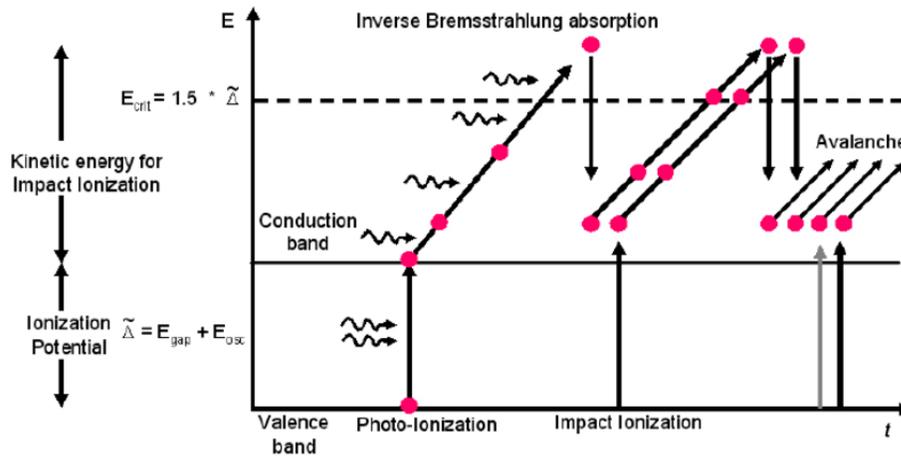


FIGURE 1.6 – Représentation schématique de l’ionisation par avalanche par effet Bremsstrahlung inverse.

Un premier électron, présent dans la bande de valence est photo-ionisé suite à l’absorption d’un photon. Cet électron est ensuite accéléré dans la bande de conduction par le champ électrique intense dû au passage de l’impulsion laser jusqu’à ce que son énergie cinétique soit suffisante pour provoquer l’ionisation d’un autre électron du milieu. L’effet d’avalanche est obtenu avec la multiplication des électrons libres jusqu’à la formation d’un plasma. La figure provient de Vogel *et al.* (2005).

Si la densité d’énergie diminue, l’ionisation et l’effet Bremsstrahlung inverse ne pourront plus se produire et le plasma s’arrête.

L’arrêt du plasma fait en sorte qu’il n’y a plus d’interaction entre le plasma et le faisceau laser : l’effet de défocalisation est arrêté. À cet endroit, si la densité d’énergie contenue dans l’impulsion laser est toujours supérieure à la valeur critique donnée par 1.4, l’onde ressentira toujours un gradient d’indice de réfraction en raison du milieu Kerr. L’autofocalisation du faisceau par effet Kerr se répète et un nouveau cycle se produit. Les situations 1 à 3 de la figure 1.5 se répètent aussi longtemps que l’énergie contenue dans l’impulsion reste supérieure à la puissance critique. La répétition dans l’espace des zones de plasma forme ce qu’on appelle le filament, représenté avec ses composantes majeures dans la figure 1.7.

1.2.2 Filamentation

La filamentation de pulses optiques est la manifestation ultime de la réponse non linéaire du milieu au champ électrique intense des impulsions ultracourtes. Cette réponse du milieu s’accompagne d’une contraction et d’un remaniement du faisceau laser incident

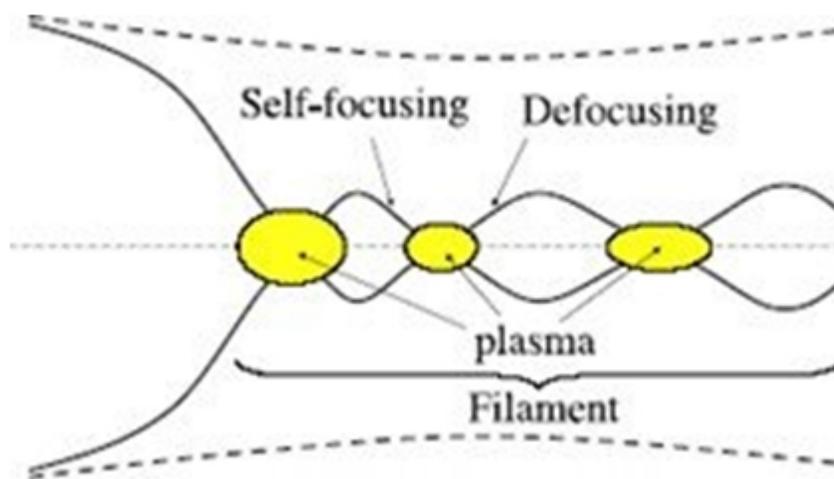


FIGURE 1.7 – Représentation schématique des composantes majeures d'un filament.

Les composantes représentées sont l'autofocalisation par effet Kerr, l'ionisation et la formation d'un plasma qui mène à la défocalisation du faisceau laser. Ensuite, l'autofocalisation reprend et la répétition des zones de plasma forme le filament. Image tirée de Couairon et Mysyrowicz (2007).

conduisant à la formation d'un plasma. Il s'agit d'un phénomène observé pour la première fois en 1969 par Alfano et Shapiro (1970a,b) lorsqu'ils ont observé une automodulation de la phase¹ de l'onde incidente et l'apparition de filaments à petites échelles. Disposant d'une source laser à haute puissance émettant des impulsions d'une durée de 4 picosecondes à une longueur d'onde de 530 nm, Alfano et Shapiro ont excité des matériaux comme la calcite, du quartz, du chlorure de sodium ainsi que plusieurs types de verre. Leurs résultats montrent la formation de 5 à 10 filaments d'une longueur d'environ 20 μm dans les solides ainsi qu'une émission de longueurs d'onde dans la région de 400 à 700 nm, une conséquence de l'automodulation de phase. Ce phénomène est responsable de l'apparition d'un supercontinuum en champ lointain (impulsion laser blanche), comme représenté dans l'image 1.8.

L'autofocalisation, la dispersion de vitesse de groupe, l'ionisation multiphotonique, la défocalisation reliée à l'interaction laser-plasma, le plafonnage (en anglais *clamping*) de l'intensité, l'automodulation de phase et la génération de supercontinuum sont autant de phénomènes non linéaires pouvant être observés à l'aide de passage d'impulsions laser

¹La variation du champ le long de l'axe de propagation donne lieu à un décalage de phase dépendant du temps des différentes composantes en fréquence du paquet d'ondes qui est différentes selon que l'on se situe dans le front de montée ou dans le front de descente de l'enveloppe du paquet d'ondes. Cet effet mène naturellement à l'élargissement du spectre en fréquence des impulsions. (Voir Wikipédia)

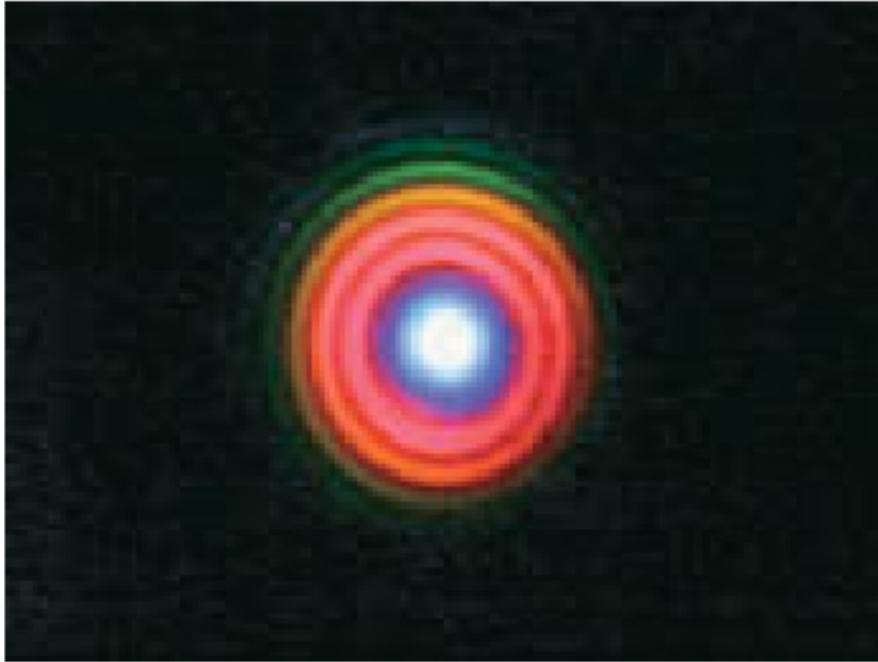


FIGURE 1.8 – Apparition d’un supercontinuum en champ lointain.

La couleur blanche du point central révèle le large contenu en fréquences du supercontinuum. On note ensuite que les longueurs d’onde sont plus longues (plus rouges) près du centre et diminuent (plus bleutées) en se dirigeant vers l’extérieur. Image tirée de Chin S. L. *et al.* (2005).

ultracourtes et intenses dans un milieu non linéaire.

Un filament (Chin *et al.*, 2008) est d’une longueur de quelques millimètres dans les solides (Dharmadhikari *et al.*, 2009), quelques centimètres dans les liquides et peut persister jusqu’à plusieurs mètres dans l’air (80 m) (Chin S. L. *et al.*, 2005). Les différentes composantes du filament sont illustrées schématiquement à la figure 1.9. On retrouve un noyau central très intense (que l’on associe au filament) contenant une petite fraction de l’énergie totale. En périphérie du noyau central, on retrouve un réservoir d’énergie qui permet d’échanger cette énergie avec le noyau central. Lorsque l’intensité du champ électrique contenue dans l’impulsion dépasse $\sim 10^{12}$ W/cm² (Liu *et al.*, 2003), la filamentation entre en compétition avec un phénomène de claquage optique, où l’échauffement du plasma peut causer des effets thermiques et des changements irréversibles aux propriétés du milieu.

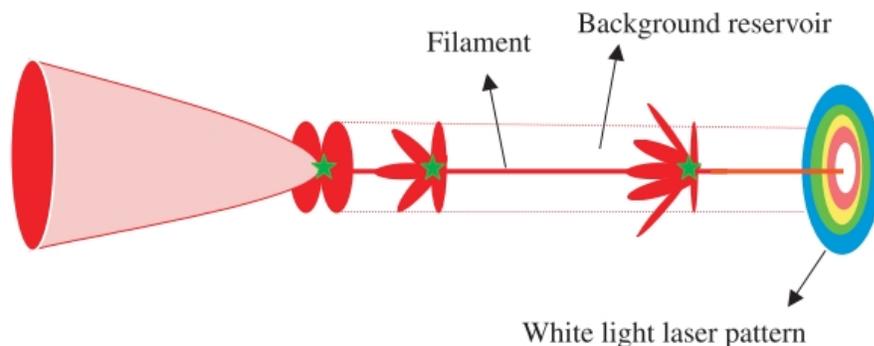


FIGURE 1.9 – Représentation schématique des différentes composantes d'un filament.

Dans la direction de propagation du faisceau, l'autofocalisation mène à l'ionisation du milieu et à la formation d'un filament. L'énergie du réservoir est présente autour du filament ainsi que la formation du super-continuum en champ lointain. La figure est tirée de Chin S. L. *et al.* (2005).

1.3 Optique adaptative

Les techniques d'optique adaptative ont été développées dans le but de corriger les aberrations introduites dans les systèmes optiques causées par des turbulences atmosphériques ou des variations d'indice de réfraction pour des applications comme les observations astronomiques ou la communication optique. La correction est typiquement implémentée à l'aide d'un miroir déformable ou d'un modulateur spatial de lumière et les corrections sont déterminées à partir de modèles issus de la perturbation ou de modèles basés sur des expériences dans un régime non perturbé. Les corrections implémentées par les systèmes d'optique adaptative conduisent à une meilleure netteté de l'image au foyer, améliorant la résolution dans un régime à faible diffusion. Pour un montage d'optique adaptative, le nombre de degrés de liberté correspond au nombre de segments indépendants sur le miroir déformable ou le modulateur spatial de la lumière. Ainsi, lorsque les régimes de diffusion sont assez faibles, un petit nombre de degrés de liberté (10 à 100) peut normalement compenser les fluctuations du front d'onde. Les améliorations observées sont alors dues à l'augmentation du nombre de photons « balistiques », ces photons qui poursuivent leur propagation sans interagir avec le milieu.

1.3.1 Mise en forme du front d'onde

Dans le cas des milieux fortement diffusants, il faut apporter des modifications substantielles au front d'onde du faisceau afin de compenser l'effet néfaste de la diffusion sur la cohérence et la propagation de l'onde dans le milieu. Pour ce faire, la technique, dite de

mise en forme spatiale du front d'onde, exige typiquement un nombre élevé de degrés de liberté pouvant aller jusqu'à des centaines de milliers afin de corriger les photons diffusés à plusieurs reprises. De plus, la mise en forme de l'impulsion s'effectue typiquement dans le plan spatial du paquet d'ondes alors que les corrections de l'optique adaptative s'effectuent plutôt dans le plan de Fourier, sur le contenu en fréquences du paquet d'ondes. Les techniques majeures de la méthode de mise en forme de l'impulsion comprennent la mesure de la matrice de transmission, la conjugaison de phase optique et finalement, l'optimisation adaptative. La comparaison de ces méthodes est traitée plus en profondeur dans un article de Mosk *et al.* (2015).

Matrice de transmission. La nature granulaire de la tavelure conduit intuitivement à une approche mathématique pour la mise en forme du front d'onde. En effet, en discrétisant la relation de la lumière incidente à son profil en sortie du milieu diffusant, on obtient un modèle matriciel permettant de prédire les événements de diffusion à l'intérieur du milieu diffusant (Popoff *et al.*, 2010b,a). La relation permettant de décrire la transmission de la lumière entre la face incidente A et la face sortante B d'un milieu diffusant peut être caractérisé à l'aide d'une matrice selon :

$$E_B = tE_A \quad (1.7)$$

Où E_A et E_B est le champ complexe de la lumière à l'entrée (face A) et à la sortie (face B) du milieu diffusant et t est la matrice de transmission. La mesure de la matrice de transmission ainsi que son efficacité est démontré par Chaigne *et al.* (2013).

Conjugaison de phase optique. Faisant appel au principe de « mémoire optique », l'optimisation par conjugaison de phase optique permet d'optimiser la transmission en milieu diffusant à l'aide d'une seule mesure d'interférence (Yaqoob, 2009). La solution de phase optimale est obtenue en analysant l'interférence entre un faisceau illuminant le milieu diffusant à partir de la face sortante et un faisceau de référence. Le patron d'interférence détecté par la caméra correspond à la phase conjuguée permettant de reproduire l'illumination en face sortante. En reproduisant le masque de phase conjuguée sur le SLM, le front d'onde incident est maintenant optimisé et conduit à la focalisation en sortie du milieu diffusant. En pratique, cette approche est difficile à réaliser, car le système de détection (caméra) et le SLM doivent être parfaitement alignés.

Optimisation adaptative. Pour cette méthode, la phase de la lumière incidente provenant de chacun des pixels indépendants du modulateur spatial de la lumière est optimisée

de façon à maximiser le signal obtenu à une profondeur précise de l'autre côté du milieu diffusant. Plusieurs méthodes différentes sont utilisées afin d'optimiser la phase individuelle de ces pixels. Premièrement, en travaillant progressivement sur l'optimisation de chacun des pixels, une solution optimale est trouvée en combinant la solution de chacun des pixels. Le désavantage de cette méthode est que l'optimisation d'un pixel individuel représente une variation faible de signal par rapport au signal déjà établi. Deuxièmement, le même décalage de phase peut être attribué à un certain bloc de pixels en même temps de manière à améliorer la variation de signal par rapport au signal de fond et la rapidité de l'optimisation. Finalement, l'optimisation peut être effectuée de façon globale, comme un algorithme génétique, c'est-à-dire que la solution optimale est obtenue en ajustant le décalage de phase de tous les pixels du SLM à chaque itération.

Dans le cas de nos expériences sur la filamentation laser en milieu diffusant, on cherchera à générer des masques de phase à l'aide d'un SLM de façon à produire un filament laser à une distance choisie à l'intérieur d'une cellule contenant un milieu aqueux après un passage de l'onde en milieu diffusant. Les corrections de la phase sont implémentées à l'aide d'algorithmes de contrôle de la phase utilisés lors d'expériences d'optimisation adaptative.

1.4 Algorithmes de contrôle de la phase

Les algorithmes de contrôle de la phase fonctionnent en générant des masques de phase aléatoires et en testant leurs effets sur le milieu. Le système électronique doit être équipé d'un modulateur spatial de la lumière et d'un détecteur permettant de mesurer une action positive ou négative occasionnée par le changement du masque de phase. Par la suite, une fonction d'optimisation basée sur des critères choisis pour la réussite de l'expérience permet de sélectionner les meilleurs masques à partir desquels de nouveaux masques de phase seront générés jusqu'à l'obtention d'une solution satisfaisante. Les algorithmes se distinguent entre eux par leur méthode pour créer les masques aléatoires, par la façon dont les meilleurs masques sont transmis au tour suivant et enfin, par la fonction d'optimisation servant à hiérarchiser les masques.

Au cours de mes expériences, j'ai travaillé avec l'algorithme de Partition, développé et présenté par Vellekoop et Mosk (2008), ainsi qu'une version de l'algorithme Génétique présenté par Conkey *et al.* (2012a). Dans la section suivante, je décris le mode d'exécution de ces 2 algorithmes en soulignant leurs différences fondamentales.

1.4.1 Algorithme de Partition

Dans un travail de Vellekoop et Mosk (2008), on y présente une technique de mise en forme du front d'onde d'un faisceau optique permettant de conserver un degré de cohérence élevé de l'onde lors de sa propagation dans un milieu diffusant. Afin de montrer qu'une modulation de la phase incidente permet de trouver une solution positive susceptible de maximiser l'intensité lumineuse dans le plan focal d'une lentille, l'équipe de Vellekoop et Mosk (2008) ont testé 3 algorithmes différents. Parmi l'algorithme Séquentiel, Séquentiel Continu et de Partition, tous ont achevé un niveau d'optimisation comparable en fin d'expérience, mais l'algorithme de Partition possède une convergence initiale rapide et est moins sensible face aux bruits et perturbations du milieu.

En régime linéaire et en assumant que chacun des segments de modulation de la phase contribue également à l'intensité totale, les résultats de Vellekoop et Mosk (2007) montrent que l'amélioration attendue η de la part des algorithmes de contrôle de la phase peut être calculée à l'aide de la formule 1.8. La meilleure performance est obtenue lorsque le nombre de segments en entrée est grandement supérieur aux nombres d'itérations effectuées pendant le temps caractéristique de l'échantillon (Vellekoop et Mosk, 2008). Un segment regroupe un ensemble carré de pixels ayant la même valeur et le nombre total de segments indépendants N forme la résolution et celle-ci dépend des dimensions du modulateur de la lumière.

$$\eta = \frac{\pi}{4}(N - 1) + 1 \quad (1.8)$$

Voici ce que fait l'algorithme dans le détail : à chaque itération, une nouvelle population aléatoire de segments correspondant à la moitié du total des segments disponibles est sélectionnée. La décision de sélectionner la moitié des segments disponibles pour chaque partition provient des auteurs qui mentionnent que le signal d'interférence en sortie est maximal lorsque la partition contient la moitié des segments (Vellekoop et Mosk, 2008). Une valeur unique de décalage de phase est alors attribuée à tous les segments choisis. Les valeurs de déphasage s'étendent de 0 à 2π et l'algorithme balaie chacun des degrés de liberté choisis pour la phase. Par exemple, en imposant des sauts de $\pi/5$ sur la phase, il y a 10 degrés de liberté pour la phase et 10 masques de phase différents sont générés pour représenter toutes les configurations de phase. L'itération se termine en sélectionnant le décalage de phase qui a présenté le plus de changement positif, tel que mesuré par la fonction d'optimisation et en appliquant cette valeur à l'ensemble de la population. En conséquence, tous les masques finaux provenant de l'algorithme de Partition sont assurés

de contenir la même valeur de décalage de phase pour la moitié de ses pixels.

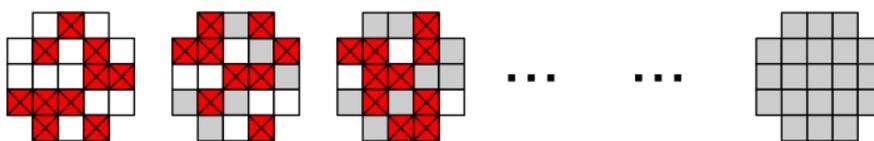


FIGURE 1.10 – Schéma du fonctionnement de l'algorithme de Partition.

Lors de chaque itération, l'algorithme débute en sélectionnant aléatoirement la moitié des degrés de liberté du SLM (représentées avec un X rouge sur la figure). Ensuite, l'algorithme effectue un cycle, balayant toutes les valeurs de décalage de phase entre 0 à 2π et attribuant cette même valeur de phase pour tous les segments sélectionnés. À la fin du cycle, la combinaison de phase optimale, déterminée par la fonction d'optimisation, est attribuée à la population de segments et une nouvelle itération commence avec une nouvelle population. Sur la 2^e figure, les pixels de la partition précédente ont le même décalage de phase optimal (gris) et une nouvelle partition est sélectionné aléatoirement (pixels rouges). L'algorithme effectue de nouvelles itérations jusqu'à ce que chacun des pixels ait été optimisé (dernière figure). Image tirée de Vellekoop et Mosk (2008).

1.4.2 Algorithme Génétique

Les algorithmes génétiques utilisent des principes de la génétique comme la transmission des caractéristiques des parents aux rejetons ainsi qu'une plus grande probabilité d'avoir des descendants lorsque son matériel génétique est fort afin de pousser l'algorithme vers une solution optimale. Basé sur ces principes, il existe plusieurs variantes de l'algorithme génétique pour la mise en forme d'un front d'onde (Anderson *et al.*, 2015). Dans ce mémoire, la méthode utilisée pour l'implémentation de l'algorithme génétique est tirée d'un article de Conkey *et al.* (2012a) dans lequel les auteurs mettent en évidence leur méthode par rapport aux algorithmes de contrôle de la phase existants, particulièrement lors d'une situation où le ratio signal-sur-bruit est faible.

