



**HAL**  
open science

# Endommagement surfacique de la silice avec des faisceaux laser type LMJ

Matthieu Veinhard

► **To cite this version:**

Matthieu Veinhard. Endommagement surfacique de la silice avec des faisceaux laser type LMJ. Optique [physics.optics]. Aix Marseille Université, 2019. Français. NNT: . tel-02363517

**HAL Id: tel-02363517**

**<https://theses.hal.science/tel-02363517>**

Submitted on 15 Nov 2019

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

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

## ED 352 PHYSIQUE ET SCIENCES DE LA MATIERE

Institut Fresnel / UMR 7249

Thèse présentée pour obtenir le grade universitaire de docteur

Discipline : Optique, Photonique et Traitement d'Image

Matthieu VEINHARD

---

# ENDOMMAGEMENT SURFACIQUE DE LA SILICE AVEC DES FAISCEAUX LASER DE TYPE LMJ

---

Soutenue le 13/02/2019 devant le jury composé de :

Laurent BERTHE	PIMM – Paris, France	Rapporteur
Guillaume DUCHATEAU	CELIA – Talence, France	Rapporteur
Ji-Ping ZOU	LULI – Palaiseau, France	Examinatrice
Philippe BOUYER	IOGS – Talence, France	Examinateur
Luc BERGÉ	CEA – Bruyères-le-Châtel, France	Examinateur
Laurent LAMAIGNÈRE	CEA-CESTA – Le Barp, France	Directeur de thèse
Jean-Yves NATOLI	Institut Fresnel – Marseille, France	Directeur de thèse

Numéro national de thèse/suffixe local : 2019AIXM0029/006ED352



*“The brick walls are there for a reason. The brick walls are not there to keep us out. The brick walls are there to give us a chance to show how badly we want something. Because the brick walls are there to stop the people who don’t want it badly enough. They’re there to stop the other people.”*

— Randy Pausch, The Last Lecture

A ma Famille, et à mes Amis

–



Cette oeuvre est mise à disposition selon les termes de la [License Creative Commons Attribution - Pas d'Utilisation Commerciale - Pas de Modification 4.0 International](https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/)

## REMERCIEMENTS

---

L'accomplissement de ces travaux de thèse a été une expérience incroyable, tant sur le plan scientifique que sur le plan humain. Cela a été un vrai plaisir de travailler au sein du CEA/CESTA pendant ces trois années, et, sans la contribution de nombreux collègues, le soutien de ma famille et de mes amis, ces travaux n'auraient certainement pas vu le jour. Je tiens donc à remercier chacun d'entre eux dans ces quelques paragraphes, que leur contribution ait été majeure ou mineure.

Je tiens à remercier dans un premier temps les membres de mon jury de thèse, pour avoir pris le temps de relire mon manuscrit ainsi que pour leurs remarques pertinentes sur mes travaux. Merci donc aux deux rapporteurs de ce manuscrit Guillaume Duchateau et Laurent Berthe ainsi qu'aux examinateurs, Ji-Ping Zou, Philippe Bouyer et Luc Bergé.

Si les nombreux résultats présentés dans ce manuscrit sont d'aussi bonne qualité, c'est en grande partie grâce à Laurent L. et Jean-Yves Natoli, respectivement mon encadrant et mon directeur de thèse. Votre savoir et votre implication envers vos étudiants font que nous donnons le meilleur de nous-même pour mener à bien nos travaux. Vous avez su me guider tout au long de cette thèse, et vous avez su m'aider à grandir tant sur le plan scientifique que sur le plan humain. Cela a été un véritable honneur de travailler avec vous. J'espère que nous collaborerons à nouveau dans le futur. Laurent, je n'oublierai jamais ces longues discussions dans ton bureau qui faisaient suite soit aux résultats positifs, soit aux moments de doute quant au traitement des données ou à l'interprétation des résultats. Tu as toujours su me guider dans ces moments et je t'en remercie. Jean-Yves, cette thèse serait sûrement très différente sans les nombreuses et passionnantes réunions d'avancement de thèse que nous avons effectuées, lors desquelles tu as toujours su donner un regard critique et pertinent sur les idées (parfois farfelues) que nous avions avec Laurent.