Le fonctionnement de l'algorithme génétique est décrit à la figure 1.11. Tout d'abord, une population de masque de phase aléatoire est générée en assignant une valeur de décalage de phase aléatoire à chacun des segments pour chacun des masques. Selon la réponse du milieu à l'action de chacun des masques de phase, la population initiale est classée en ordre décroissant. Afin d'optimiser sa population initiale, l'algorithme crée ensuite un certain nombre de rejetons par itération effectuée en mélangeant les caractéristiques de deux masques parents et en effectuant des mutations aléatoires.

En attribuant un meilleur poids statistique aux masques en haut du classement, l'algorithme sélectionne deux masques parents parmi sa population et génère aléatoirement un masque binaire de façon à ce que le rejeton ait exactement la moitié des caractéristiques (valeurs de décalage de phase aux segments correspondants) de ses deux parents. Par la suite, chaque segment du rejeton présente la possibilité de subir une mutation, c'est-à-dire que le décalage de phase de ce segment sera une valeur aléatoire qui ne correspondra pas aux caractéristiques de ses parents. La probabilité que l'un des segments se retrouve muté est donnée par la relation 1.9. Cette probabilité suit une loi exponentielle décroissante, car de meilleurs résultats sont obtenus lorsque la probabilité de mutation est grande en début d'expérience et lorsque celle-ci est faible en fin d'expérience. Au terme de l'itération, chacun des rejetons générés sera évalué par la fonction d'optimisation et ajouté au classement décroissant parmi la population de masque. Finalement, l'algorithme limite sa population de masque en ne conservant que les meilleurs masques de phase pour la prochaine génération de rejetons.

$$R = (R_0 - R_{end})exp^{-n/\lambda} + R_{end} \quad (1.9)$$

R_0 est le taux de mutation initial, R_{end} est le taux de mutation final, n correspond au nombre de générations effectuées et λ est le facteur de décroissance.

L'avantage principal de l'algorithme Génétique par rapport à l'algorithme de Partition présenté plus tôt est sa facilité à fonctionner dans une situation où le bruit représente un obstacle important. La comparaison de ces algorithmes est traitée plus en profondeur dans un article de Vellekoop (2015).

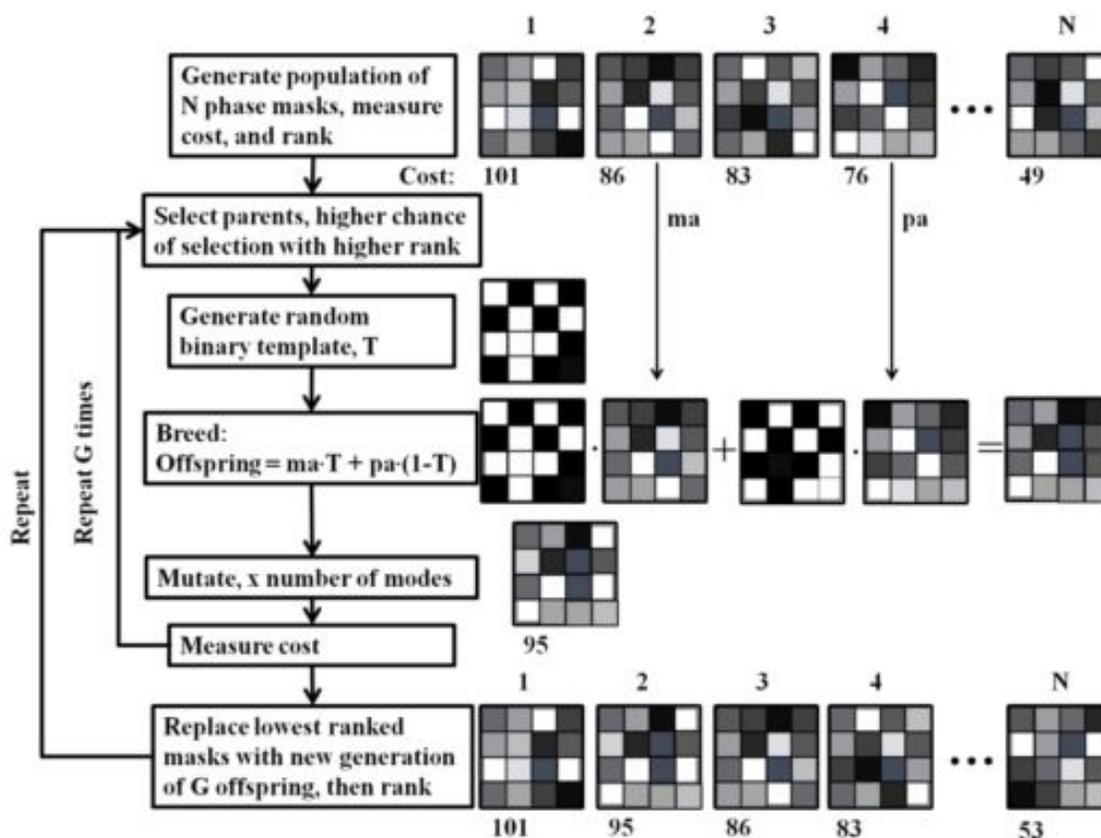


FIGURE 1.11 – Schéma du fonctionnement de l’algorithme Génétique.

La première étape consiste à créer une population de masque aléatoire et à les classer en ordre décroissant. Pour créer de nouveaux rejetons, l’algorithme sélectionne 2 masques parmi sa population et génère aléatoirement un masque binaire qui héritera de la moitié des caractéristiques de chaque parent. Chaque segment du rejeton a une possibilité R d’être muté et le rejeton est ensuite ajouté au classement. Finalement, la population finale de masques qui servira à la prochaine génération de rejetons est limitée aux meilleurs masques. Image tirée de Conkey *et al.* (2012a)

2 MATÉRIEL ET MÉTHODES

Dans cette section, le schéma du montage ainsi que les principales composantes optiques sont présentées. Par la suite, les équipements de mise en forme de l'impulsion et de détection utilisés ainsi que les paramètres permettant de caractériser les milieux diffusants sont détaillés. En fin de chapitre, les étapes du processus d'optimisation des algorithmes de contrôle de la phase sont présentés en même temps que les étapes du traitement effectué sur les images afin de fournir la rétroaction nécessaire au bon déroulement de l'expérience d'optimisation en milieu diffusant par mise en forme de l'impulsion.

2.1 Montage

Le montage utilisé lors des expériences d'optimisation en milieu diffusant est représenté schématiquement à la figure 2.1.

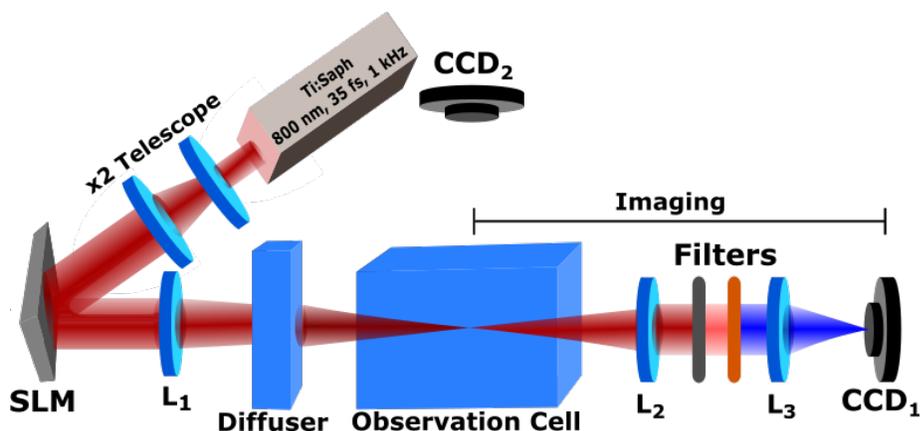


FIGURE 2.1 – Schéma du montage utilisé pour l'expérience d'optimisation de la filamentation en milieu diffusant.

Les lentilles L_1 , L_2 , L_3 ont des longueurs focales de 75, 25 et 40 cm respectivement. Les filtres employés sont des atténuateurs optiques et un filtre passe-bande centré à une longueur d'onde de 450 ± 20 nm, 700 ± 5 nm ou 800 ± 5 nm.

Tout d'abord, la source laser est un amplificateur régénératif Ti :Sapphire (modèle Spitfire ACE de Spectra-Physics) combiné à un oscillateur ultrarapide (modèle Mai Tai). La source laser délivre des impulsions d'une largeur temporelle de 35 femtosecondes (fs) centrées à une longueur d'onde de 800 nm et pouvant atteindre un taux de répétition de 1000 tirs par seconde, ou 1 kHz. L'intensité crête à l'intérieur d'une seule impulsion est

de l'ordre de 10^{12} W/cm² (évaluée en considérant un faisceau gaussien dont le diamètre est de 8 mm).

Pour notre expérience, la largeur temporelle initiale de l'impulsion a été modifiée en ajustant la compression de la source de manière à optimiser le contenu en fréquences du supercontinuum déterminée dans un milieu non-diffusant comme l'eau pure en observant à l'oeil nu, résultant en une nouvelle largeur temporelle de 100 fs. Également, la puissance sortante du laser a été fixée à une énergie de $3,5 \mu\text{J}$ par impulsion à l'aide d'une lame demi-onde couplée à un polariseur situé juste à la sortie de la source (pas montré sur le schéma). Afin d'assurer qu'une énergie comparable participe à la filamentation en dépit de la concentration de diffusant utilisée, l'énergie contenue dans l'impulsion est mesurée à la sortie du milieu diffusant, lorsque l'impulsion se retrouve entre les deux cellules. Cela signifie que l'orientation du polariseur est ajustée en fonction de la concentration utilisée de manière à conserver une énergie de $3,5 \mu\text{J}$ par impulsion.

Pour une énergie de $3,5 \mu\text{J}$ par impulsion, la puissance crête contenue dans l'impulsion est de l'ordre de 35 MW. Dans l'eau, une puissance critique minimale de 4,4 MW (Brodeur et Chin, 1999) est requise pour le déclenchement du phénomène d'auto-focalisation par effet Kerr menant à la production d'un mono filament laser. Dans notre expérience, l'énergie utilisée correspond environ à 8 fois la puissance critique dans l'eau ($\sim 8P_{cr}$) mais reste tout de même inférieure à la valeur menant au phénomène de multi-filamentation (plus de $10P_{cr}$).

Sélectionnée par le polariseur en entrée, la composante horizontale passe au travers d'un télescope (2X) et le diamètre du faisceau laser s'agrandit de 8 mm à 16 mm pour être ensuite dirigée vers la surface active du modulateur spatial de la lumière. Comme les cristaux liquides formant les pixels du SLM (voir la figure 2.4) ont une orientation horizontale, la lumière incidente doit également être polarisée horizontalement pour qu'une interaction puisse se produire entre ces deux éléments. L'agrandissement initial du faisceau est nécessaire afin de bien illuminer la totalité de la surface active du SLM. De plus, en effectuant l'agrandissement de cette manière, le profil d'intensité gaussien de l'impulsion sera davantage uniformisé : la présence de points chauds (*hot spots* en anglais) dans le profil de l'impulsion est réduite et la formation de multiples filaments est défavorisée.

Après sa réflexion sur le SLM, l'impulsion laser est dirigée vers une série de deux cellules séparées de 10 cm : la première est désignée comme le milieu diffusant et la seconde correspond à la cellule d'observation (voir la figure 2.1). À l'aide de la lentille L_1 dont

la longueur focale est de 75 cm, les distances entre la lentille et les deux cellules ont été ajustées afin que le centre de la cellule d'observation coïncide avec le foyer géométrique de la lentille L_1 . Ensuite, la lumière diffusée vers l'avant provenant de la cellule d'observation est imagée par une caméra CCD (CCD_1 sur la figure 2.1) grâce à une paire de lentilles (L_2 et L_3). La première lentille (L_2) a une longueur focale de 25 cm et est montée sur un support mobile afin de pouvoir échantillonner l'intérieur de la cellule d'observation sur une longueur de 2,5 cm ; la deuxième lentille (L_3) permet d'imager avec un facteur de magnification de 1,6 le contenu de la cellule d'observation sur la caméra CCD. Des atténuateurs ainsi qu'un filtre bande-passante sont insérés avant la caméra afin de bien ajuster l'intensité et de sélectionner la longueur d'onde que l'on souhaite observer. Aucun filtrage spatial n'a été effectué à l'aide d'un iris. Le profil latéral du faisceau se propageant dans la cellule d'observation est imagé en déplaçant la caméra CCD vers sa deuxième configuration, représentée par la position CCD_2 sur la figure 2.1. Cette fois-ci, la caméra CCD est placée à une distance de 45 cm et à un angle de 90° de la cellule d'observation. Les images latérales sont prises avec la deuxième configuration selon un temps d'exposition de 100 ms et les images de la lumière émise vers l'avant sont prises avec la première configuration selon un temps d'exposition de 10 ms. La combinaison des images prises avec les deux configurations permet de relier les structures observées sur le profil latéral à leur contenu spectral à l'intérieur de la cellule d'observation, imagé à l'aide de la première configuration.

2.1.1 Concentration des milieux diffusants

Les dimensions de la première cellule (représentée par la cellule Diffuser de la figure 2.1) sont de 1 cm par 1 cm pour la largeur et la longueur et de 4 cm en hauteur. La cellule est remplie avec de l'eau pure afin d'établir un contrôle en milieu non-diffusant ou avec un mélange d'eau pure et d'une suspension aqueuse de microsphères d'un diamètre de 1,7 μm produites par Vasmco, Inc. (Indianapolis, USA). Les concentrations de ces suspensions aqueuses sont de l'ordre de 15 000, 30 000 et 45 000 particules/ mm^3 , correspondant à des valeurs de coefficient de diffusion de $\mu_s = 1,24$; 2,47 et 3,71 cm^{-1} , respectivement. Ces valeurs de coefficient de diffusion ont été obtenues grâce à une simulation de la théorie de la diffusion de Mie, effectuée sur le site Internet du Centre Médico-Laser d'Orégon¹. La puissance lumineuse qui peut être tolérée par le dispositif SLM définit la valeur maximale d'opacité du milieu diffusant.

¹http://omlc.org/calc/mie_calc.html

La deuxième cellule (nommée cellule d'observation sur la figure 2.1) est d'une longueur de 4 cm avec une largeur de 1 cm et une hauteur de 4 cm. Afin d'imager les processus non-linéaires qui se produisent dans la cellule d'observation, elle est remplie avec un mélange d'éthanol et d'un colorant fluorescent, le Coumarin 440, en très faible concentration de 1,25 ng/ml. Étant donné que le Coumarin 440 n'est pas soluble dans l'eau, le contenu de la cellule d'observation a été remplacé par de l'éthanol. Environ 20 ml d'éthanol est nécessaire pour remplir la cellule. La position du pic d'absorbance pour le Coumarin 440 est située à 205 nm (Brackmann, 1986), mais il y a tout de même une possibilité que le colorant absorbe un photon dont la longueur d'onde se trouve dans la région de 330 à 370 nm. Cette possibilité non-nulle d'absorption aux alentours de 350 nm fait en sorte que le colorant peut être excité via un processus d'absorption à 3 photons provenant de la longueur d'onde fondamentale de 800 nm. Par la suite, considérant que les photons à 800 nm ont une énergie de 1,55 électrons-Volts (eV) et que le premier état d'absorption électronique de l'éthanol liquide est de l'ordre de $(6,9 \pm 0,1)$ eV (Jung, 2002), des mécanismes nécessitant l'absorption de 5 photons sont requis afin de provoquer l'ionisation et la formation d'un plasma dans l'éthanol. Comme il a été mentionné dans l'article de Schroeder et Chin (2004), l'utilisation d'une très faible concentration de colorant et le fait que l'absorption d'un photon unique n'est pas possible par le colorant permettent de tenir pour acquis que la dynamique de propagation et de filamentation se comportent comme si le milieu est composé uniquement d'éthanol liquide pur.

2.2 Matériel

2.2.1 *Modulateur spatial de la lumière*

Un modulateur spatial de la lumière (SLM) est une matrice de pixels indépendants pouvant interagir avec l'amplitude ou la phase de la lumière. L'exemple le plus simple est le rétroprojecteur, où l'interaction se produit en mode transmission, c'est-à-dire que la portion de la lumière sortante ayant traversée la surface active du projecteur se retrouve modifiée. D'autres dispositifs fonctionnent en mode réflexion, où la réflexion du faisceau sur la surface active du SLM est modifiée en fonction des paramètres de la matrice de pixels affichée sur le SLM. La figure 2.2 montre un faisceau laser modifié suite à sa réflexion sur un SLM.

Pour cette expérience, le modulateur spatial de la lumière provient de la compagnie Hamamatsu. Le modèle LCOS-SLM X10468-02 (montré à la figure 2.3) fonctionne en mode réflexion et est conçu spécifiquement pour des longueurs d'onde autour de 800 nm

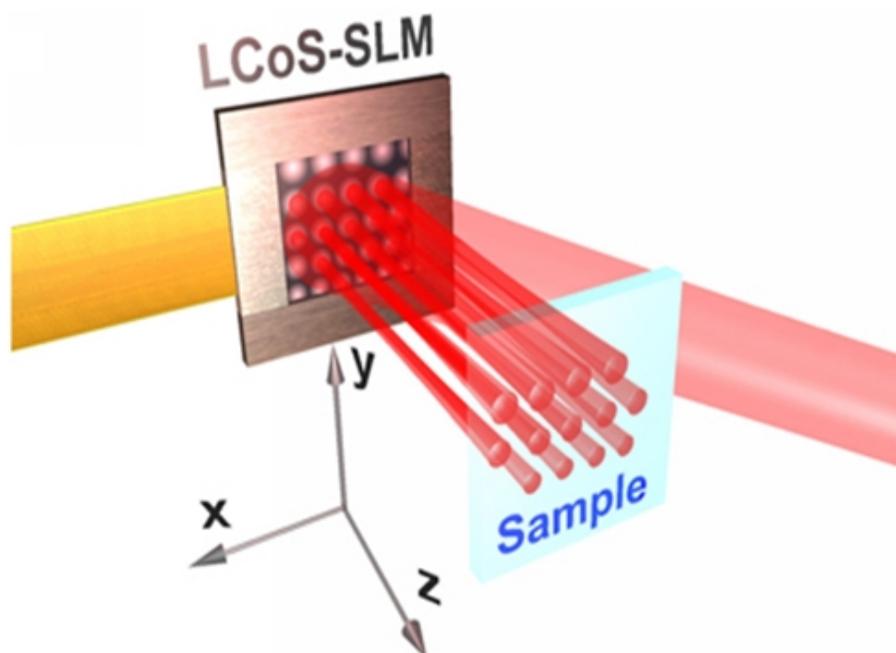


FIGURE 2.2 – Principe de fonctionnement d'un SLM opérant en mode réflexion.

Un faisceau laser est incident sur la surface active du SLM sur laquelle un masque de phase est affiché. Le profil du faisceau réfléchi est modifié en fonction du masque appliqué. Image tiré de <http://spie.org>.

ainsi que pour soutenir une grande quantité d'énergie incidente sans subir de dommages. Sa surface active est composée de 480 000 pixels répartis sur une surface de 1,6 par 1,2 cm (800×600 pixels). Ses pixels sont constitués de cristaux liquides sur silicium (LCOS) dont le fonctionnement et la disposition des différentes composantes sont détaillés à la figure 2.4.

Afin d'induire un déphasage sur la portion du faisceau laser incident sur la surface active du SLM, un voltage est appliqué sur le cristal liquide qui modifie son orientation en fonction de l'intensité du voltage appliqué (voir figure 2.4). Chaque cristal liquide correspond à un degré de liberté sur le SLM et par conséquent, correspond à un seul pixel. La matrice des voltages que doit appliquer le SLM à ses cristaux liquides correspond à une matrice de nombres dont la valeur peut s'étendre de 0 à 255. Sur un ordinateur, une matrice de nombres entre 0 et 255 correspond à une image en teinte de gris, dont l'extension correspond à une image bitmap. Le nom donné à cette image est un masque de phase. Ainsi, il suffit d'envoyer une image en teinte de gris (bitmap) ayant les mêmes dimensions que la surface active du SLM sur l'écran du SLM afin que les cristaux liquides s'orientent



FIGURE 2.3 – Modulateur spatial de la lumière : modèle LCOS-SLM X10468-02 de Hamamatsu.

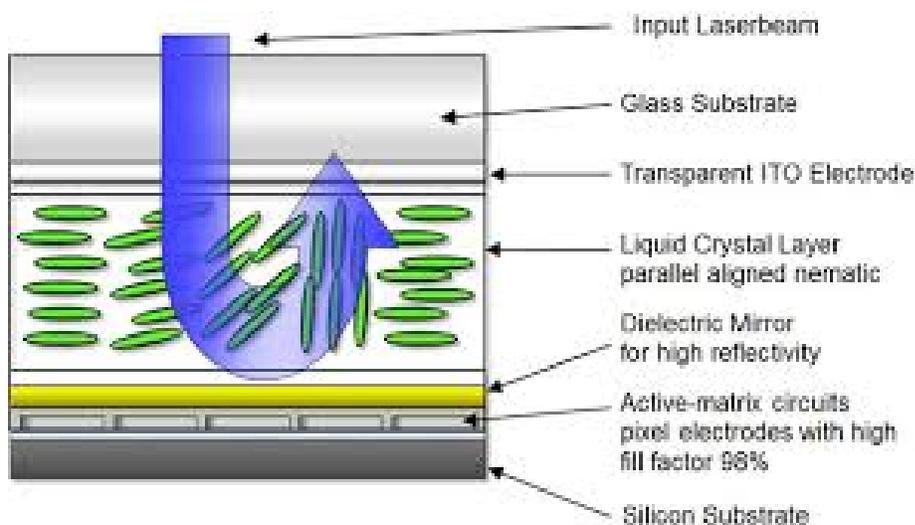


FIGURE 2.4 – Relation entre le voltage appliqué et l'orientation du cristal liquide dans un SLM.

et provoquent un déphasage sur le faisceau incident. En fonction de la longueur d'onde utilisée, un déphasage complet, allant de 0 à 2π , ne couvrira pas l'ensemble des 255 niveaux de voltage indépendants. Dans le cas d'un faisceau laser près de l'infrarouge, un cycle complet de la phase est obtenu en balayant le niveau de déphasage sur 230 niveaux, comme le montre la figure 2.5.