Je tiens également à remercier Bernard C., Geneviève C., François G., Denis P., Jérôme D. et Vincent B., membres de ma hiérarchie au sein du département, du service et du laboratoire. Merci d'avoir accepté ma candidature, ainsi que pour avoir financé et suivi de près mes travaux. Denis, une partie des résultats de ce manuscrit ont été obtenus à la suite d'une demande de mesures de ta part, je tiens donc à te remercier plus particulièrement.

Des remerciements chaleureux doivent également être adressés aux membres de l'équipe MELBA : Romain P., Roger C. et Odile B., avec qui j'ai eu l'honneur et le plaisir de travailler au quotidien. Romain, quelques lignes ne seront jamais suffisantes pour te remercier de tout ce que tu as fait lors de ces trois années à travailler avec toi. L'ensemble des résultats de ma thèse n'auraient certainement pas pu voir le jour sans ta bonne humeur et sans l'implication, l'enthousiasme et le professionnalisme dont tu as fait preuve lors des longues journées que nous avons passées à aligner et régler le banc puis à effectuer les mesures. Je n'oublierai jamais les discussions (toujours très sérieuses

et professionnelles) que nous avons entre les minutes qui séparent les tirs laser. Roger, tu as apporté ton expérience et ton savoir-faire tout au long de cette thèse et, toi aussi, tu as su m'orienter et m'aider à traiter et interpréter mes résultats lors de nos discussions dans ton bureau. Merci ! Odile, tu as également participé à l'alignement, la collecte et le traitement des mesures effectuées sur MELBA. Un grand merci à toi pour avoir apporté ton expérience et ton aide tout au long de ma thèse et d'avoir eu la patience de nous supporter moi et Romain.

Je tiens également à remercier, Florian T., Stéphane B. et Claude R. pour cette collaboration sur les masques de phase qui a été très fructueuse en résultats et en discussions de fin d'après-midi.

Un grand merci également à mes collègues du laboratoire de métrologie optique pour les discussions sur mes travaux ou lors des pauses déjeuner à débattre des sujets d'actualité. Ainsi, merci à Gérard R., Nadja R., Thierry (Titi) D., Christel (Criri) A., Isabelle (Zazazounette) L., Laure E., Sandrine F., Christophe L., Sebastien M., Gaël G. et Sandy C. Plus particulièrement, merci à Thierry et Christel pour m'avoir assisté lors de mes premières heures en manip à initier des dommages sur le feu banc LUTIN.

Je n'oublierai également pas de remercier mes collègues des autres laboratoires du CEA/CESTA, avec qui j'ai pu collaborer de près ou de loin. Ainsi, merci à Olivier S., Jérôme N., Daniel T., Cédric M., Xavier J., David H., Pierre G. et Jean-Luc R. Plus particulièrement, un grand merci à Bertrand R. pour ces longues heures passées sur la machine de polissage, accompagnées de discussions sur la prise de vue en photo animale. Je remercie également Edouard B. pour m'avoir formé à l'utilisation du logiciel MIRO et m'avoir aidé lors des simulations numériques de la propagation du faisceau MELBA. Merci également à mes collègues du club photo, Dominique L., Philippe R. et Philippe G.

Merci également à ma famille et à mes amis de Paris, Marseille ou Bordeaux pour leur soutien qui s'est avéré particulièrement précieux dans les derniers mois de ma thèse. D'abord à mes amis et collègues post docs, doctorants et stagiaires du CEA et de l'Institut Fresnel. Pour ces sorties après les conférences ou après les journées à travailler sur nos travaux respectifs afin de décompresser et refaire le monde autour de quelques verres. Ainsi, merci à Georges, Dam Bé, Alexandre (B), Quentin, Thomas, Romain, Martin, Mathilde, Nicolas, Carole, Clémence, Marine, Mélanie, François Réné, Brice, Sébastien, Emilia, Emma, Lucas, Léa, Julie, Clément, Estelle, Margaux, Elodie, Diane et Lauriane. Merci également à mes collègues de bureau Alexandre et Florian, je leur souhaite bonne chance pour la rédaction de leurs manuscrits et pour leurs soutenances. De même, merci à Charles. Je te confie les clés du banc MELBA, prends en soin, et je te souhaite bonne chance pour la suite de ta thèse ! Je n'oublierai jamais nos discussions sur les différents types de blanquettes.