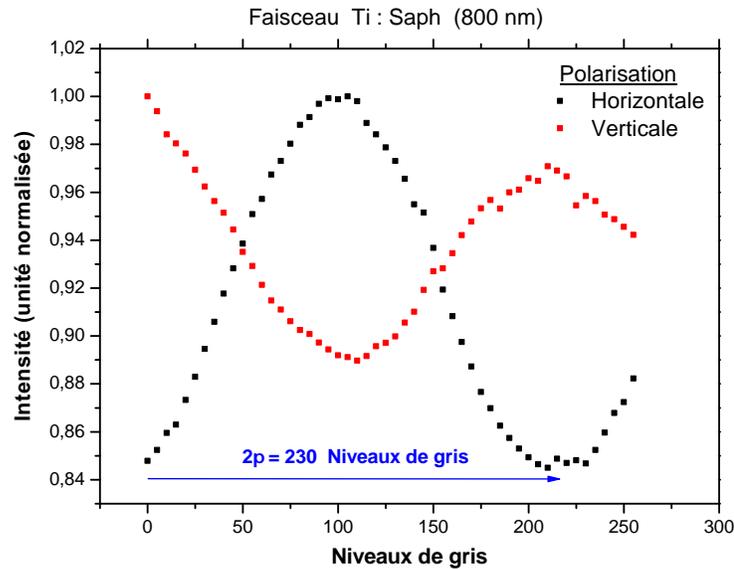


FIGURE 2.5 – Graphique de l'intensité lumineuse en fonction du voltage appliqué sur le SLM

Pour une longueur d'onde de 800 nm, un cycle complet de déphasage (0 à 2π) correspond à une différence de 230 niveaux de voltage sur le SLM.

Les pixels du SLM sont regroupés en N segments indépendants de côtés égaux et chacun des pixels compris à l'intérieur d'un segment se verra assigner la même valeur de déphasage. En diminuant le nombre de degrés de liberté sur le SLM, on augmente la contribution de chacun des segments par rapport au pixel unique, entraînant un meilleur ratio du signal sur bruit lorsqu'un seul segment est optimisé à la fois. Le nombre de segments totaux N correspond à la résolution utilisée lors de l'expérimentation. Pour cette expérience, des résolutions de $N = 48, 192, 300, 768$ et 1200 segments indépendants ont été utilisés et un pas de $\pi/5$ a été employé afin de limiter les décalages de phase, correspondant à 10 niveaux de phase disponibles.

2.2.2 Caméra CCD

Sur la figure du montage 2.1, les deux caméras (CCD_1 et CCD_2) sont en faits deux positions différentes pour la même caméra. Celle-ci est un appareil photo numérique correspondant au modèle D810 de Nikon. Son capteur d'image est un capteur CMOS dont les dimensions sont de 35,9 par 24 mm contenant 36,3 millions de pixels effectifs (7360×4192).

L'intégration de la caméra CCD au montage d'optimisation par mise en forme du front d'onde a nécessité la modification du programme de contrôle du SLM. À partir d'un logiciel publié par Ackermann Automation², les différentes fonctions de base de la caméra ainsi que les paramètres de contrôle ont été ajoutés au programme du SLM. De cette manière, les paramètres comme le temps d'exposition, le format et la qualité des images, l'exposition et la sensibilité sont accessibles et peuvent être modifiés à partir de l'ordinateur à l'intérieur du programme de contrôle du SLM. La prise de photos et de vidéos sur demande est également possible.

2.2.3 GRENOUILLE

La GRENOUILLE (Grating-eliminated no-nonsense observation of ultrafast incident laser light e-fields) est un appareil de mesure utilisé pour la caractérisation d'impulsions ultracourtes provenant de la compagnie Swamp Optics³. Le modèle utilisé en laboratoire est le 8-20-USB à 2 caméras : une caméra spatiale et une caméra temporelle. En plus de fournir des mesures d'autocorrélation permettant de déterminer la largeur temporelle d'une impulsion, la GRENOUILLE est en mesure d'obtenir simultanément l'amplitude et la phase de l'impulsion incidente. Ces mesures sont habituellement incompatibles puisqu'il s'agit d'une mesure destructrice, mais un dispositif du type GRENOUILLE permet ce genre de mesures. La caractérisation complète d'un pulse (connaître sa phase, son amplitude et son spectre) est alors possible.

Dans le cadre de mes expériences, la GRENOUILLE a été utilisée afin de mesurer la largeur temporelle du pulse, à la sortie de la source et après une optimisation de la compression de la source au tout début des manipulations. Par la suite, la caméra spatiale a permis la visualisation du profil gaussien de l'impulsion en sortie du milieu diffusant, afin de détecter la présence de points chauds dans le profil de l'onde. Plus tard, cette mesure a été remplacée par la mesure du profil de l'onde fondamentale à la caméra CCD à l'aide d'un filtre passe-bande centré à 800 nm.

2.3 Méthodes

2.3.1 Processus d'optimisation

Tout d'abord, une caractérisation du profil non-optimisé de filamentation a été établie en présentant un décalage de phase uni sur l'ensemble du masque. Pour l'ensemble des

²<http://www.ackermann-automation.de>

³<http://www.swampoptics.com/>

profils non-optimisé, une valeur de décalage de phase de $\pi/2$ a été utilisée, correspondant à une valeur en teintes de gris de 115 (Figure 2.5). Afin d'identifier le point maximal de fluorescence à l'intérieur de la cellule d'observation, un balayage sur une distance de 2,5 cm est effectué à l'aide de la lentille L_2 qui est montée sur un support mobile. Pour bien échantillonner en amont et en aval de la zone de filamentation, le foyer géométrique de L_2 coïncide avec le centre de la cellule d'observation. Une fois que la position du maximum d'émission de fluorescence est identifiée, la capture d'une douzaine d'images de la fluorescence diffusée vers l'avant avec la caméra CCD_1 permet d'établir une image de référence pour la fluorescence dans le cas non-optimisé, correspondant à la moyenne des images capturées à cet endroit. Pour le reste de l'optimisation, la position du maximum de fluorescence trouvée lorsqu'il n'y a pas de décalage de phase sera la position précise à laquelle l'algorithme cherchera à maximiser la fluorescence.

Par la suite, le processus d'optimisation est lancé. Pour chacun des différents régimes de diffusion, en fonction de l'algorithme et de la résolution choisie, une population de masques de phase sera créée. Lors de chaque itération, chaque masque de phase sera affiché sur le SLM et une mesure de la réponse du milieu est effectuée en évaluant l'intensité de la fluorescence (voir la section Traitement des images plus bas). En fonction de la réponse du milieu, la population de masque est classée de façon décroissante et l'itération se termine lorsque l'algorithme détermine quels masques de sa population passe au tour suivant. Le processus d'optimisation est arrêté manuellement, lorsqu'il n'y a plus d'augmentation significative de la réponse du milieu sur une dizaine d'itérations. En moyenne, l'optimisation par l'algorithme de Partiton a nécessité environ 70 itérations pour un temps d'approximativement 45 minutes tandis que l'algorithme Génétique a nécessité un temps d'optimisation d'environ 200 minutes, correspondant à environ 200 itérations.

2.3.2 Paramètres des algorithmes

Dans le but de réduire le temps d'optimisation nécessaire avant d'obtenir une solution positive, différentes tailles de segments indépendants sur le SLM seront testées. Pour l'algorithme de Partition, les dimensions des segments ainsi que la résolution qui s'ensuit sont regroupées dans le tableau 2.1. Quant à l'algorithme Génétique, une résolution croissante sera appliquée au cours de la même optimisation, débutant par $N = 48$ et terminant par $N = 1200$. Les paramètres de la population de masque et de l'équation 1.9 sont regroupés dans le tableau 2.2.

TABLEAU 2.1 – Résolution (N) utilisée pour l’algorithme de Partition.

Dimensions d’un segment (nombre de pixels)	Résolution (N)
100 x 100	48
50 x 50	192
40 x 40	300
25 x 25	768
20 x 20	1200

Nombre de pixels indépendants se joignant pour former un segment carré de la même valeur. La résolution est le nombre segments totaux.

TABLEAU 2.2 – Paramètres utilisés pour l’algorithme Génétique.

Taille de la population	20
Nbr de rejets par génération	10
Taux de mutation initial (R_0)	0,1
Taux de mutation final (R_{end})	0,015
Facteur de décroissance (λ)	400
Résolution (N)	48 \rightarrow 1200

La taille de la population est le nombre de masques de phase que l’algorithme garde en mémoire en tout temps. Le nombre de rejets par génération correspond au nombre de masques créé lors de chaque itération de l’algorithme. Les taux de mutation initial et final ainsi que le facteur de décroissance correspond aux paramètres de l’équation 1.9 et finalement, la résolution utilisée débute à $N = 48$ et augmente graduellement jusqu’à $N = 1200$ au cours de l’optimisation. La taille de la population et le nombre de rejets ont été obtenus à l’aide d’essais expérimentaux tandis que les valeurs concernant le taux de mutation initial et final ainsi que le taux de décroissance proviennent des travaux de Conkey et al. (2012)

2.3.3 Traitement des images

Pour chacune des images de la lumière collectée vers l’avant et prises avec la caméra CCD₁, un premier traitement est effectué afin de donner une valeur unique à chacun des pixels de l’image. À l’aide de la formule $I = 0.05R + 0.05G + 0.90B$, cette nouvelle image est convertie en teintes de gris et peut maintenant être évaluée par une fonction d’optimisation. Avant d’évaluer à l’aide de la fonction d’optimisation, la position d’optimisation (x_0, y_0) est déterminée par l’ordinateur, correspondant aux coordonnées où l’intensité convertie en teintes de gris est maximale. La fonction d’optimisation (équation 2.1) permet à l’ordinateur d’évaluer et de classer l’intensité de la fluorescence à l’intérieur de la cellule d’observation. À l’aide de la fonction d’optimisation, l’ordinateur associe une valeur qui

représente l'action positive ou négative du masque de phase particulier sur le profil de filamentation, via la fluorescence. Plus cette valeur est élevée, plus l'action de ce masque de phase particulier est positive sur la fluorescence. La fonction d'optimisation provient d'un travail de He *et al.* (2015) et la valeur retournée est nommée Figure de Mérite (FOM en anglais).

$$FOM = \sum_{\substack{i,j \\ x_i \neq x_0, y_j \neq y_0}} \frac{I_{ij}}{\left[(x_i - x_0)^2 + (y_j - y_0)^2 \right]^{n/2}} \quad (2.1)$$

où I_{ij} est la valeur de l'intensité en teintes de gris du pixel (i,j), x_0 et y_0 correspondent à la position de la cible d'optimisation et n correspond à un facteur de puissance, permettant d'ajuster la pondération des pixels éloignés de la cible d'optimisation.

La fonction d'optimisation 2.1 permet de sommer la valeur de l'ensemble des pixels (dans une petite région autour du maximum) tout en accordant une pondération différente n pour les pixels en fonction de leur distance par rapport à la position du maximum d'intensité. Pour l'ensemble des expériences, une valeur de $n = 8$ a été utilisée afin d'accorder une pondération plus importante aux pixels très près du centre tout en s'assurant que la contribution des pixels éloignés ne soit pas négligeable. Ainsi, une bonne différence est observée lors de l'évaluation de la FOM pour une image intense et dense comparée à une image de fluorescence étendue et peu intense.

3 RÉSULTATS

3.1 Contrôle de la phase par SLM

Le modulateur spatial de la lumière est un outil très puissant car il permet d'associer la rapidité et le contrôle fin de l'informatique que l'on applique à la réalisation de différents types de fonctions optiques grâce au contrôle de la phase d'une impulsion laser. Par contre, avant d'établir la communication entre l'ordinateur et le SLM, il faut programmer un certain protocole de communication afin de bien implémenter la fonction optique désirée. Ainsi, la première tâche de mon projet de maîtrise a été d'établir un programme informatique permettant à l'ordinateur de créer divers masques de phase et de les afficher sur le SLM. Par la suite, l'établissement des algorithmes ainsi que d'autres fonctions de contrôle du SLM sont venus s'ajouter au programme de contrôle de la phase. Des exemples de fonctions optiques, réalisées dans le cadre de mes travaux de maîtrise, sont décrites dans les sous-sections suivantes.

Le programme de contrôle de la phase par SLM a été réalisé à l'aide du langage de programmation Labview 2013 et avec l'aide des techniciens du Service des Technologies de l'Information et des Communications (STIC) de la FMSS. Un exemple de l'interface réalisé est présenté aux figures 3.1 et 3.2 sous la forme d'une capture d'écran.

Sur l'écran principal, la partie supérieure droite (figure 3.1) est réservée pour le masque de phase en cours d'utilisation tandis que la partie inférieure comprend une fonction permettant de créer un masque de phase à partir d'une fonction de phase pré-enregistrée (voir la section 3.1.2) ou alors, complètement aléatoire. Il y a également des options permettant la sauvegarde ou la lecture d'un masque de phase sur l'ordinateur, en format image ou sous un format de données. Par la suite, une courte section permet de spécifier la longueur d'onde utilisée ainsi que la résolution souhaitée sur le SLM. La section médiane gère les paramètres reliées aux algorithmes de contrôle de la phase ainsi que l'algorithme «Scanning» (détaillée à la section 3.2). Comme le montre l'exemple sur la capture d'écran, l'algorithme génétique est sélectionné et ses paramètres (taille de la population, taux de mutation initial et final, etc.) doivent être spécifiés. Plus bas, on trouve une section permettant de spécifier la région d'intérêt ainsi que le paramètre n de l'équation 2.1 pour le traitement des images et finalement, un bouton permettant le lancement de l'algorithme. La partie gauche de l'interface (figure 3.2) est réservée aux détecteurs disponibles : Ca-

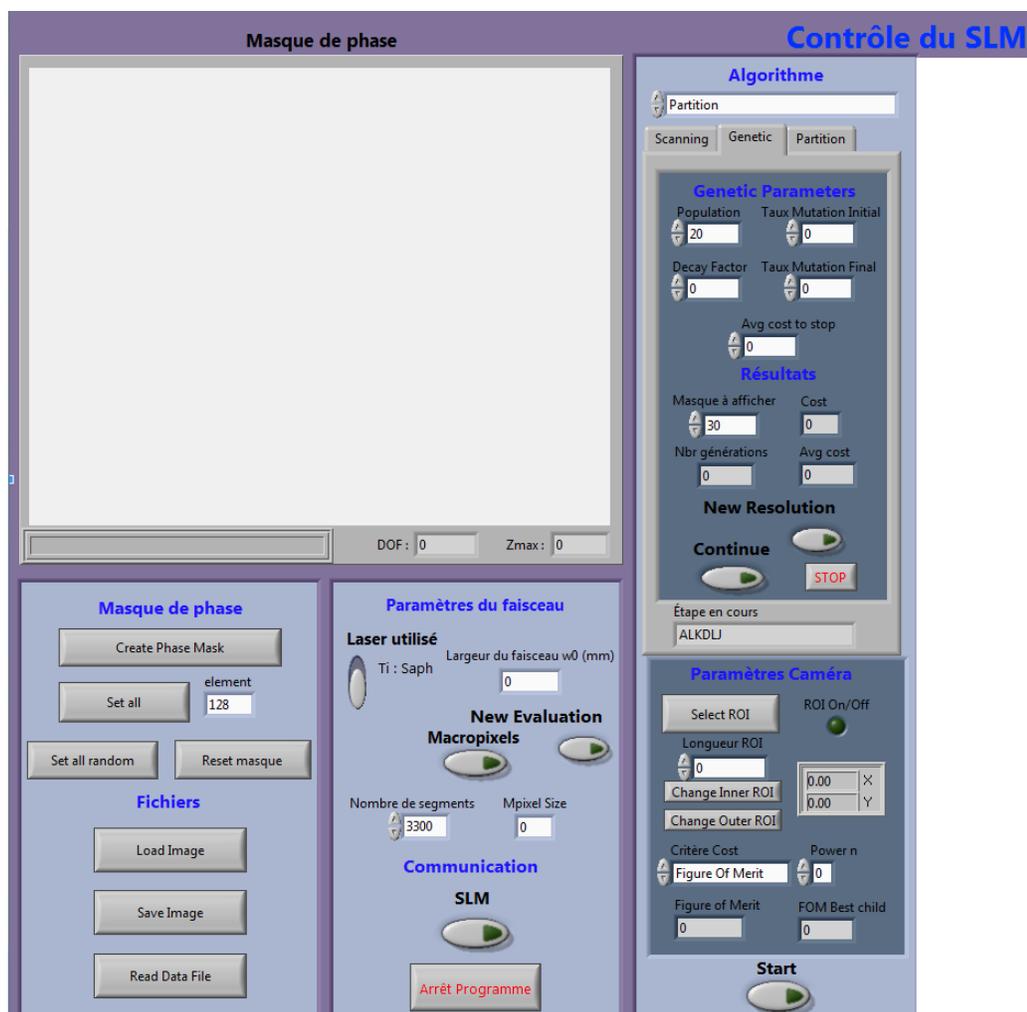


FIGURE 3.1 – Capture d'écran du programme de contrôle du SLM. Portion droite de l'interface.

méra CCD, GRENOUILLE et un spectromètre. Chacun de ces détecteurs est initialisé séparément et dispose de sa fenêtre personnelle permettant d'ajuster les divers paramètres de ce détecteur. Par exemple, le détecteur le plus couramment utilisé est la Caméra CCD car elle permet l'évaluation de l'intensité de la fluorescence comme paramètre d'optimisation et on retrouve les paramètres comme le temps d'exposition, la vitesse d'obturation, la sensibilité, etc. En dernier lieu, l'image prise avec la caméra CCD et sa région d'intérêt sont reproduites dans la partie inférieure gauche de l'écran de contrôle, afin de suivre facilement ce que capture la caméra.

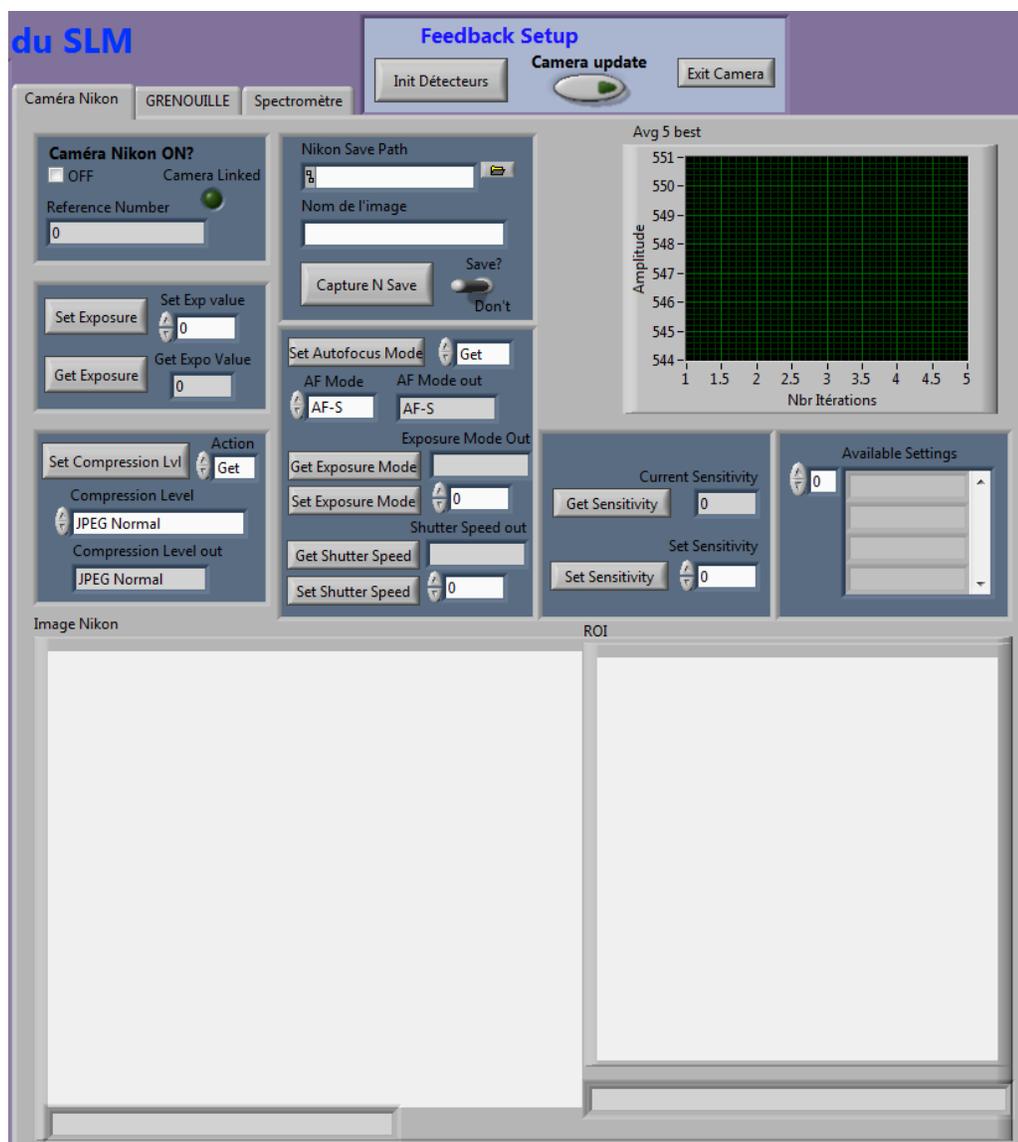


FIGURE 3.2 – Capture d'écran du programme de contrôle du SLM. Portion gauche de l'interface.

3.1.1 Réseaux de diffraction et de Dammann

Comme premier exercice dans l'élaboration du panneau de contrôle du SLM, un sous-programme permettant de générer des masques de phase à partir de fonctions mathématiques a été implémenté. Tout d'abord, la première catégorie de masques disponibles comprend les réseaux de diffraction qui permettent de rediriger l'énergie du faisceau dans une direction hors de l'axe de propagation. Le réseau transfère l'énergie à un ordre supérieur de diffraction, donnant un angle au faisceau par rapport à l'axe de propagation initial.

Avant de poursuivre le mode de fonctionnement des réseaux de diffraction, il est important de bien définir ce qu'est un mode de diffraction pour un faisceau laser. Comme l'illustre la figure 3.3, la portion du faisceau se propageant selon l'axe de propagation correspond à l'ordre 0 de diffraction ($m = 0$). Le premier ordre de diffraction ($m = \pm 1$) correspond au premier maximum d'intensité en dehors de l'axe de propagation et ainsi de suite pour les autres ordres de diffraction. Étant donné que chaque longueur d'onde réagit différemment face à un réseau de diffraction donné, il s'agit d'un excellent outil pour la séparation angulaire des longueurs d'onde.

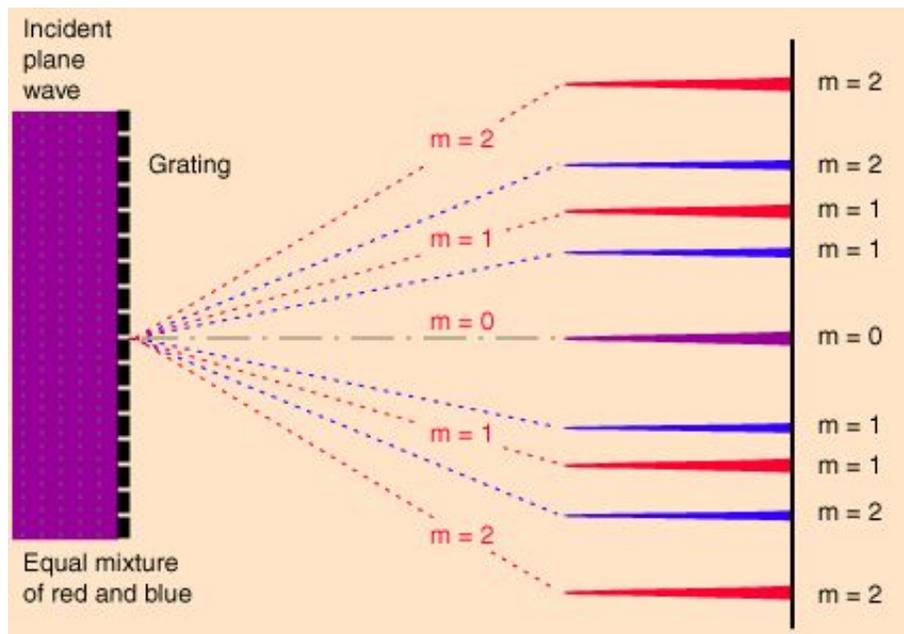


FIGURE 3.3 – Illustration des différents ordres de diffraction ($m = 0, \pm 1$ et ± 2)

La figure provient de <http://hydrogen.physik.uni-wuppertal.de>.

En spécifiant une résolution en termes de nombre de lignes (*grating* en anglais) par mm et en décidant d'un nombre de niveaux pour chacune des lignes, le sous-programme de création des masques permet de générer n'importe quel réseaux de diffraction dont la résolution est compatible avec les dimensions du SLM. À titre d'exemple, un réseau de diffraction simple dont la résolution est de 3,1 lignes par mm avec 8 niveaux de phase est fourni à la figure 3.4 A. Pour un réseau de diffraction, l'angle final donné à la portion réfléchie du faisceau est fonction de la résolution du réseau, soit le nombre de lignes par mm. Plus la résolution est élevée, plus l'angle sera grand et le faisceau sera fortement dévié. Quant aux niveaux de phase, ceux-ci influencent l'efficacité du transfert d'énergie entre l'ordre $m = 0$ et les ordres supérieurs. Un niveau de phase parfait, comprenant toutes les

valeurs entre 0 et 2π , parviendrait à transférer 100% de l'énergie à un ordre de diffraction supérieur ($m = \pm 1$).

Par la suite, une deuxième catégorie de réseau de diffraction a été ajoutée au sous-programme de création des masques de phase : le réseau de Dammann. Les réseaux de Dammann, présentés pour la première fois par Dammann et Klotz (1977), permettent de redistribuer l'énergie du faisceau à travers plusieurs ordres de diffraction à l'aide d'un seul masque. L'avantage d'un tel réseau est de pouvoir séparer le faisceau en plusieurs portions présentant un niveau d'énergie similaire. Il est théoriquement possible de séparer le faisceau en autant d'ordres de diffraction que la résolution du masque le permet, mais en pratique, l'intensité de chacun des ordres de diffraction diminue grandement lorsque que l'on force le faisceau à un ordre supérieur à ± 2 . En laboratoire, un réseau de Dammann fonctionne de façon optimale lorsque la redistribution d'énergie est limitée, par exemple en se restreignant à une matrice de 3x3 ordres ou une ligne comprenant 5 ordres consécutifs dans le même axe.

Pour créer un réseau de Dammann, celui-ci doit absolument être binaire, c'est-à-dire que les niveaux de phase sont limités à 2 valeurs. Il est défini par sa période et par une série de points de transition servant à passer d'un niveau de phase à l'autre à l'intérieur d'une même période. Étant donné la complexité et la multitude de valeurs possibles pour les points de transition, les valeurs de résolution ainsi que la position des transitions utilisées proviennent de travaux de Zhou et Liu (1995) et García-martínez *et al.* (2012).

3.1.2 Éléments de phase optique

Plusieurs autres éléments optiques peuvent être traduits en masque de phase à condition d'exprimer correctement leur fonction de phase. Par exemple, pour une lentille simple, sa fonction de phase est donnée par la relation 3.1 alors que si l'on désire obtenir une lentille de Fresnel, il ne reste qu'à introduire une fonction *modulo* à chaque 2π , comme indiqué à la relation 3.2. Il est alors possible de simuler des éléments optiques plus complexes tels qu'un axicon, un vortex, un réseau de Dammann, des lentilles achromatiques, etc. ou encore n'importe quelle combinaison linéaire d'éléments optiques.

$$\phi_{\text{lentille}} = 2\pi - \sqrt{(x - x_0)^2} \quad (3.1)$$

$$\phi_{\text{Fresnel}} = \text{Mod}[\phi_{\text{lentille}}, 2\pi] \quad (3.2)$$

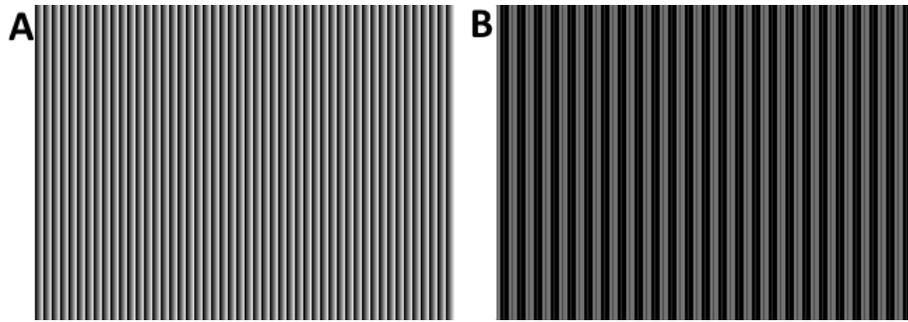


FIGURE 3.4 – Réseau de diffraction (A) et Réseau de Dammann (B)

Exemple d'un réseau de diffraction à 8 niveaux de phase avec une résolution de 3,1 lignes par mm. Le réseau de Dammann tel qu'illustré produit une matrice 3x3, répartissant l'énergie entre les ordres de diffraction -1, 0 et 1 sur les deux axes (x et y). La période du réseau de Dammann est de 32 et la valeur des transitions sont de $x_1 = 0,22075$; $x_2 = 0,44653$; $x_3 = 0,5$; $x_4 = 0,72057$ et $x_5 = 0,94563$. Par exemple, la première transition entre les 2 niveaux de phase se produira au $(Periode * x_1) \simeq 7^e$ pixel, la deuxième transition se produira au $(Periode * x_2) \simeq 14^e$ pixel, la troisième transition sera effectuée à la moitié de la période (au 16^e pixel) et ainsi de suite.

$$\phi_{Axicon} = Mod[(ik(n_{axicon} - 1)\gamma r), 2\pi] \quad (3.3)$$

$k = 2\pi/n$, γ est l'angle interne de l'axicon et r est la distance radiale.

$$\phi_{Vortex} = Mod[l\theta, 2\pi] \quad (3.4)$$

avec l , la charge topologique et θ , l'angle azimutal.

La figure 3.5 présente un exemple des masques de phase établis à l'aide des fonctions de phase optique détaillées ci-haut. Étant donné que la phase de l'impulsion gaussienne se trouve comme exposant du facteur exponentiel, la superposition de plusieurs éléments optiques s'effectue de façon additive tout en s'assurant de respecter la limite de 0 à 2π . Le masque de phase présenté en D de la figure 3.5 correspond à l'addition des masques en A, B et C.

3.1.3 Lentille multiplexée

Le genre de masque présenté à la section précédente s'applique surtout à un faisceau mono-chromatique. Pour une onde multi-chromatique, un masque de phase de la figure 3.5 va produire une série de foyers différents, pour autant de longueur d'onde différente.

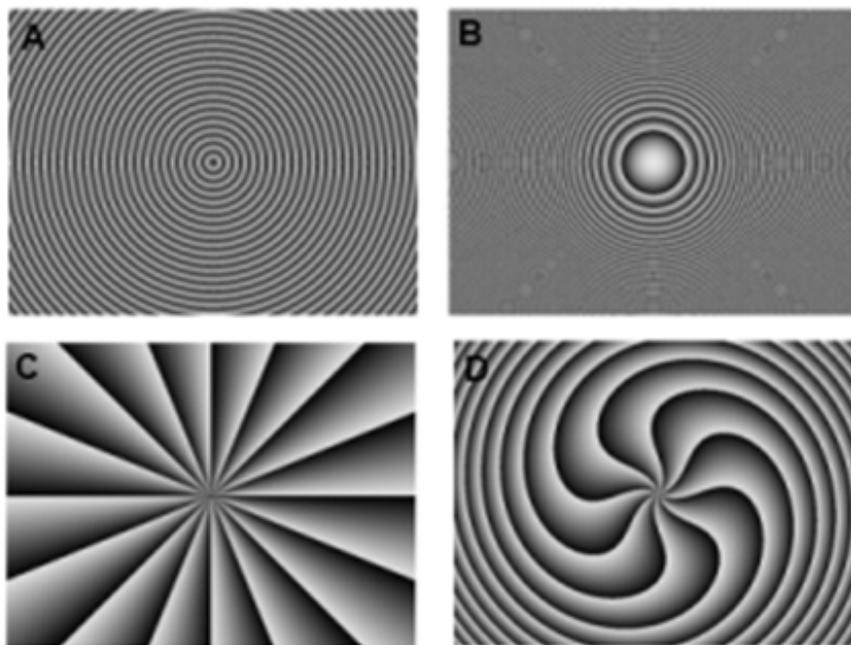


FIGURE 3.5 – Différents masques de phase correspondant à des éléments optiques

En **A**, on retrouve une lentille de Fresnel et en **B**, un masque correspondant à un axicon. En **C**, il s'agit d'un vortex et on retrouve la somme des 3 masques en **D**.

Étant donné que le décalage de phase relié au voltage appliqué sur le pixel du SLM dépend de la longueur d'onde incidente, un masque de phase fonctionne de manière optimale à la longueur d'onde pour laquelle il a été créé. Il existe une façon de combiner deux masques de phase de manière à conserver l'action indépendante de ces deux masques : le multiplexage. Contrairement à l'addition de phase, qui permet de former un masque « moyen » comme le montre le masque D de la figure 3.5, le multiplexage utilise une combinaison aléatoire des composantes des deux masques, préservant ainsi le caractère individuel des deux masques. Une lentille multiplexée divise le faisceau en autant de composantes qu'il y avait de masques pour la composer tandis qu'une lentille moyenne, formée par l'addition de la phase de plusieurs masques, formera une seule onde plus complexe.

Par exemple, une lentille multiplexée est une lentille dont le foyer se trouve à différentes positions selon les différentes longueurs d'onde de l'onde incidente. Il est alors possible d'ajuster finement la combinaison de lentilles de manière à réduire l'aberration chromatique (Millán *et al.*, 2006; Márquez *et al.*, 2006). On peut également combiner plusieurs lentilles ayant la même longueur d'onde, mais présentant un foyer différent. À ce moment, l'énergie contenue dans l'impulsion est répartie à travers chacun des foyers de l'impulsion,

en préservant la pondération spécifiée lors de la multiplexion de la lentille. Par exemple, si 3 lentilles, ayant des longueurs focales de 1, 2 et 3 mètres respectivement, sont combinées de manière égale en pondération, l'onde réfléchi par ce masque verrait son énergie répartie de manière égale entre 3 foyers d'énergie situés à 1m, 2m et 3m du SLM. Dans les travaux de Mendoza-Yero *et al.* (2016), les auteurs rapportent une résolution micrométrique sur la position des filaments à l'intérieur du verre (fused silica) à l'aide de lentille multiplexée. La figure 3.6 montre le multiplexage à partir de deux lentilles de Fresnel de 1m pour des longueurs d'onde différentes (800 et 633 nm) ainsi que le résultat lorsqu'une pondération égale est appliquée entre ces deux masques. La lentille multiplexée présente alors un foyer de 1m pour des longueurs d'onde de 800 et 633 nm au sein du même masque de phase.

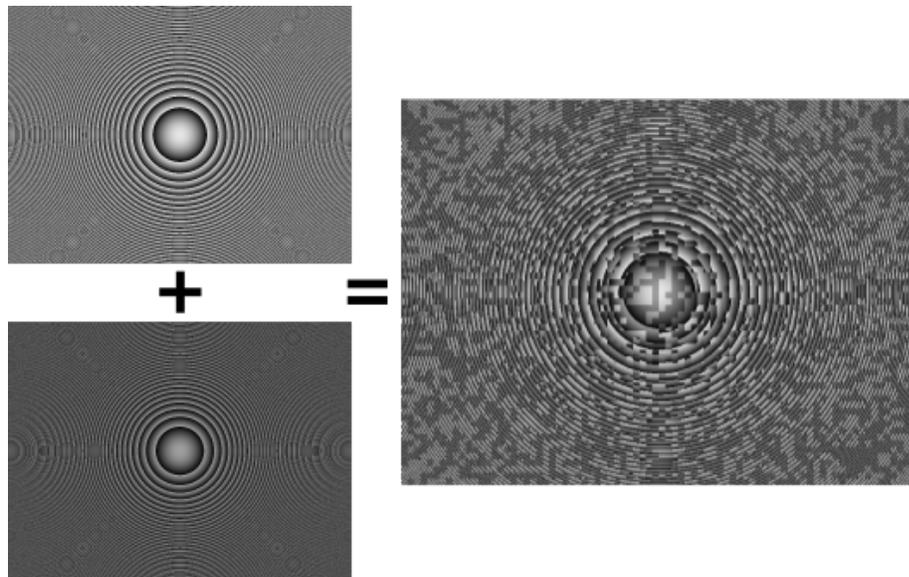


FIGURE 3.6 – Exemple d'une lentille de Fresnel multiplexée.

À gauche, on retrouve 2 lentilles de Fresnel dont la longueur focale est de 1 mètre pour des longueurs d'onde de 633 nm et de 800 nm respectivement et à droite, on retrouve la combinaison aléatoire des composantes de ces deux lentilles, formant la lentille multiplexée.

Il existe plusieurs méthodes pour la création de masques multiplexés mais le principe de base est toujours le même. Tout d'abord, tous les masques doivent avoir les mêmes dimensions et la même résolution. La démarche que j'ai utilisée consiste à mélanger aléatoirement en spécifiant la pondération pour chacun des masques sources pour chacun des segments du masque final. Chaque segment du masque multiplexé provient d'un des masques sources et l'ensemble de lentille multiplexée finale est déterminée de cette façon.

Par exemple, si la pondération est la même pour chacune des masques sources, chaque segment final aura la même chance de provenir de l'un des masques sources, résultant en une contribution égale de chacun des masques sources. On peut modifier la pondération des masques sources si l'on désire un partage inégal de l'énergie entre plusieurs positions par exemple, ou si l'aberration chromatique que l'on cherche à corriger est plus forte dans la région du bleu que dans le rouge.

3.2 Fonction Scanning

En deuxième lieu, le programme de contrôle du SLM a nécessité la création d'une fonction permettant d'afficher une succession de masques de phase sur le SLM à une vitesse bien précise. En spécifiant le chemin d'accès vers le dossier contenant les masques de phase préalablement sélectionnés ainsi que l'intervalle de temps entre l'affichage de 2 masques successifs, l'algorithme est en mesure d'afficher un par un chacun des masques contenu dans le dossier, suivant l'ordre du classement à l'intérieur du dossier ou de manière totalement aléatoire.

L'application de cette fonction repose sur le choix des masques que l'on désire afficher en succession. Il est possible de choisir des masques qui ne sont que partiellement actifs, si l'on désire connaître l'influence particulière de cette portion de masque seulement. En déplaçant la portion active sur le masque durant la succession de masques différents, il est possible de balayer et de caractériser un milieu donné sur de plus grandes dimensions. Par la suite, il est également possible d'agencer des motifs à l'aide de plusieurs lentilles sur un même masque, de manière à ce que la succession de ces motifs forment une image particulière ou un message. La précision temporelle entre le changement des masques permet de connaître précisément la durée d'exposition du faisceau à ce masque particulier et, dans un régime impulsif d'une durée de quelques femtosecondes, cette donnée permet de connaître exactement le nombre d'impulsions pour chaque masque.

Par exemple, la figure 3.7 montre une matrice 9x9 de lentilles dont la longueur focale est de 15 cm en A et la réponse du milieu suite à la réflexion du faisceau sur ce masque particulier en B. Une série de masques quasi-identiques à celui-ci ont été générée préalablement, en déplaçant la matrice de lentilles d'une distance de 100 μm pour chaque nouveau masque. La combinaison de cette série de masques ainsi que la fonction Scanning a permis d'irradier une solution de type dosimètre de Fricke afin de montrer que la répartition de l'énergie à l'aide d'une matrice de lentilles conduisait à une plus grande dose déposée par rapport à un seul filament au centre de la solution, à énergie égale.

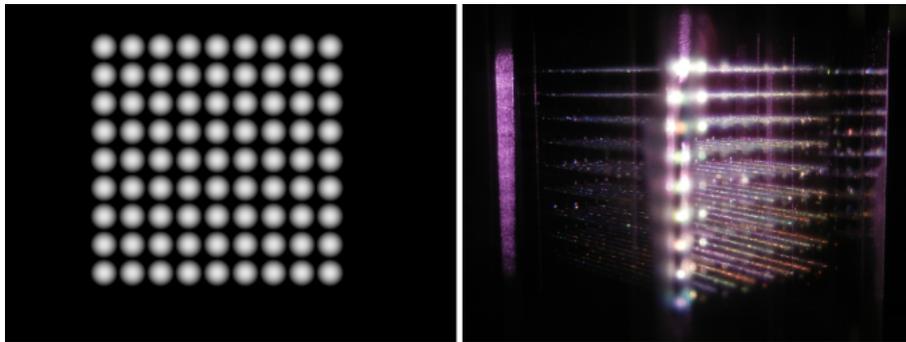


FIGURE 3.7 – En A, une matrice de lentilles et en B, la matrice de foyers en milieu liquide

Le masque de phase en A est une matrice 9x9 de lentilles dont la longueur focale est de 15 cm. Suite à sa réflexion sur le SLM, le faisceau réfléchi se sépare alors en une matrice 9x9 de foyers et chacun d'entre eux est responsable de la création d'un filament distinct. La photo présentée en B montre la génération de chacun des filaments correspondant à un seul foyer distinct provenant d'une lentille distincte du masque en A, formant une matrice de 9x9 de mono-filaments à l'intérieur d'une cellule contenant un milieu aqueux.

4 ARTICLE 1 - OPTIMISATION EN MILIEU DIFFUSANT

Phase control algorithms and filamentation of ultrashort laser pulses in a scattering medium

Auteurs de l'article: Simon Lefebvre, Hakim Belmouaddine, Denis Morris, Daniel Houde

Statut de l'article: soumis

Avant-propos: J'ai effectué tout le travail expérimental, allant de la conception du programme de contrôle du SLM, à l'intégration des algorithmes itératifs et des détecteurs à ce même programme de contrôle, en passant par l'élaboration du montage expérimental. Sur le plan expérimental, j'ai bénéficié des conseils utiles de Hakim Belmouaddine et de mon directeur de recherche pour la réalisation de ce travail. J'ai également effectué la prise des données ainsi que la compilation et l'analyse de celles-ci. Pour ce qui est de la rédaction de l'article, j'ai écrit la majeure partie du texte, avec l'aide et les commentaires de mes directeur et codirecteur de recherche.

Résumé: La nature diffusante des systèmes biologiques limite la propagation non linéaire de la lumière cohérente dans les milieux d'intérêt biologique. En utilisant une technique de mise en forme spatiale, nous optimisons la filamentation des impulsions laser femto-seconde dans une solution d'éthanol contenant un colorant fluorescent, alors que le faisceau laser a d'abord parcouru 1 cm de solution aqueuse diffusante qui se rapproche d'une tranche de tissu biologique. Après des processus d'absorption à 3 photons, le signal de fluorescence du colorant Coumarin 440 est utilisé comme paramètre de contrôle par des algorithmes génétiques et de partitionnement. Appliqué au front d'onde incident, l'algorithme de partitionnement améliore avec succès le signal de fluorescence de colorant dans un milieu avec un coefficient de diffusion (μ_s) variant de 1,24 à 3,71 cm^{-1} et donne lieu à la production d'un filament laser de plusieurs millimètres à l'intérieur de la cellule d'observation qui contient une solution d'éthanol. Fait intéressant, l'amélioration optimale pour le milieu diffusant le plus élevé est obtenue avec l'algorithme de partitionnement à la plus basse résolution. D'autre part, aucune amélioration significative n'est obtenue lors de l'application de l'algorithme génétique.

Phase Control Algorithms and Filamentation of Ultrashort Laser Pulses in a Scattering Medium

Simon Lefebvre¹, Hakim Belmouaddine¹, Denis Morris², Daniel Houde¹ *

¹ Department of Nuclear Medicine and Radiobiology, Faculty of Medicine and Health Sciences, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, QC, Canada J1H 5N4

² Département de Physique, Faculté de Sciences, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, QC, Canada J1K 2R1

Received: date / Revised version: date

Abstract The scattering nature of biological systems restricts the nonlinear propagation of coherent light in media of biological interest. Using a spatial phase shaping technique, we optimize the filamentation of femtosecond laser pulses in an ethanol solution containing a fluorescent dye, while the laser beam has first travelled through 1 cm of scattering aqueous solution, which approximates a slice of biological tissue. Following 3-photon absorption processes, the fluorescence signal of the Coumarin 440 dye is used as a control parameter by genetic and partitioning algorithms. Applied to the incident wavefront, the partitioning algorithm successfully enhances the dye fluorescence signal in a medium with a scattering coefficient (μ_s) varying from 1.24 to 3.71 cm^{-1} and gives rise to the production of a single laser filament several millimetres inside the observation cell that contains an ethanol solution. Interestingly, the optimal enhancement for the highest scattering medium is obtained with the partitioning algorithm at the lowest resolution. On the other hand, no significant enhancement is obtained when applying the genetic algorithm.

of cold plasma micro-channels, the so-called filaments [5,6]. Inside a biological medium, the laser-induced plasma leads to the production of ROS in a localized targeted volume of treatment, while preserving the surrounding healthy tissue. However, the scattering nature of biological tissue limits the corresponding clinical applications based on the laser light nonlinear propagation. As for laser filamentation, scattering is responsible for a farther position of the nonlinear focus, a shorter filament length and the apparition of a speckle structure in the peripheral part of the beam which promotes the formation of multiple filaments [7]. In order to produce a single mono filament inside a diffusive biological media at a specific depth, the propagation of a femtosecond laser beam needs to be optimized. This manuscript explores the impact of wavefront shaping with phase control algorithms on the propagation of a femtosecond laser beam travelling through a 1 cm long scattering medium that approximates a real biological tissue.

1 Introduction

Recent studies highlighted the effective action against cancerous cells of radical oxygen species (ROS) produced "ex situ" by the generation of cold atmospheric plasma [1–3]. An alternative approach has been recently introduced by Meesat et al. [4], where reactive species responsible for similar biological outcomes are generated directly "in situ" within the system of biological interest via laser-induced "cold" low density plasma. The nonlinear propagation of femtosecond laser pulses in Kerr media is able to result in the filamentation of the corresponding laser beam and thus the generation

Modification of light propagation properties in an aqueous medium can be done by controlling the incident wavefront phase. Vellekoop et al. [8] applied this technique to enhance the intensity of forward scattered light at the output of the medium. They successfully increased the light intensity by 1000 times using a spatial light modulator together with feedback algorithms. A similar approach was used to successfully control the length and position of the laser filamentation in a non-diffusing medium (pure water) [9]. In addition, this technique also allowed to control the spatio-temporal extent of a pulsed laser beam [10,11] and to optimize a fluorescence signal resulting from two-photon absorption processes in a highly scattering medium, such as a thin slice of rat brain [12]. Similarly, a second harmonic generation signal enhancement has been obtained when this signal is used as an optimization parameter [13–15]. Recently, the application of wavefront shaping to 3-photon microscopy led to an

* *Corresponding author:* Denis Morris Denis.Morris@USherbrooke.ca

improvement of the signal for brain imaging [16,17]. To our knowledge, no wavefront shaping experiment applied to laser filamentation has been done so far when the laser beam has to travel in a scattering medium.

In our study, we used a spatial light modulator (SLM) and wavefront shaping via phase control algorithms to optimize the production of a single filament within an aqueous medium after the passage of the laser beam through a thick light diffuser cell. The Coumarin 440 dye was used to visualize the axial and lateral distribution of the energy contained in the laser beam. The fluorescence of this dye is induced by 3-photon absorption processes. The regions of higher fluorescence were then associated with the zones where the electric field of the wave is maximal. Therefore, we used this fluorescence signal as the optimization parameter for our phase-control algorithms. Our results show that the different tested algorithms enhance the dye fluorescence signal, measured at 440 nm, as well as the supercontinuum signal, generated within a single filament and measured at 700 nm, in comparison with those obtained without any wavefront shaping. The influence of the scattering coefficients of our media on the figure of merit used in our optimization procedure is also discussed.

2 Materials and methods

2.1 Experimental Setup

Our experimental setup is schematically shown in Fig. 1. The laser source (Spitfire ACE, Spectra-Physics) delivered 35 fs pulses of light centred at 800 nm at a repetition rate of 1 kHz. A half-wave plate and a polarizing cube beam splitter (not shown in Fig. 1) were used to control the intensity of the linearly polarized beam (s polarization) that is used for the experiments. The optical power, measured after the light diffuser cell, was fixed at 3.5 mW for all the experiments. The laser pulse duration was adjusted to produce the best filament in pure water (eye observation) and the corresponding pulse width was about 100 fs. The beam was expanded using a 2X telescope to cover most of the active area of the SLM device (LCOS-SLM, model X10468-02 from Hamamatsu). The SLM's output beam was then loosely focused into a series of two cells, separated by 10 cm: the first one designated as the light diffuser cell and the second one designated as the observation cell (see below for details). The focal length of the first lens (L_1) is 75 cm. Distances between the lens and the two cells were adjusted such that the focal point of the lens was located in the middle of the observation cell. The different light signals correspond to fundamental wave at 800 nm, the dye fluorescence emitted around 440 nm and the supercontinuum light generated within the laser filament (detected at 700 nm). These light

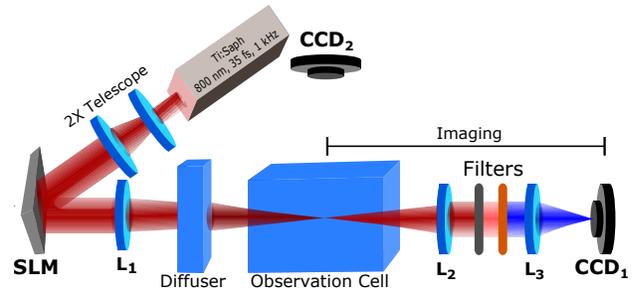


Fig. 1 Experimental setup used to study laser filamentation after the passage through a light diffuser cell. Camera CCD_2 is used to visualize the lateral profiles of the laser beam, through its propagation in the observation cell. Camera CCD_1 is used to visualize the different light control signals emitted from a chosen area located in the observation cell. The lenses L_1 , L_2 , L_3 have focal lengths of 75, 25 and 40 cm, respectively. The imaging arm contains optical attenuators and a bandpass filter centred on the emission wavelength of the light signal of interest.

beams coming from a chosen zone in the observation cell were then imaged with a 1.6X magnification onto a CCD Camera (Nikon D810, 24x36 mm, 7360x4192 pixels, RGB) using a pair of lenses (L_2 and L_3) with focal lengths of 25 cm and 40 cm, respectively. The position of L_2 lens was adjusted to image different zones along the laser beam path. Depending on the light signal to be measured, attenuators and band-pass filters were used to enhance the image contrast. A second CCD camera was also used to observe lateral scattering light along the laser beam path inside the observation cell. These lateral images of the beam were obtained without filters in front of the CCD camera. The images of the lateral scattering light were taken with an exposure time of 100 ms while the images of the other light signals, obtained in the forward direction, were taken with an exposure time of 10 or 20 ms.

The 1 cm long light diffuser cell was filled with either pure water for control or an aqueous suspension of polystyrene microspheres, calibrated at a diameter of $1.7 \mu\text{m}$ (Vasmo Inc). The concentration of these suspensions were 15 000, 30 000 and 45 000 particles/ mm^3 , corresponding to a scattering coefficient (μ_s) of 1.24, 2.47 and 3.71 cm^{-1} , respectively. Scattering coefficients were determined by simulation of Mie scattering theory by the Oregon Medical Laser Center [18]. The light power that can be tolerated by the SLM device sets the maximum value of opacity of the scattering medium.

The 4 cm long observation cell was filled with an ethanol solution containing a concentration of 1.25 ng/ml of fluorescent dye (Coumarin 440). This dye can be excited via 3-photon absorption mechanisms due to a broad absorption band centred at 350 nm [19]. On the other hand, the first electronic absorption thresh-

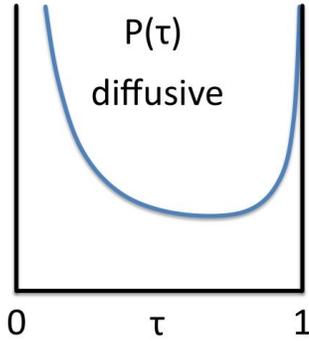


Fig. 2 Distribution of transmission channels with coefficient τ for a diffusive scattering medium, given by Eq. 1. Image taken from [25].

old in liquid ethanol is 6.9 ± 0.1 eV [20]: 5-photon absorption mechanisms are therefore required to initiate the plasma formation. Considering a nonlinear refractive index of $n_2 = 2.6 \times 10^{-16}$ cm²/W, the critical power for self-focusing leading to the laser filamentation process is about 3.0 MW in ethanol [21]. As mentioned by Schroeder and Chin [22], adding a low dye concentration in the ethanol solution has no significant impact on the light propagation properties and filamentation dynamics.

2.2 Random Matrix Theory and DMPK Equation

Scattering processes can be described statistically using the Random Matrix Theory (RMT) and the more refined DMPK approach [23], which considers the thickness of the medium as well as the mean free path. When considering many transverse channels, the DMPK equation predicts three specific scattering regimes: ballistic, diffusive and localized. The ballistic regime takes place in a weak scattering medium when the system length is smaller than the mean free path. The localized regime is established in a strong scattering medium when the system length is larger than the "localization length" [24]. For the intermediate case, the transmission of photons in the diffusive regime is characterized by a distribution of transmission channels described by the following distribution function [25]:

$$P(\tau) = \frac{Nl^*}{2L} \frac{1}{\tau\sqrt{1-\tau}} \quad (1)$$

where N is the total number of transmission channels, l^* is the mean free path, L is the system length and τ is the transmission coefficient. This distribution is illustrated in Fig. 2.

One surprising result of the RMT approach is that the transmission channels are not uniformly distributed between the limiting values of the transmission coefficient (0 and 1). Instead, the model predicts that most

channels correspond to either an open channel (total transmission) or a closed channel (zero transmission). This bimodal distribution of transmission channels will be useful to analyze our results.

2.3 Optimization procedure

The SLM was divided in N equally sized square segments. Resolutions of $N = 48, 192, 300, 768$ and 1200 individually controlled segments were used to maximize the dye fluorescence signal at a specific depth inside the observation cell. A total of 10 degrees of freedom were used for pixel voltages on the SLM, limiting the phase shift to a resolution of $\pi/5$.

For every wave shaping experiments, the following procedure was used. Firstly, all pixels of the SLM were initialized at the same voltage, corresponding to a $\pi/2$ flat phase pattern. With the movable L_2 lens, we then scanned around the geometrical focus inside the observation cell in order to find a zone of high dye fluorescence. The averaged forward scattering image, obtained from 5 to 15 images captured with the initial phase mask, corresponds to our reference for the non-optimized filamentation profile. The onset of fluorescence of the Coumarin 440 was correlated with the onset of laser filamentation by detecting the light intensity at different wavelengths: 440 nm for the dye fluorescence and 700 nm for the supercontinuum generated within the filament. The light intensity profile detected at 800 nm was also used as an indicator of the energy distribution within the primary fundamental laser beam. Secondly, either an iterative partitioning algorithm [26] or a genetic algorithm [27] was used to select the SLM phase mask at each step of the optimization loop (see details below). These phase masks, corresponding to a series of voltages applied to the different pixels of the SLM, act on the wavefront of the laser beam and affect the 3-photon absorption mechanism responsible for the dye fluorescence. For every phase mask created by the algorithms, an image of the resulting fluorescence inside the observation cell was taken by the CCD Camera. Every pixel of the image was converted to a greyscale value with a chosen intensity level given by: $I = 0.05R + 0.05G + 0.90B$, where R , G and B correspond to the intensities measured in the red, green and blue part of the spectrum, respectively. The converted greyscale values were used to assign a Figure of Merit (FOM) to that specific phase mask. The FOM value is calculated using this formula [28]:

$$FOM = \frac{\sum_{i,j} I_{ij}}{x_i \neq x_0, y_j \neq y_0 \left(\sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_j - y_0)^2} \right)^n} \quad (2)$$

where I_{ij} is the gray scale intensity for each pixel (i,j) of the 2D image, x_0 and y_0 are the coordinate points of the central part of the optimization target and the

Table 1 Parameters for the genetic algorithm

Population size	20
New offspring per generation	10
Initial mutation rate (R_0)	0.1
Final mutation rate (R_{end})	0.015
Mutation rate decay factor (λ)	400
Resolution (N)	48 \rightarrow 1200

exponent n is a power factor, giving higher weighting to pixels closer to the optimization target. In our experiment, we used $n = 8$ to offer a better distinction between a localized intense fluorescence spot and a weak and diffuse speckle spot. Iterative algorithms used the FOM associated with each phase mask as feedback for optimization. For the partitioning algorithm, an average of 70 iterations, lasting approximately 45 minutes, were needed to optimize the fluorescence signal emitted by Coumarin 440, while 200 iterations and two hours were required for the genetic algorithm.

The iterative partitioning algorithm was selecting phase masks by incrementally adjusting the phase shift of a randomly selected population, which consisted of half of the total segments used. At the end of the phase cycle, the best phase shift was attributed to each segment and a new population was randomly selected for the next iteration. The algorithm was tested for 5 different resolutions ($N = 48, 192, 300, 768$ and 1200), for different scattering coefficients of the light diffusive medium.

For the genetic algorithm, an initial random population of phase masks was optimized with the creation of offspring by combining the characteristics of two parents from the population and allowing mutations. Every segment of the new offspring phase mask had a chance R to be mutated, namely being attributed a random phase shift, given by [27]:

$$R = (R_0 - R_{end})^{-n/\lambda} - R_{end} \quad (3)$$

where n is the number of iterations performed, R_0 and R_{end} are the initial and final mutation rates, and λ is the mutation rate decay factor. Values of parameters chosen for this study are displayed in Table 1. The initial number of individually controlled segments (resolution N) is 48. As the population narrows to a positive solution, the resolution was gradually increased during the optimization process.

At the end of each experiment, the optimized fluorescence profile was determined by averaging 5 to 15 images of the forward scattering light and then applying the FOM equation (Eq. 2); while the possible error on the FOM value was estimated from the standard deviation of the population. Comparison between the populations of images that led to the optimized profile and

the population for the non-optimized profile were done with a Student T-test and significant differences were found with $p < 0,005$ as criteria. Enhancement is calculated with the ratio of optimized FOM value over the non-optimized FOM value for this particular scattering medium.

3 Results

The lateral intensity profile of the non-optimized pulsed laser beam, through its propagation in the aqueous medium of the observation cell, is shown in Fig. 3a. These results were obtained for a light diffuser cell medium having a scattering coefficient of 1.24 cm^{-1} . The light signal corresponding to the fluorescence of Coumarin 440 and emitted from a specific region inside the observation cell was imaged in the forward direction on a CCD camera (see Fig. 1 for details). The filtering of other wavelengths was obtained using a $450 \pm 20 \text{ nm}$ bandpass filter. Three specific regions of higher fluorescence were evidenced along the laser beam path. Images of the fluorescence emitted from these regions (equivalent to sectional views) are shown above the lateral intensity profile of the beam.

We then tried to correlate the above fluorescence images with those coming from other light signals characteristic of the formation of a laser filament, namely the light present in the fundamental wave (energy reservoir) and that associated with the supercontinuum generation. Images of forward scattered light at 800 nm and from part of the supercontinuum generated at 700 nm are obtained using $800 \pm 5 \text{ nm}$ and $700 \pm 5 \text{ nm}$ bandpass filters, respectively. Results showed no supercontinuum generation in the first high fluorescence zone. This suggests that the electric field was not strong enough to cause plasma formation at this position. The supercontinuum generation signal started to rise at the end of the second high fluorescence zone, as shown in the second 700 nm image (see Fig. 3a). The spatial separation (about 3 mm) between these zones was related to the different light intensity thresholds required to trigger the two phenomena, namely the 3-photon dye absorption processes and the plasma formation via 5-photon absorption mechanisms. The corresponding image of the forward scattering light at 800 nm, observed at the position where the generation of a supercontinuum began, shows a broad central spot surrounded by several other diffuse speckle spots. This image suggests that the scattering medium tends to redistribute the energy contained in the primary beam between several other beams of lower intensity. This phenomenon can lead to the formation of multiple laser filaments. This was actually observed few millimetres away in the observation cell, at the position of the third high fluorescence zone. Indeed, three distinct spots were

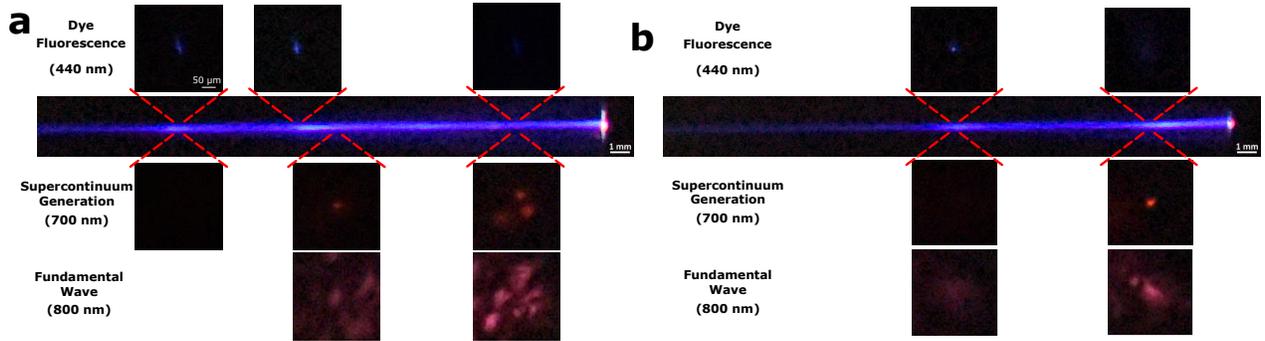


Fig. 3 The central images correspond to lateral intensity profiles of the laser beam, through its propagation in the observation cell, (a) before and (b) after pulse shaping of the incident beam wavefront on a light diffuser cell characterized by a scattering coefficient (μ_s) of 1.24 cm^{-1} . Images of the different light control signals (dye fluorescence, supercontinuum and fundamental wave) emitted from a specific region (marked in red), and detected in the forward direction, are shown above and below the images of the lateral beam profiles.

observed in the image of the supercontinuum detected at 700 nm. Moreover, the image of the transverse intensity distribution of the fundamental wave at 800 nm still presented several diffuse spots.

Figure 3b shows the results obtained after wavefront shaping of the incident wave on the scattering medium. The images of the different light signal were obtained after optimization of the phase masks using an iterative partitioning algorithm with a resolution of $N = 768$. Based on the results obtained for the non-optimized wavefront, the intensity profile at the second strong dye fluorescence zone (where the laser filament was just about to appear) was chosen as the light control signal for the optimization procedure. It is interesting to mention that the first high dye fluorescence zone, observed for the non-optimized case, has completely disappeared. As expected, the dye fluorescence intensity profile of the selected control zone (the middle of the observation cell) shows a strong and unique spot. Moreover, the intensity profile corresponding to the light scattered at 800 nm reveals a relatively large spot but no sign of subdivision of the primary beam. The intensity profile seen in the image of the light detected at 700 nm shows no signature of a supercontinuum generation at this position. These results suggest that the energy threshold for laser filamentation is still not reached at the position where the dye fluorescence intensity is stronger. Finally, the supercontinuum signal appears approximately 7.5 mm away from the position of the control signal zone. The weak dye fluorescence signal at this position remains unclear but the ionization of the medium seems to be detrimental to the multiphoton dye absorption processes. Our results indicate that more energy of the fundamental wave is directed towards nonlinear effects of higher order. The phase mask optimization procedure is effectively producing a single laser filament in the observation cell. The intensity profiles of the fundamental wave at 800 nm, detected at

different positions along the laser beam path, showed a much more symmetric distribution of the energy, compared to the non-optimized case.

Knowing that the control signal from the dye fluorescence, emitted in the central zone of the observation cell, can effectively be used to optimize the production of a single laser filament, we then sought to study the impact of the scattering coefficient of the diffuser cell medium on this control signal used by phase-control optimization algorithms. The results of this study are summarized in Fig. 4. The non-optimized and optimized averaged fluorescence profiles obtained for different scattering coefficients of the diffusive medium, ranging from 0 to 3.71 cm^{-1} , are displayed in Fig. 4a. A total of 5 to 15 images were averaged to obtain each profile. The FOM values (see Eq. 2) of each image are regrouped in the corresponding histogram (Fig. 4b). The numbers 48, 192, 300, 768 and 1200 correspond to the resolution selected for the partitioning algorithm. For the genetic algorithm, the best fluorescence profile was selected among the three best masks of the population at the end of the optimization procedure and then averaged using a population of images. In most cases, the optimization procedure succeeded to improve the figure of merit of the dye fluorescence profile and gives rise to the production of a single filament, produced a few millimetres deeper in the observation cell.

When comparing the averaged FOM value of optimized and non-optimized fluorescence profiles (Fig. 4b) in a non-scattering media (pure water), a significant ($p < 0.005$) difference was found for every experimental conditions. The optimization procedure led to an increase in fluorescence signal by 2.3 to 3.5 times when compared to the essay done without wavefront shaping. For the lowest scattering media ($\mu_s = 1.24 \text{ cm}^{-1}$), a significant difference was found for each experiment, except two that was carried out by

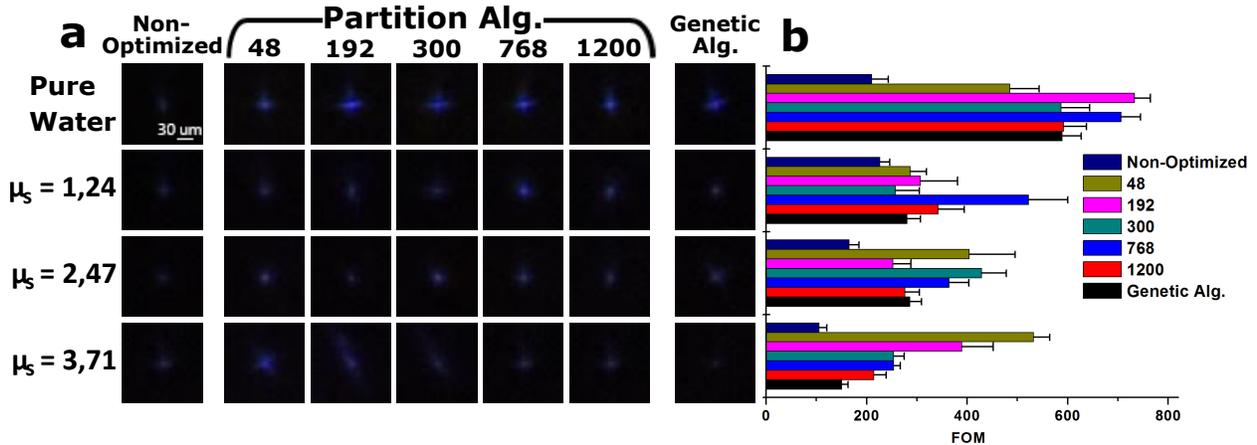


Fig. 4 a) Set of averaged dye fluorescence images obtained before (non-optimized) and after pulse shaping of the incident wavefront. Results obtained with the partitioning and the genetic phase control algorithms are compared, for different media characterized by their scattering coefficient (μ_s). b) Histogram of the figure of merit values (calculated using the fluorescent profile with Eq. 2) obtained for each medium. The numbers 48, 192, 300, 768 and 1200 correspond to the resolution selected for the partitioning algorithm. Uncertainties come from the standard deviation of the population of images.

the partitioning algorithm with a resolution of $N = 192$ and $N = 300$. The best improvement by 2.3 times was obtained with a resolution of $N = 768$. For the second scattering media ($\mu_s = 2.47 \text{ cm}^{-1}$), all resolutions gave rise to a significant improvement; the best enhancement (2.5 times) was obtained with $N = 300$. Regarding the highest scattering media ($\mu_s = 3.71 \text{ cm}^{-1}$), the optimal improvement was obtained with $N = 48$. It is noteworthy that the best improvement (5.0 times) using our partitioning algorithm was obtained for the highest scattering medium combined with the lowest resolution. Taken together, the partitioning algorithm has successfully increased the dye fluorescence signal when compared across all different scattering media, while the genetic algorithm partially increased the dye fluorescence signal, only in the lowest and second scattering media.

Also, when comparing the non-optimized FOM values across the different scattering media, the initial fluorescence intensity decreases with an increase in scattering coefficient. It is an expected phenomenon, as fewer ballistic photons are available to contribute to the fluorescence intensity at the focal point as the scattering regime increases. While the overall enhancement also increases with the scattering regime, this is mostly due to the lower fluorescence intensity of the non-optimized profile in a high scattering media. The strong enhancement of the FOM value is expected because the fluorescence intensity is extremely low after the passage of the laser beam through this light diffuser cell.

4 Discussion

After optimization by phase-control algorithms, the expected enhancement for a linear signal such as optical intensity is directly proportional to the number of input modes (N) on the SLM [8]. Intuitively, we expected that an increase in the phase mask resolution, used by the partitioning algorithm, would lead to a greater enhancement of the dye fluorescence control signal. However, our results suggest that this is not always the case and that it would be more desirable to adjust the number of input modes to the scattering coefficient of the medium.

In order to explain this discrepancy, we will look at the distribution of transmission channels, first presented in section 2.2, for every scattering media. In a practical case, such as the lossy non-waveguide situation of light propagation in a random scattering medium, the transmission matrix components are no longer correlated (i.e. unitary). In this case, the bimodal distribution of transmission channels (Eq. 1) takes the form of a quarter circle distribution [29]:

$$P(T) = \frac{4}{R^2\pi} \sqrt{(R^2 - T^2)} \quad (0 \leq T \leq R) \quad (4)$$

where $R = 3\pi/4 < T >$. Defining the average transmission $< T >$ as the ratio of transmitted optical power across the scattering medium, a distribution of possible transmission channels are found for each scattering media, which is presented in Fig. 5. We no longer have a bimodal distribution of possible transmission coefficient (0 and 1); instead, we found, on average, a high probability of finding a low efficiency channel and a low

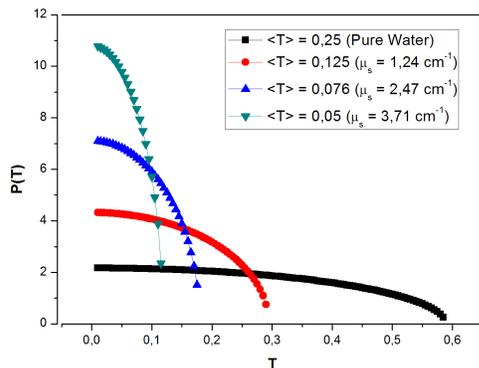


Fig. 5 Distribution of transmission channels $P(T)$ (Eq. 4) for different values of average transmission $\langle T \rangle$ corresponding to our scattering media.

probability of finding a high efficiency channel. In pure water, since the ratio of power transmitted is high, there is a large distribution of channels with transmission coefficient as high as 0.6. Since there are no scatterers to disrupt the incident wavefront, the optimized FOM values are higher due to the existence of high efficiency channels which leads to a great improvement (2.3 to 3.5 times) over the non-optimized case.

Across all media, the genetic algorithm had a lower FOM enhancement than most of the experiments done with the partitioning algorithm. In addition to the much longer time needed to reach a satisfactory solution, the genetic algorithm has trouble when there is a very low or no signal at the beginning of the experiment. Once at least half of the mask population reaches a moderate signal, then the genetic algorithm can achieve a level of enhancement on par with the partitioning algorithm, as demonstrated in pure water. Due to the random nature of its approach, it must randomly find an optimal phase pattern that unlocks an open channel inside the scattering medium. If the initial random population of phase masks and subsequent offspring all give similar levels of signal, there is not enough variation between the mask population and the newly generated offspring to drastically change the phase pattern and find an open channel. Since the number and probability of finding an open channel decrease as the scattering coefficient increases, the genetic algorithm was only able to reach a satisfactory solution once, in pure water, where the number of high efficiency channels were higher. In a scattering medium, a different population size and mutation rates may result in better enhancements.

As the scattering coefficient increases from 1.24 to 3.71 cm^{-1} , the optimized FOM values decrease, which suggest that the optimization procedure is less efficient in a high scattering regime. When considering

the distribution of transmission channels for these scattering media (Fig. 5), the number and efficiency of open channels decrease as the scattering coefficient increases. Since it is more efficient to find open channels for a significant improvement in transmitted optical power to occur, it follows that the overall improvement must decrease as the efficiency and probability of open channels decrease.

Finally, when considering the best optimized FOM value and its resolution for each scattering media, we found that the best enhancement (2.3 times) for the lowest scattering medium was achieved with a high resolution ($N = 768$) while the best enhancement (5.0 times) for the highest scattering medium was achieved with a low resolution ($N = 48$). In light of the distribution of open and closed channels associated with these scattering media, it seems that phase masks with a higher resolution are more efficient when precisely adjusting the wavefront in order to find an open channel, of which there were more in the low scattering medium. On the other hand, when low resolution phase masks are used, the optimized phase pattern seeks to maximize the contribution of multiple low efficiency channels. In this case, finely tuning the phase masks with a higher resolution did not result in finding an open channel, as evidenced by the lower enhancement obtained with high resolution phase masks in the highest scattering media.

In light of these results, it is clear that the enhancement for 3-photon absorption mechanisms are not directly proportional to the number of modes on the SLM. Furthermore, when the scattering media is very diffusive, phase optimization with a low resolution phase mask will yield better results than with a high resolution one. In order to achieve the highest enhancement possible, it would be more desirable to adjust the number of input modes to the scattering coefficient of the medium.

5 Conclusion

We have investigated the action of phase-control algorithms on the generation of a single filament when the beam has to travel through a scattering medium. Using iterative optimization of the incident wavefront with partitioning and genetic algorithms, the fluorescence from 3-photon absorption processes in a Coumarin 440 dye was used as the optimization parameter. Results show an enhancement of the dye fluorescence signal after optimization as well as the formation of a single filament a few millimetres inside the observation cell. In the case of 3-photon absorption processes, results also show that the number of input modes on the SLM is not linearly correlated with the expected enhancement. Lastly, the reason why the best enhancement was achieved with the lowest resolution in the highest

scattering medium are explained when considering that a low resolution optimization maximizes the overall contribution of closed channels, while a high resolution optimization maximizes the efficiency of a single open channel. The differences in the distribution of open and closed channels for the different scattering media have an impact on the best SLM's resolution to choose in order to optimize the light control signal through wavefront shaping and phase-control algorithms.

For further studies, it would be interesting to modify the number of phase shifts allowed by the algorithms. While we used a phase shift of $\pi/5$ for a total of 10 degrees of freedom, it is also possible to be much precise with only a small increase in optimization time. Considering digital micromirror devices instead of SLM, which are much faster (~ 55 kHz) but only supports 2 levels of phase shift, either open (1) or closed (0), it would be interesting to see if a lower or higher number of degrees of freedom over the phase shift can yield better results. In addition to this work, it would also be interesting to test this same phase-control algorithms for the case of a longer observation cell containing a scattering aqueous medium.

Acknowledgements

This work was supported financially by NSERC (National Sciences and Engineering Research Council of Canada). The authors declare that they have no conflict of interest. The authors would like to thank Benoît Paquette for helpful comments.

References

1. J. Schlegel, J. Körtzer, V. Boxhammer, *Clin. Plasma Med.* **1**, 2 (2013)
2. M.G. Kong, G. Kroesen, G. Morfill, T. Nosenko, T. Shimizu, J. Van Dijk, J.L. Zimmermann, *New J. Phys.* **11**, 115012 (2009)
3. Th. Von Woedtke, H.-R. Metelmann, K.-D. Weltmann, *Contrib. Plasma Phys.* **54**, 104 (2014)
4. R. Meesat, H. Belmouaddine, J.-F. Allard, C. Tanguay-Renaud, R. Lemay, T. Brastaviceanu, L. Tremblay, B. Paquette, J.R. Wagner, J.-P. Jay-Gerin, M. Lepage, M.A. Huels and D. Houde, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **109**, E2508 (2012)
5. A. Couairon, A. Mysyrowicz, *Phys. Rep.* **441**, 47 (2007)
6. See Leang Chin, *Femtosecond laser filamentation* (Springer Science+Business, New York 2010) 130 p.
7. V. Jukna, G. Tamošauskas, G. Valiulis, M. Aputis, M. Puida, F. Ivanauskas, A. Dubietis, *Appl. Phys. B* **94**, 175 (2007)
8. I.M. Vellekoop, A.P. Mosk, *Opt. Lett.* **32**, 2309 (2007)
9. G. Heck, J. Sloss, R.J. Levis, *Opt. Commun.* **259**, 216 (2006)
10. O. Katz, E. Small, Y. Bromberg, Y. Silberberg, *Nature Photon.* **5**, 372 (2011)
11. D.J. McCabe, A. Tajalli, D.R. Austin, P. Bondareff, I.A. Walmsley, S. Gigan, B. Chatel, *Nature Commun.* **2**, 447 (2011)
12. O. Katz, E. Small, Y. Guan, Y. Silberberg, *Optica* **1**, 170 (2014)
13. J. Aulbach, B. Gjonaj, P.M. Johnson, A.P. Mosk, A. Lagendijk, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 103901 (2011)
14. Y. Qiao, Y. Peng, Y. Zheng, F. Ye, X. Chen, *Opt. Lett.* **42**, 1895 (2017)
15. J.V. Thompson, B.H. Hokr, G.A. Throckmorton, D. Wang, M.O. Scully, V.V. Yakovlev, *ACS Photon.* **4**, 1790 (2017)
16. X. Tao, J. Lu, T. Lam, R. Rodriguez, Y. Zuo, J. Kubby, *Neural Imaging and Sensing SPIE Proceedings Vol. 10051*, 100510R (2017)
17. D. Sinefeld, H.P. Paudel, T. Wang, M. Wang, D.G. Ouzounov, T.G. Bifano, C. Xu, *Adaptive Optics and Wavefront Control for Biological Systems III SPIE Proceedings Vol. 10073*, 1007314 (2017)
18. S. Prahl, Mie scattering calculator, http://omlc.org/calc/mie_calc.html
19. Ulrich Brackmann, *Lambdachrome Laser Dyes* 1st edition (Lambda Physik GmbH, Göttingen 1986) p. III-59
20. J.M. Jung, *Chem. Phys. Lett.* **366**, 67 (2002)
21. L. Guyon, K.M. Hajek, F. Courvoisier, V. Boutou, R. Nuter, A. Vinçotte, S. Champeaux, L. Bergé, J.-P. Wolf, *App. Phys. B* **90**, 383 (2008)
22. H. Schroeder, S.L. Chin, *Opt. Commun.* **234**, 399 (2004)
23. O.N. Dorokhov, *JETP Lett.* **36**, 318 (1982)
24. P.W. Anderson, *Phys. Rev.* **112**, 1900 (1958)
25. S. Rotter, S. Gigan, *Rev. Mod. Phys.* **89**, 015005 (2017)
26. I.M. Vellekoop, A.P. Mosk, *Opt. Commun.* **281**, 3071 (2008)
27. D.B. Conkey, A.N. Brown, A.M. Caravaca-Aguirre, R. Piestun, *Opt. Express* **20**, 4840 (2012)
28. Z.-H. He, B. Hou, V. Lebailly, J.A. Nees, K. Krushelnick, A.G.R. Thomas, *Nat. Commun.* **6**, 7156 (2015)
29. S.M. Popoff, G. Lerosey, R. Carminati, M. Fink, A.C. Boccara, S. Gigan, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 100601 (2010)

5 DISCUSSION

Comme mentionné plus tôt dans le rapport, la diffusion influence le processus de filamentation en éloignant la position du foyer non linéaire (considéré comme étant le point de départ de la filamentation), en raccourcissant la longueur du filament et en réorganisant l'énergie du faisceau en périphérie, favorisant la formation de multiples filaments (Jukna *et al.*, 2009). Afin de déterminer si une modulation active de la phase a une influence positive sur la propagation d'impulsions femtosecondes à l'intérieur d'un milieu diffusant, la grandeur du champ électrique au foyer de l'impulsion sera évaluée ainsi que le profil général de filamentation à l'intérieur de la cellule d'observation. Les résultats discutés dans cette section sont présentés dans l'article scientifique du chapitre 4.

5.1 Comparaison du profil de filamentation

Nous avons étudié le profil de filamentation avant et après optimisation du signal de fluorescence par l'algorithme de Partition avec une résolution de $N = 768$ segments sur le SLM pour un milieu diffusant ayant un coefficient de diffusion de $1,24 \text{ cm}^{-1}$. Les résultats, regroupés dans la Fig. 3, montrent ce que l'on observe à l'intérieur de la cellule d'observation, tel que mesuré selon trois longueurs d'onde différentes. La fluorescence provenant du colorant est émise à 440 nm et collectée en utilisant un filtre passe-bande centré à $450 \pm 20 \text{ nm}$, le faisceau fondamental est imagé à l'aide d'un filtre passe-bande centré à $800 \pm 5 \text{ nm}$ et finalement, l'apparition du supercontinuum est détectée par la découverte d'un signal à 700 nm avec un filtre passe-bande centré à $700 \pm 5 \text{ nm}$.

5.1.1 Profil initial

En observant le profil de filamentation initial (Fig. 3a), on remarque, au tout début de la cellule d'observation, l'apparition d'une première zone de forte fluorescence sans aucune trace de supercontinuum. Étant donné que la position du foyer géométrique et de la position d'optimisation se trouve à l'endroit où est située la deuxième zone de forte fluorescence, l'existence de cette première zone de forte fluorescence ne peut être attribuée qu'au foyer non linéaire, confirmant le régime non linéaire de propagation des impulsions. Par la suite, la position de départ de la filamentation, confirmé par l'apparition d'un signal détecté à 700 nm, est décalée d'environ 0,25 cm par rapport à la position du foyer géométrique, correspondant à la deuxième zone de forte fluorescence. En accord avec la littérature, on retrouve également une répartition de l'énergie en bordure du faisceau,

mesuré par l'apparition de plusieurs points d'énergie diffus sur l'image du faisceau fondamental à 800 nm, conséquence du passage de l'onde à travers un milieu diffusant. En fin de parcours, la formation de plusieurs filaments est même observée quelques millimètres plus loin, comme le montrent trois points distincts dans la dernière image du supercontinuum, à 700 nm. Pareillement, à cet endroit, l'image du faisceau fondamental montre clairement la structure diffuse d'une tavelure.

5.1.2 Profil final

Suite à l'optimisation du front d'onde par l'algorithme de Partition, les caractéristiques de la filamentation dans la cellule d'observation ont changé et sont exposées à la Fig. 3b.

En premier lieu, on remarque la disparition de la première zone de forte fluorescence : comme la phase du front incident a été modifiée, le profil d'énergie sortant du milieu diffusant est également modifié et la position du foyer non linéaire en est affectée. Par contre, la position du foyer géométrique (et d'optimisation) est restée au même endroit que lors de la situation non optimisée.

En second lieu, en comparant l'intensité de la fluorescence à cet endroit, quantifiée par la formule 2.1, une augmentation du signal d'un facteur d'environ $2\times$ est obtenue par rapport à la situation non optimisée. Bien que l'intensité de la fluorescence soit supérieure, il n'y a plus de traces du commencement de la filamentation autour du foyer géométrique, confirmé par l'absence de points chauds dans les images du profil fondamental et à 700 nm recueillies à cet endroit.

Finalement, le point de départ de la génération du supercontinuum est observé plus loin dans la cellule, à une distance de 0,75 cm après le premier point de fluorescence. La distance entre la première zone de fluorescence et la position de départ du supercontinuum est difficilement explicable ; intuitivement, nous nous attendions à observer un rapprochement entre ces deux phénomènes. L'augmentation de l'intensité de la fluorescence est obtenue en maximisant la valeur du champ électrique laser au foyer, la position du foyer non linéaire aurait normalement dû se rapprocher du foyer géométrique après l'optimisation. Pareillement, bien que le signal de filamentation débute à cet endroit, l'intensité de la fluorescence est diminuée par rapport à celle mesurée au foyer géométrique. Nous pensons qu'il s'agit d'une compétition entre les deux phénomènes, où l'ionisation du milieu menant à la filamentation nuit au processus d'absorption multiphotonique du colorant. Comme le montre le profil d'énergie du faisceau fondamental en fin de parcours, la distri-

bution d'énergie est beaucoup plus symétrique dans ce cas-ci que dans le cas non optimisé. La procédure d'optimisation a effectivement mené à l'obtention d'un seul filament en fin de parcours.

5.1.3 *Masque de phase final*

Le masque de phase final, obtenu à la fin de la procédure d'optimisation et qui a permis de générer le profil optimisé, est présenté à la figure 5.1. À première vue, le décalage de phase optimal dans ce cas-ci ne correspond pas à une matrice dont les composantes n'ont pas de liens entre eux. Sur le masque présenté ici, il y a une majorité de segments présentant la même valeur de décalage de phase et la quasi-totalité des segments semble se regrouper autour de deux ou trois valeurs adjacentes. Le mode de fonctionnement de l'algorithme de Partition assure qu'à la fin de chaque itération, il y aura toujours la moitié du masque (correspondant à une partition) présentant la même valeur. Il n'est donc pas surprenant de voir que la majorité des segments du masque optimal présentent la même valeur de décalage de phase. Ce qui est surprenant, c'est de voir que les segments se divisent parmi deux valeurs de décalage de phase, plutôt que d'assister à un éventail aléatoire de valeurs pour le décalage de phase et à une partition finale présentant la même valeur. De plus, ces deux valeurs de décalage de phase sont très près l'une de l'autre. Ces observations indiquent que le décalage de phase nécessaire afin d'optimiser la propagation des impulsions à travers un milieu diffusant n'est pas aléatoire pour chacun des segments, mais se rapproche plutôt d'un décalage de phase global. L'algorithme converge naturellement vers une solution "globale", c'est-à-dire vers une certaine valeur de décalage de phase identique pour tous les segments. Au fil des itérations, les raffinements effectués par l'algorithme itératif correspondent aux quelques segments qui se voient attribuer une valeur de décalage de phase adjacente à cette solution globale. Comme les raffinements ne s'éloigneront pas drastiquement de la solution globale, il est normal que le masque final présente la même valeur pour une majorité de segments et une valeur proche de celle-ci pour les raffinements plus précis.

L'analyse du masque de phase final nous montre que le profil optimal est obtenu lorsque le décalage de phase est à peu près le même pour chacun des segments, souvent réparti entre quelques valeurs adjacentes. Étant donné les modes de fonctionnement différents pour l'algorithme de Partition et l'algorithme génétique, les masques finaux provenant de l'un de ces algorithmes sont très différents les uns des autres. Suite à l'analyse du masque de phase final menant au profil optimisé, nous pensons que le mode de fonctionnement de l'algorithme de Partition donnerait un avantage par rapport au mode de fonctionnement de

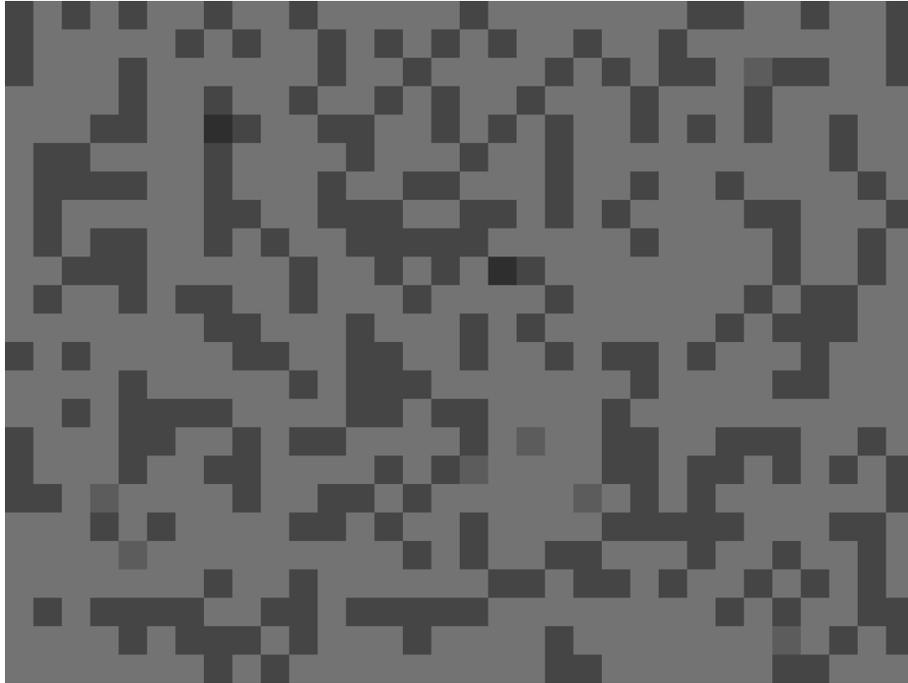


FIGURE 5.1 – Masque de phase optimal obtenu avec l’algorithme de Partition avec une résolution de $N = 768$ segments pour un milieu dont le coefficient de diffusion est de $1,24 \text{ cm}^{-1}$.

l’algorithme génétique.

En terminant, la procédure d’optimisation sous l’algorithme de Partition a mené à une augmentation de l’intensité de la fluorescence au foyer et à une restructuration du profil d’énergie à l’intérieur du front d’onde, favorisant la formation d’un seul filament. Quant à la longueur d’un filament, la littérature prévoit une longueur plus courte pour la filamentation en milieu diffusant et donc, la procédure d’optimisation devrait intuitivement allonger le filament. Par contre, comme nos mesures de la fluorescence ne permettent pas de distinguer précisément les dimensions du filament, il est impossible de dire si la procédure d’optimisation a un impact sur la longueur du filament. Dans le contexte d’une application en radiothérapie, l’allongement du filament n’est pas toujours souhaitable : il est plus important d’avoir un bon contrôle sur la position et sur la répartition de l’énergie à l’intérieur du front d’onde que d’allonger le filament.

Dans l’ensemble, les différences entre le profil de filamentation non optimisé et optimisé montrent que la procédure d’optimisation a un impact positif sur la propagation d’impul-

sions femtosecondes à travers un milieu diffusant. Une modulation active de la phase du front d'onde incident à l'aide d'algorithmes itératifs et l'utilisation de la fluorescence d'un colorant comme paramètre d'optimisation ont permis d'augmenter la valeur du champ électrique laser au foyer et de restructurer le profil d'énergie, favorisant la formation d'un seul filament laser.

5.2 Comparaison des algorithmes

Maintenant que nous avons établi qu'une modulation active de la phase du front d'onde incident, basée sur le signal de fluorescence, permettait d'améliorer le profil de filamentation selon nos critères, nous pouvons dorénavant étudier l'impact du coefficient de diffusion sur le signal de contrôle et le profil de filamentation. De plus, en effectuant l'optimisation selon différentes résolutions pour les masques de phase (avec l'algorithme de Partition), nous bénéficions d'un paramètre supplémentaire pour comparer les résultats. Les résultats de cette étude sont regroupés dans la Fig. 4 du chapitre 4.

5.2.1 Eau Pure

Tout d'abord, en se concentrant uniquement sur les résultats d'optimisation en milieu non diffusant (eau pure), on remarque aisément que chaque essai a mené à une augmentation significative de l'intensité de la fluorescence au foyer. Pour cette série d'expérimentations, une augmentation de l'intensité de la fluorescence d'un facteur allant de 2.3 à 3.5 est obtenue lorsque l'on compare ces résultats au cas non optimisé. Chaque optimisation effectuée par l'algorithme de Partition et l'algorithme génétique a mené à un profil statistiquement différent en comparant avec le cas non optimisé. Sans grandes surprises étant donné qu'il n'y avait pas encore de caractère diffusif introduit dans l'expérience, ces résultats démontrent néanmoins qu'en l'absence de milieu diffusant, il y a tout de même certains paramètres de l'impulsion qui peuvent être optimisés à l'aide des algorithmes de contrôle de la phase.

Si l'on compare les résultats en eau pure à ceux obtenus en milieu diffusant, on remarque que la valeur de FOM finale en eau pure est plus élevée et qu'elle n'atteint jamais un niveau comparable au niveau de signal lorsque l'optimisation est effectuée en milieu diffusant. En effet, la valeur moyenne de FOM pour l'ensemble des résultats en eau pure tourne autour de $FOM = 600$ alors que les meilleurs résultats en milieu diffusant n'atteignent qu'une valeur de $FOM = 550$ et ce, dans le meilleur des cas. Cette différence entre le niveau de signal final est attribuée à la nature différente du travail effectué par

les algorithmes itératifs dans le cas de l'eau pure. Étant donné qu'il n'y a pas de diffusion, l'algorithme, en cherchant une solution de phase optimale, compense certains effets menant à des pertes optiques comme la largeur d'impulsion, la dispersion de vitesse de groupe, etc. L'impact de ces effets est négligeable par rapport à l'impact de la diffusion, les algorithmes d'optimisation sont donc capables de compenser ces effets avec une facilité relative, comme en témoigne l'obtention d'un niveau de signal final élevé pour toutes les configurations. Par contre, lorsque l'on tombe en régime diffusant, la diffusion devient l'obstacle le plus important et les résultats montrent qu'il n'est plus possible d'atteindre le même niveau de signal de fluorescence qu'en eau pure. Autrement dit, en milieux diffusants, les algorithmes d'optimisation ne parviennent pas à compenser totalement toutes les sources de pertes de signal, ce qui explique leur valeur de FOM finale moins élevée.

5.2.2 Milieux diffusants

Ensuite, en s'attardant sur l'histogramme (Fig. 4b) des résultats obtenus après l'optimisation en milieu diffusant, on voit que ce ne sont pas toutes les configurations qui ont abouti à un résultat statistiquement différent du cas non optimisé. Bien que chaque expérimentation ait mené à une amélioration du signal de la fluorescence, il y a tout de même une disparité en fonction de l'algorithme et de la résolution utilisée. Pour le milieu le moins diffusant ($\mu_s = 1,24 \text{ cm}^{-1}$), la meilleure amélioration a été obtenue avec l'algorithme de Partition et avec une résolution de $N = 768$ pour le masque de phase menant à une augmentation du signal d'un facteur de 2.3. Par la suite, pour le milieu diffusant présentant un coefficient de diffusion de $1,24 \text{ cm}^{-1}$, les meilleurs résultats ont été obtenus avec l'algorithme de Partition pour une résolution de $N = 300$ et $N = 48$. Pour ces configurations, l'amélioration du signal de fluorescence au foyer correspond à un facteur de 2.5 par rapport au signal mesuré sans optimisation. Pour finir, le meilleur résultat obtenu avec le milieu le plus diffusant ($\mu_s = 3,71 \text{ cm}^{-1}$) correspond à une augmentation du signal de fluorescence d'un facteur de 5.0 avec l'algorithme de Partition et une résolution de $N = 48$. On remarque que l'amélioration du signal augmente au fur et à mesure que la concentration du milieu diffusant augmente également. Cette amélioration n'est pas due à un niveau de signal final plus élevé, mais plutôt à une diminution du signal de départ (non optimisé) avec une augmentation de la concentration de diffusants. Facilement explicable, cette diminution du signal de départ correspond à la perte de photons balistiques occasionnée par la diffusion.

5.2.3 Résolution du masque

Il est intéressant de noter, parmi les résultats présentés à la section précédente, que la meilleure optimisation dans un milieu faiblement diffusant soit obtenue à l'aide d'une haute résolution ($N = 1200$ ou 768). D'un autre côté, le meilleur résultat pour un milieu fortement diffusant est obtenu avec $N = 48$, la résolution la plus grossière. Reprenant l'explication avec la différence entre les distributions de canaux ouverts et fermés présentée à la discussion du chapitre 4 pour les différents milieux diffusants utilisés, nous pensons que l'utilisation d'une haute résolution pour la création d'un masque de phase permet d'ajuster finement le front d'onde de manière à trouver une configuration correspondant à un canal ouvert, c'est-à-dire de haute transmission. La théorie des matrices aléatoires qui a servi à l'élaboration de la distribution en "quart-de-cercle" (Popoff *et al.*, 2010b) modélisant ce genre de situation et qui a servi à la création de la figure 5 du chapitre 4, nous indique qu'il existe une faible probabilité de trouver un canal ouvert à haute transmission et une forte probabilité de tomber sur un canal fermé de basse transmission. La distribution de ces probabilités change en fonction de la concentration du milieu diffusant.

Dans l'ensemble, les résultats à basse et à haute résolution ont mené au même niveau de signal de fluorescence final, il n'y a donc pas vraiment de gain net en privilégiant l'une ou l'autre des résolutions utilisées. Par contre, en fonction de la concentration du milieu diffusant utilisé, les résultats montrent qu'il est préférable d'ajuster la résolution de son masque, afin de s'assurer d'atteindre une optimisation optimale pour une concentration donnée. Selon mes résultats, plus le coefficient de diffusion est élevé, meilleur sera le résultat lorsque l'on se limite à des résolutions faibles pour les masques de phase. Par contre, lorsque la concentration de diffusant dans notre milieu est faible, voire nulle, un plus grand nombre de segments indépendants sur le masque conduit à de meilleurs résultats. Il serait même intéressant de pousser davantage l'analyse en eau pure en augmentant la résolution du masque de phase jusqu'à $N = 4800$ par exemple, ou simplement laisser la résolution du SLM comme la résolution du masque ($N = 480\,000$ avec notre équipement). Il faut garder en tête que si l'on augmente le nombre de degrés de liberté pour un paramètre dans une expérience, il faut également tenir compte de l'augmentation du temps nécessaire pour optimiser chacun des degrés de liberté lors de chaque itération.

5.2.4 Algorithme Génétique

Jusqu'à maintenant, la majeure portion de la discussion a reposé sur les résultats obtenus à l'aide de l'algorithme de Partition, simplement parce que les différentes résolutions utilisées avec cet algorithme permettent davantage de comparaisons qu'avec l'algorithme

génétique. Les résultats plutôt faibles de l'algorithme génétique ne permettent pas non plus de dégager beaucoup d'informations, si ce n'est que sur son mode de fonctionnement et son efficacité en milieu diffusant. En eau pure, l'algorithme génétique a bien réussi à trouver une combinaison de phase permettant une bonne amélioration du signal de fluorescence, égal aux résultats obtenus par l'algorithme de Partition. Par contre, lorsque l'optimisation a été effectuée en milieu diffusant, aucun des résultats de l'algorithme génétique n'est statistiquement différent de la situation non optimisée et même, il n'y a pas vraiment d'amélioration du signal dans le cas du milieu le plus diffusant ($\mu_s = 3,71 \text{ cm}^{-1}$).

Cette différence de niveau de fluorescence final entre les deux algorithmes s'explique en considérant les différences entre le mode d'opération de ces deux algorithmes. Afin de déterminer la combinaison de phase optimale, l'algorithme de Partition effectue un balayage suivant de petites incréments (sauts de phase) sur une grande portion du profil de l'onde incidente. De cette manière, au fil du balayage, le signal résultant se comporte grossièrement comme une fonction sinusoïdale, sur laquelle il est facile de déterminer la constante de phase menant au signal le plus fort. À la fin de chaque itération, l'algorithme de Partition se positionne à ce maximum de signal en fixant la valeur de sa partition à la constante de décalage de phase. Le fait que l'algorithme de partition balaie un ensemble de valeurs sur une partition fixe à partir d'un niveau de signal donné permet à celui-ci d'augmenter graduellement le niveau de signal optimisé, et ce, même lorsque le balayage n'apporte que de petites améliorations à chaque itération.

D'un autre côté, l'algorithme génétique commence par déterminer aléatoirement une population de 20 masques, dont chacun des segments se voit attribuer une valeur de décalage de phase aléatoire et différente de ses voisins. Si l'ensemble initial des 20 masques aléatoires offre un signal faible et de niveau comparable aux autres masques de la population, il n'y a pas assez de différences entre eux pour bien établir une hiérarchie. Étant donné qu'aucun masque ne se distingue du lot, les croisements et la génération de rejetons s'effectuent de manière plutôt aléatoire au sein de la population. Les chances de tomber aléatoirement sur une combinaison de décalage de phase menant à une amélioration du signal sont plutôt faibles et diminuent davantage lorsque la concentration du milieu augmente.

En eau pure, comme le nombre et la probabilité de trouver un canal ouvert est plus grande qu'en milieu diffusant, la probabilité de trouver un masque initial conduisant à une solution optimale est supérieure qu'en milieu diffusant. Dès que l'algorithme découvre

une piste de solution en trouvant un masque améliorant le signal final, le mode de fonctionnement de l'algorithme génétique fait en sorte que la majorité des rejets proviennent du meilleur masque de la population. Au contraire, si l'algorithme ne parvient pas à trouver une piste de solution et que tous les masques de la population et ses rejets présentent un niveau de signal similaire, alors il est difficile pour l'algorithme de sortir de ce patron et d'explorer d'autres solutions. En milieu diffusant, lorsque la probabilité de trouver une solution optimale correspondant à un canal ouvert est grandement diminuée, l'algorithme génétique n'a pas su trouver une combinaison de phase optimale, et ce, même après plus d'une centaine d'itérations. Augmenter la taille de la population initiale ne permet pas de pallier ce problème, car il ne fait que « diluer » le poids statistique d'un éventuel masque offrant une solution satisfaisante. Également, si la combinaison de phase optimale pour un milieu donné correspond à une valeur globale sur l'ensemble du masque agrémenté de quelques raffinements plus précis à certains endroits, comme le laisse croire l'analyse du masque final au chapitre 5.1.3, il est évident qu'un masque présentant une combinaison aléatoire de décalage de phase, tous différents les uns des autres, n'aboutira pas au même niveau d'optimisation.

Tout bien considéré, l'algorithme génétique est réputé pour offrir de meilleurs résultats lorsque le bruit est une composante non négligeable du signal (Vellekoop, 2015), mais lorsque l'on considère le signal de fluorescence provenant d'une absorption à trois photons, les résultats montrent que l'optimisation par l'algorithme génétique n'aboutit pas un niveau final semblable à l'algorithme de Partition. Lorsque le critère d'optimisation est un signal non linéaire, qui possède un caractère « tout ou rien » à son émission, il est difficile pour l'algorithme génétique de débiter son optimisation en trouvant une piste de solution. Pour ce genre de signal, un balayement par petites incréments comme l'algorithme de Partition mène à de meilleurs résultats finaux. Par contre, le mode d'opération de l'algorithme génétique lui permet de trouver plus d'une combinaison de phase optimale lors d'une même optimisation. Comme le point de départ d'une nouvelle itération de l'algorithme de Partition est le point final de l'itération précédente, il ne peut qu'y avoir une seule solution finale. Si l'on cherche à déterminer l'ensemble des combinaisons de phase possible permettant une transmission optimale à travers un milieu diffusant, l'algorithme génétique est apte à fournir plus d'une solution.

Afin d'améliorer l'efficacité de l'algorithme génétique, il serait probablement judicieux de modifier la méthode avec laquelle la population initiale de masque est générée. Au lieu de conserver les 20 premiers masques aléatoires et d'effectuer la création de rejets sur

ces masques, l'algorithme pourrait n'enregistrer que les masques dépassant un certain niveau de signal parmi sa population initiale. L'étape d'initialisation de l'algorithme serait alors plus longue, mais le gain occasionné par l'établissement d'un niveau de signal acceptable avant d'enregistrer le masque permettrait à l'algorithme de tester davantage de solutions aléatoires lors de l'étape d'initialisation et du même coup, de s'assurer qu'un niveau de signal acceptable est atteint avant de se lancer dans la création de rejets.

5.2.5 Temps d'optimisation

Pour une application en milieu biologique, dont la position des particules diffusantes change avec le temps, il est nécessaire de considérer la quantité connue sous le nom de *temps de cohérence*. De façon grossière, le temps de cohérence correspond à l'intervalle de temps auquel la caractérisation du milieu est encore valide. Par exemple, pour un milieu inerte, *ex vivo*, le temps de cohérence est beaucoup plus grand que pour un tissu *in vivo*, notamment près d'une source d'irrigation sanguine. Dans un article de Conkey *et al.* (2012b), les auteurs mentionnent que le temps de cohérence moyen pour des milieux biologiques est de l'ordre de la milliseconde. Pour que la combinaison de phase déterminée mène effectivement au profil optimal, toute la procédure d'optimisation doit se dérouler à l'intérieur du temps de cohérence du milieu. Passé ce temps, la combinaison de phase optimale n'est plus valide et l'optimisation doit être reprise depuis le début.

Lors de nos expériences, la durée nécessaire, en moyenne, avant d'arriver à une solution présentant un niveau de signal satisfaisant est d'environ 45 minutes pour l'algorithme de Partition et d'environ 120 minutes pour l'algorithme génétique. Bien que loin d'atteindre un temps d'optimisation comparable au temps de cohérence d'un milieu biologique typique, il y a plusieurs moyens pour améliorer grandement la rapidité du processus d'optimisation. Comme le but de l'expérience n'était pas d'atteindre le temps de cohérence ou de minimiser le temps d'optimisation, peu de ressources ont été dévouées à cet aspect de l'expérimentation. Par contre, le fait que l'un des algorithmes atteigne un niveau de signal optimisé satisfaisant en utilisant seulement le tiers du temps nécessaire à l'autre algorithme indique une grande disparité entre eux. D'un autre côté, le mode de fonctionnement de l'algorithme de Partition est fixe et il n'y a pas beaucoup de marge de manoeuvre pour optimiser son temps d'optimisation alors que l'algorithme génétique a tout une gamme de paramètres qui peuvent être ajustés. Somme toute, il existe d'autres moyens pour réduire le temps d'optimisation : augmenter la fréquence d'affichage des masques sur le SLM en le remplaçant par un système microélectromécanique (en anglais *MEMS*) au prix d'une perte de précision sur le décalage de phase du masque ou encore, en remplaçant la caméra

CCD par une caméra permettant l'acquisition plus rapide ou en continue d'images de la fluorescence vers l'avant. L'exploration de ces avenues ne faisait pas partie des buts de cette expérience.

À la lumière des comparaisons relevées entre les deux algorithmes, il est clair que l'algorithme de Partition conduit à une meilleure amélioration du signal de fluorescence parmi tous les milieux diffusants testés. Que la raison de sa supériorité soit grâce aux différences entre leurs modes d'opération ou par la nature de la combinaison de phase menant au profil optimal ou encore, en raison du comportement « tout ou rien » du signal d'absorption à trois photons, l'algorithme de Partition a su trouver un masque de phase présentant un niveau de signal final statistiquement différent du cas non-optimisé pour tous les milieux, contrairement à l'algorithme génétique. Pour une optimisation en milieu peu diffusant, les deux algorithmes offrent des résultats similaires, mais la différence entre les temps d'exécution fait en sorte que l'utilisation de l'algorithme de Partiton est préférable à l'algorithme génétique. Pour une optimisation en milieu fortement diffusant, l'algorithme de Partition est encore une fois préférable à l'algorithme génétique en raison de l'ajustement de la résolution possible avec l'algorithme de Partition, qui permet d'assurer une optimisation optimale.

6 CONCLUSION

Pour conclure ce mémoire, l'utilisation de la génération d'un plasma "in situ" en radiobiologie, conséquence de la propagation d'impulsion femtosecondes dans la matière, permettrait la création d'une toute nouvelle série de traitements possibles grâce à la filamentation laser. Jusqu'à maintenant, la médecine plasmique utilise des sources de plasma "ex-situ" afin de générer les électrons libres et les espèces radicalaires responsables des dommages aux biomolécules. La filamentation conduit à la génération d'un plasma froid au foyer de l'impulsion, dont les effets thermiques sont négligeables. De plus, la génération d'un plasma "in situ" possède l'avantage de délivrer l'énergie aux cellules localement, évitant le dépôt d'énergie sur l'ensemble de la trajectoire du faisceau, bien souvent à travers des tissus sains que l'on cherche à préserver. En choisissant bien l'optique de focalisation ainsi que les paramètres physiques de l'impulsion, l'utilisation de la filamentation pour traiter certains types de cancers superficiels comme le cancer de la peau est tout à fait envisageable.

L'un des obstacles majeurs au développement de nouvelles techniques de radiothérapie par filamentation laser est l'impact de la diffusion sur la propagation des ondes laser. Étant donné que la filamentation est un phénomène d'optique non linéaire, la perte d'énergie et la décohérence liées à la diffusion représentent l'obstacle primordial pour la génération du plasma froid en milieux biologiques. Également, la diffusion entraîne l'apparition d'un profil de tavelures sur l'onde incidente, qui favorise la multi-filamentation. Dans le but de pallier ces effets néfastes et de bien contrôler la position et la nature du dépôt d'énergie, la propagation d'impulsions à travers un milieu diffusant doit être optimisée.

Pour ce faire, une expérience d'optimisation de la propagation d'impulsions laser femtosecondes à travers un milieu diffusant a été réalisée. L'optimisation a été effectuée sur la phase du front d'onde incident par un modulateur spatial de la lumière et d'une correction active implémentée à l'aide des algorithmes itératifs de partition et génétique. Traversant d'abord dans une cellule contenant une suspension aqueuse de microbilles diffusantes, le profil de filamentation a été caractérisé dans une cellule d'observation contenant un mélange d'éthanol et d'un colorant fluorescent, le Coumarin 440. Le signal fluorescent du colorant laser, nécessitant l'absorption de 3 photons provenant de la longueur d'onde fondamentale du laser, a été utilisé comme paramètre d'optimisation pour les algorithmes. La concentration des milieux diffusants utilisés correspond à des valeurs de coefficient de

diffusion (μ_s) de 1,24 à 3,71 cm^{-1} , approximant les valeurs typiques de coefficient de diffusion pour la peau. Afin de discriminer davantage les algorithmes entre eux, différentes résolutions pour les masques de phase ont donné lieu à différents résultats.

Le premier objectif de mon travail de maîtrise fut d'implémenter un programme de contrôle du SLM permettant la création de masques de phase optique correspondant à une fonction optique précise ainsi que diverses fonctions informatiques menant au fonctionnement des algorithmes de contrôle de la phase. Le programme de contrôle de la phase a été élaboré avec le langage de programmation LabView durant les premières étapes du projet. Celui-ci a également permis l'intégration d'un nouveau détecteur au programme de contrôle, la caméra CCD de Nikon. Le programme de contrôle du SLM fonctionne très bien et permet la création de tout un éventail de masques de phase que l'on peut afficher sur le SLM ou encore, l'ajustement des paramètres et le lancement des algorithmes d'optimisation de Partition et Génétique. Les algorithmes peuvent utiliser jusqu'à trois appareils pour le critère d'optimisation : un spectromètre, la GRENOUILLE ou la caméra CCD. Bien que le code source ne soit pas complètement optimisé, les fonctions implémentées jusqu'à maintenant subviennent amplement aux besoins de l'expérience et même plus encore. Le bon fonctionnement du programme de contrôle et des algorithmes itératifs sont une preuve de la réussite de ce premier objectif dans le cadre de mon travail de maîtrise.

Par la suite, le deuxième objectif du projet concernait l'application des algorithmes itératifs à la propagation d'impulsions femtosecondes à travers un milieu diffusant. En premier lieu, une preuve de l'action positive des algorithmes sur le profil de filamentation à l'intérieur de la cellule d'observation a dû être établie. En sondant l'intérieur de la cellule d'observation selon différentes longueurs d'onde, le profil de filamentation avant et après optimisation a pu être comparé. Dans un milieu diffusant avec $\mu_s = 1,24 \text{ cm}^{-1}$ et une résolution de $N = 768$, l'algorithme de Partition a su transformer le profil final de filamentation. En plus d'augmenter l'intensité de la fluorescence du colorant au foyer de l'impulsion, l'application du masque de phase final au front d'onde incident a permis de redistribuer l'énergie du faisceau fondamental, réduisant le profil granulaire associé au passage d'une onde cohérente dans un milieu diffusant et menant, ultimement, à la génération d'un seul filament laser.

Dans un autre temps, l'optimisation par contrôle de la phase a été testée en fonction de la concentration du milieu diffusant et en fonction de la résolution du SLM. En tenant compte de l'augmentation de l'intensité de la fluorescence après optimisation et du pro-

fil final de filamentation à l'intérieur de la cellule d'observation, ces résultats montrent qu'une certaine combinaison de phase menant à un profil optimisé existe pour l'ensemble des milieux diffusants testés. La comparaison des résultats a permis de déterminer que l'algorithme de Partition présente des résultats supérieurs à l'algorithme génétique dans tous les milieux diffusants. L'algorithme génétique a su trouver une solution optimale en milieu non diffusant, mais ses résultats ne sont pas au même niveau que l'algorithme de Partition en milieu diffusant. Une explication de ce comportement ainsi que des pistes de solution sont données dans la discussion afin d'améliorer les performances de l'algorithme génétique.

Dans le cas de l'algorithme de Partition, celui-ci a su trouver une combinaison de décalage de phase, regroupée sous forme de masques, menant à un profil amélioré par rapport à une situation sans optimisation, pour l'ensemble des milieux diffusants testés. Par contre, en reproduisant l'optimisation à l'aide d'une résolution (N) différente, nous avons montré que l'augmentation du signal n'était pas la même pour l'ensemble de ces résolutions. En effet, la meilleure augmentation obtenue dans le milieu le moins diffusant ($\mu_s = 1,24 \text{ cm}^{-1}$) a été atteinte avec une résolution de $N = 768$ tandis que la meilleure augmentation obtenue pour le milieu le plus diffusant ($\mu_s = 3,71 \text{ cm}^{-1}$) a été réalisée avec une résolution de $N = 48$. Ce résultat plutôt surprenant nous a amenés à nous questionner sur les différences entre les modes d'opération pour les masques à basse et à haute résolution. En s'appuyant sur la théorie des matrices aléatoires décrivant le passage d'une onde au travers un milieu diffusant, l'auteur avance la possibilité qu'un masque à basse résolution cherche davantage à maximiser la contribution de plusieurs canaux fermés tandis qu'un masque à haute résolution chercherait plutôt à trouver une solution maximale sous la forme d'un canal ouvert de forte transmission. Ces hypothèses expliquent les résultats obtenus et indiquent que l'optimisation en milieu fortement diffusant est plus efficace lorsqu'elle est effectuée avec des masques de basse résolution et vice-versa. D'après notre recensement de la littérature, il s'agit de la première analyse de l'optimisation en fonction du nombre de degrés de liberté sur le SLM.

Les résultats présentés à l'intérieur de ce document fournissent une preuve de concept de l'utilisation de l'optimisation adaptative sur un signal non linéaire du troisième ordre. De plus, ils montrent qu'une modulation active de la phase d'une impulsion femtoseconde a un impact sur la propagation de ces ondes à travers un milieu diffusant et la génération de la filamentation qui s'ensuit. Les milieux diffusants sont omniprésents dans le domaine de la biologie et comme la diffusion représente l'un des obstacles majeurs au développement

de nouvelles technologies, développer de nouvelles stratégies pour compenser ces problèmes permettent de rendre viables de nouvelles technologies. Suite au travail effectué dans le cadre de ce projet, il est certain que nous recommandons l'application d'algorithmes itératifs pour compenser la diffusion, particulièrement l'algorithme de Partition.

6.1 Perspectives

La vision finale de ce projet de maîtrise est d'appliquer la génération de plasma "in situ" par l'entremise de la filamentation laser au traitement de cancers superficiels comme le cancer de la peau. À la lumière des résultats présentés dans ce mémoire, il est possible d'optimiser la propagation d'impulsions femtosecondes dans un milieu diffusant approximant un milieu biologique et de générer un mono filament à l'intérieur d'un volume cible restreint. Afin d'améliorer la portée de ce projet, il serait intéressant de pousser encore davantage l'optimisation à l'aide des mêmes algorithmes. Il pourrait s'agir, par exemple, d'augmenter davantage le nombre de degrés de liberté sur la phase ou d'apporter les modifications suggérées au fonctionnement de l'algorithme génétique. Par la suite, afin de se rapprocher encore davantage de la réalité, il faudrait tester l'impact de l'optimisation adaptative pour un filament généré dans un milieu qui est également diffusant. Un aspect plus sérieux devrait être porté aux temps nécessaires avant d'atteindre une solution optimale, ainsi qu'à la nature du masque de phase final. L'information contenue dans le masque de phase final permettrait peut-être de dégager de nouvelles conditions initiales, permettant du même coup un nouveau point de départ à l'optimisation qu'un masque aléatoire.

7 REMERCIEMENTS

Je voudrais remercier mes directeurs de maîtrise, les professeurs Daniel Houde et Denis Morris pour l'opportunité de poursuivre mon M.Sc au sein de leurs laboratoires ainsi que pour des discussions fructueuses, leurs conseils et encouragements. Je voudrais également remercier les professeurs Martin Lepage et Paul Charette d'avoir accepté d'être sur le comité d'évaluation de mon mémoire.

Je voudrais adresser un merci particulier à Hakim Belmouaddine, qui m'a guidé tout au long de mes expériences. La portée de ce projet serait diminuée de moitié si je n'avais pas eu accès à ses précieux conseils et elle en serait doublée si j'avais su appliquer l'ensemble de son expertise. De plus, j'ai grandement apprécié l'aide et l'expertise du technicien informatique Daniel Robillard pour la communication entre les appareils informatiques et la mise en marche du SLM, ainsi que les conseils du Pr. Benoît Paquette lors de l'écriture de l'article.

Je suis très reconnaissant aux professeurs du Département de médecine nucléaire et Radiobiologie pour les bons cours offerts lors du cheminement et les étudiants du département pour leur amitié.

Je suis reconnaissant à l'organisme du Conseil de Recherches en Sciences Naturelles et en Génie du Canada (CRSNG) pour leur support financier tout au long de mon apprentissage.

Enfin, je voudrais remercier chaleureusement mes parents pour leur générosité, leurs encouragements, leur aide et leur support financier tout au long de ce grand projet. Je n'aurais probablement pas poursuivi mes études universitaires aussi loin si je n'avais pas bénéficié de tout leur support. Je voudrais également remercier ma copine et compagne de vie depuis maintenant 8 ans, Amélie Beaulieu, pour son support émotif, ses encouragements tout au long de cette aventure, son aide fortement appréciée et surtout, sa compréhension face à l'horaire chargé d'un étudiant gradué.

BIBLIOGRAPHIE

- Akbulut, D. (2013) Measurements of strong correlations in the transport of light through strongly scattering materials. *University of Twente*, (PhD. Thesis).
- Alfano, R. R. et Shapiro, S. L. (1970a) Emission in the region 4000 to 7000 via four-photon coupling in glass. *Physical Review Letters*, 24(11) : 584–587.
- Alfano, R. R. et Shapiro, S. L. (1970b) Observation of self-phase modulation and small-scale filaments in crystals and glasses. *Physical Review Letters*, 24(11) : 592–594.
- Anderson, B. R., Price, P., Gunawidjaja, R., et Eilers, H. (2015) Microgenetic optimization algorithm for optimal wavefront shaping. *Optical Society of America*, 54(6) : 1485–1491.
- Aulbach, J., Gjonaj, B., Johnson, P., et Lagendijk, a. (2012) Spatiotemporal focusing in opaque scattering media by wave front shaping with nonlinear feedback. *Optics Express*, 20(28) : 29237–29251.
- Bashkatov, a. N., Genina, E. a., Kochubey, V. I., et Tuchin, V. V. (2005) Optical properties of human skin, subcutaneous and mucous tissues in the wavelength range from 400 to 2000nm. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 38(15) : 2543–2555.
- Brackmann, U. (1986) *Laser-grade dyes*. Lambda Physik.
- Brodeur, A. et Chin, S. L. (1998) Band-gap dependence of the ultrafast white-light continuum. *Physical Review Letters*, 80(20) : 4406–4409.
- Brodeur, A. et Chin, S. L. (1999) Ultrafast white-light continuum generation and self-focusing in transparent condensed media. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16(4) : 637–650.
- Canada, S. (2017) Statistiques canadiennes sur le cancer.
- Chaigne, T., Katz, O., Boccarda, a. C., Fink, M., Bossy, E., et Gigan, S. (2013) Controlling light in scattering media non-invasively using the photoacoustic transmission matrix. *Nature Photonics*, 8(1) : 58–64.
- Chen, A., Li, S., Qi, H., Jiang, Y., Hu, Z., et Huang, X. (2017) Elongation of plasma channel generated by temporally shaped femtosecond laser pulse. *Optics Communications*, 383 : 144–147.
- Chin, S. L., Chen, Y., Kosareva, O., Kandidov, V. P., et Théberge, F. (2008) What is a filament ? *Laser Physics*, 18(8) : 962–964.
- Chin S. L., Hosseini S. A., Liu W., Luo Q., Théberge F., Aközbek N., Becker A., Kandidov V. P., Kosareva O. G., et Schroeder H. (2005) The propagation of powerful femtosecond laser pulses in optical media : physics , applications , and new challenges. *Canada Journal of Physics*, 83(2004) : 863–905.

- Conkey, D. B., Brown, A. N., Caravaca-Aguirre, A. M., et Piestun, R. (2012a) Genetic algorithm optimization for focusing through turbid media in noisy environments. *Optics Express*, 20(5) : 4840.
- Conkey, D. B., Caravaca-Aguirre, A. M., et Piestun, R. (2012b) High-speed scattering medium characterization with application to focusing light through turbid media. *Optics express*, 20(2) : 1733–40.
- Couairon, a. et Mysyrowicz, a. (2007) Femtosecond filamentation in transparent media. *Physics Reports*, 441(2-4) : 47–189.
- Dammann, H. et Klotz, E. (1977) Coherent Optical Generation and Inspection of Two-dimensional Periodic Structures. *Optica Acta : International Journal of Optics*, 24(4) : 505–515.
- De Rosa, F. S., Vito, M., et Bentley, L. B. (2000) Photodynamic Therapy of Skin Cancers : Sensitizers , Clinical Studies and Future Directives. *Pharmaceutical Research*, 17(12).
- Dharmadhikari, a. K., Dharmadhikari, J. a., et Mathur, D. (2009) Visualization of focusing-refocusing cycles during filamentation in BaF₂. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 94(2) : 259–263.
- Dharmadhikari, J. a., Dharmadhikari, a. K., Dota, K., et Mathur, D. (2015) Influencing supercontinuum generation by phase distorting an ultrashort laser pulse. *Optics Letters*, 40(2) : 241–244.
- Dougherty, T. J., Kaufman, J. E., Goldfarb, A., Weishaupt, K. R., Boyle, D., et Mittleman, A. (1978) Photoradiation Therapy for the Treatment of Malignant Tumors. *Cancer Research*, 38(August) : 2628–2635.
- Englesbe, A. C., He, Z., Nees, J. A., Thomas, G. R., Schmitt-sody, A., et Krushelnick, K. (2016) Control of the configuration of multiple femtosecond filaments in air by adaptive wavefront manipulation. *Optics Express*, 24(6) : 4577–4584.
- Ferradini, C. et Pucheault, J. (1983) *Biologie de l'action des rayonnements ionisants*. Masson.
- García-martínez, P., Sánchez-lópez, M. M., Davis, J. A., Cottrell, D. M., Sand, D., et Moreno, I. (2012) Generation of Bessel beam arrays through Dammann gratings. *Applied Optics*, 51(9) : 11–12.
- Guan, Y., Katz, O., Small, E., Zhou, J., et Silberberg, Y. (2012) Polarization control of multiply scattered light through random media by wavefront shaping. *Optics Letters*, 37(22) : 4663–4665.
- He, Z., Hou, B., Lebailly, V., Nees, J. A., Krushelnick, K., et Thomas, A. G. R. (2015) Coherent control of plasma dynamics. *Nature Comm*, 8156(May) : 1–7.
- Heck, G., Sloss, J., et Levis, R. J. (2006) Adaptive control of the spatial position of white light filaments in an aqueous solution. *Optics Communications*, 259(1) : 216–222.

- Jukna, V., Tamošauskas, G., Valiulis, G., Aputis, M., Puida, M., Ivanauskas, F., et Dubietis, a. (2009) Filamentation of ultrashort light pulses in a liquid scattering medium. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 94(1) : 175–179.
- Jung, J. M. (2002) Single-photon ionisation of liquid methanol and ethanol. *Chemical Physics Letters*, 366 : 67–72.
- Katz, O., Bromberg, Y., Small, E., et Silberberg, Y. (2011) Focusing and Compression of Ultrashort Pulses through Scattering Media. 5(May) : 1–6.
- Katz, O., Heidmann, P., Fink, M., et Gigan, S. (2012) Non-invasive real-time imaging through scattering layers and around corners via speckle correlations. *arXiv preprint 1403.3316*, 3(c) : 1–14.
- Katz, O., Small, E., Guan, Y., et Silberberg, Y. (2014) Noninvasive nonlinear focusing and imaging through strongly scattering turbid layers. *Optica*, 1(3) : 170–174.
- Kong, M. G., Kroesen, G., Morfill, G., Nosenko, T., Shimizu, T., van Dijk, J., et Zimmermann, J. L. (2009) Plasma medicine : an introductory review. *New Journal of Physics*, 11(115012) : 1–35.
- Liu, W., Kosareva, O., Golubtsov, I. S., Iwasaki, a., Becker, a., Kandidov, V. P., et Chin, S. L. (2003) Femtosecond laser pulse filamentation versus optical breakdown in H₂O. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 76 : 215–229.
- Marburger, J. (1975) Self-focusing : Theory. *Progress in Quantum Electronics*, 4, Part 1 : 35 – 110.
- Márquez, A., Iemmi, C., Campos, J., et Yzuel, M. J. (2006) Achromatic diffractive lens written onto a liquid crystal display. *Optics letters*, 31(3) : 392–4.
- McCabe, D. J., Tajalli, A., Austin, D. R., Bondareff, P., Walmsley, I. a., Gigan, S., et Chatel, B. (2011) Spatio-temporal focusing of an ultrafast pulse through a multiply scattering medium. *Nature communications*, 2 : 447.
- Meesat, R., Belmouaddine, H., Allard, J.-F., Tanguay-Renaud, C., Lemay, R., Brastaviceanu, T., Tremblay, L., Paquette, B., J. Wagner, R., Jay-Gerin, J.-P., Lepage, M., A. Huels, M., et Houde, D. (2012) Cancer radiotherapy based on femtosecond IR laser-beam filamentation yielding ultra-high dose rates and zero entrance dose. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 109(38) : E2508–E2513.
- Mendoza-Yero, O., Carbonell-Leal, M., Doñate-Buendía, C., Mínguez-Vega, G., et Lancis, J. (2016) Diffractive control of 3D multifilamentation in fused silica with micrometric resolution. *Optics Express*, 24(14) : 15307–15318.
- Millán, M. S., Otón, J., et Pérez-Cabré, E. (2006) Dynamic compensation of chromatic aberration in a programmable diffractive lens. *Optics express*, 14(20) : 9103–12.
- Mosk, A., Silberberg, Y., Webb, K., et Yang, C. (2015) Imaging, sensing, and commu-

- nication through highly scattering complex media. Technical report, PURDUE UNIV LAFAYETTE IN.
- Popoff, S., Lerosey, G., Fink, M., Boccarda, A. C., et Gigan, S. (2010a) Image transmission through an opaque material. *Nature Communications*, 1(May) : 81.
- Popoff, S. M., Lerosey, G., Carminati, R., Fink, M., Boccarda, a. C., et Gigan, S. (2010b) Measuring the transmission matrix in optics : An approach to the study and control of light propagation in disordered media. *Physical Review Letters*, 104(10) : 1–4.
- Qiao, Y., Peng, Y., Zheng, Y., Fangwei, Y., et Xianfeng, C. (2017) Second-harmonic focusing by a nonlinear turbid medium via feedback-based wavefront shaping. *Optics Letters*, 42(10) : 1895–1898.
- Schlegel, J., Köritzner, J., et Boxhammer, V. (2013) Plasma in cancer treatment. *Clinical Plasma Medicine*, 1(2) : 2–7.
- Schroeder, H. et Chin, S. L. (2004) Visualization of the evolution of multiple filaments in methanol. *Optics Communications*, 234(1-6) : 399–406.
- Sinefeld, D., Bifano, T. G., et Xu, C. (2017) Nonlinear Adaptive Optics : Aberration Correction in Three Photon Fluorescence Microscopy for Brain Imaging. *Proceedings of SPIE*, 10073(314) : 1–7.
- Thompson, C. A., Webb, K. J., et Weiner, A. M. (1997) Diffusive media characterization with laser speckle. *Applied Optics*, 36(16) : 3726–3734.
- Thompson, J. V., Hokr, B. H., Throckmorton, G. A., Wang, D., Scully, M. O., et Yakovlev, V. V. (2017) Enhanced Second Harmonic Generation Efficiency via Wavefront Shaping. *ACS Photonics*, 4(7) : 1790–1796.
- Vellekoop, I. M. (2015) Feedback-based wavefront shaping. *Optics Express*, 23(9) : 12189.
- Vellekoop, I. M. et Mosk, a. P. (2007) Focusing coherent light through opaque strongly scattering media. *Optics letters*, 32(16) : 2309–2311.
- Vellekoop, I. M. et Mosk, a. P. (2008) Phase control algorithms for focusing light through turbid media. *Optics Communications*, 281(11) : 3071–3080.
- Vogel, A., Noack, J., Hüttman, G., et Paltauf, G. (2005) Mechanisms of femtosecond laser nanosurgery of cells and tissues. *Applied Physics B*, 81(8) : 1015–1047.
- Wilkes, Z. W., Varma, S., Chen, Y.-H., Milchberg, H. M., Jones, T. G., et Ting, A. (2009) Direct measurements of the nonlinear index of refraction of water at 815 and 407 nm using single-shot supercontinuum spectral interferometry. *Applied Physics Letters*, 94(211102) : 1–4.
- Wilson, B. C. et Patterson, M. S. (2008) The physics , biophysics and technology of photodynamic therapy The physics , biophysics and technology of photodynamic therapy. *Physics in Medicine & Biology*, 53 : R51–R109.

- Woedtke, T. V., Metelmann, H., et Weltmann, K. (2014) Clinical Plasma Medicine : State and Perspectives of in Vivo Application of Cold Atmospheric Plasma. *Contributions to Plasma Physics*, 117(2) : 104–117.
- Xiaodong, T., Ju, L., Tuwin, L., Ramiro, R., Yi, Z., et Joel, K. (2017) A three-photon microscope with adaptive optics for deep-tissue in vivo structural and functional brain imaging. *Proc.SPIE*, 10051 : 10051 – 10051 – 9.
- Yaqoob, Zahid ; Psaltis, D. S. F. M. Y. C. (2009) Optical Phase Conjugation for Turbidity Suppression. *Nature Photonics*, 2(2) : 110–115.
- Yu, H., Park, J., Lee, K., Yoon, J., Kim, K., Lee, S., et Park, Y. (2015) Recent advances in wavefront shaping techniques for biomedical applications. *Current Applied Physics*, 15(5) : 632–641.
- Zhou, C. et Liu, L. (1995) Numerical study of Dammann array illuminators. *Applied Optics*, 34(26) : 5961–5969.