Finalement, je tiens à remercier chaleureusement mes amis de la fac, Jonathan (ma petite Page), Gabriel, Guilhem et Julien pour ces soirées à Bordeaux et au Pays Basque. Les cours du master fusion semblent loin désormais... Paul, merci pour ces soirées dans les différents bars de danse de Bordeaux et Paris. Merci également à mes amis rencontrés lors des soirées Bordelaises, Arthur, Nelson, Marine, Maud et Amélie.

## TABLE DES MATIÈRES

Remerciements	iii
Glossaire	vii
Introduction Générale	1
<b>1 L'ENDOMMAGEMENT LASER : UN DES VEROUS TECHNOLOGIQUES DES LASERS DE PUISSANCE</b>	<b>5</b>
1.1 Description d'un faisceau du laser Mégajoule . . . . .	5
1.2 Origines de l'endommagement laser des composants optiques . . . . .	7
1.2.1 Fabrication des optiques de silice du laser Mégajoule . . . . .	7
1.2.2 Modification de la structure de bande de la silice par les SSD . . . . .	10
1.2.3 Mécanismes de l'endommagement laser dans la silice . . . . .	10
1.3 Métrologie de l'endommagement laser . . . . .	12
1.4 La croissance des dommages . . . . .	14
1.4.1 Probabilité de croissance . . . . .	15
1.4.2 Dynamique de croissance . . . . .	16
1.5 Propagation d'un laser intense dans un matériau . . . . .	19
1.5.1 Equations de Maxwell dans un milieu diélectrique . . . . .	19
1.5.2 Effet Kerr et instabilité modulationnelle . . . . .	20
1.5.3 Rétrodiffusion Brillouin stimulée et conversion FM-AM . . . . .	24
1.5.4 Mathématiques et Informatique pour la Résolution de problèmes d'Optique : MIRÒ . . . . .	28
<b>2 MELBA : MOYEN D'ENDOMMAGEMENT LASER ET BANC D'ANALYSE</b>	<b>31</b>
2.1 Section $1\omega$ . . . . .	31
2.1.1 Source . . . . .	31
2.1.2 Table Pilote . . . . .	33
2.1.3 Section d'amplification . . . . .	35
2.2 Salle haut flux . . . . .	36
2.3 Métrologie du faisceau et du composant . . . . .	37
2.3.1 Métrologie du faisceau . . . . .	37
2.3.1.1 Mesure du profil spatial . . . . .	37
2.3.1.2 Mesure de l'énergie . . . . .	39
2.3.1.3 Mesure du profil temporel . . . . .	39
2.3.1.4 Mesure du Spectre à $1$ et $3\omega$ . . . . .	43
2.3.1.5 Front d'onde . . . . .	45
2.3.2 Métrologie du composant . . . . .	46
2.3.2.1 Le microscope Leica . . . . .	46
2.3.2.2 Le microscope Navitar . . . . .	47
2.4 Traitement des images . . . . .	48
2.4.1 Tir de « calage » . . . . .	49
2.4.2 Calcul de la cartographie de fluence . . . . .	50
2.4.3 Traitement des images du microscope Leica . . . . .	52
2.4.4 Suivi de la croissance . . . . .	53

---

3	L'INITIATION DES DOMMAGES LASER	57
3.1	Influence de la durée d'impulsion . . . . .	58
3.2	Amorçage des dommages par un masque de phase . . . . .	59
3.2.1	Prérequis . . . . .	59
3.2.2	Observation expérimentale de la surintensification . . . . .	61
3.2.3	Densité de dommages mesurée avec les masques de phase . . . . .	63
3.2.4	Morphologie des dommages . . . . .	65
3.3	Impact de la propagation non-linéaire . . . . .	70
3.3.1	Dispositif et protocole expérimental . . . . .	70
3.3.2	Simulations numériques et modèle physique . . . . .	73
3.3.3	Résultats . . . . .	73
3.3.3.1	Impact de la propagation du faisceau sur la répartition de l'énergie . . . . .	74
3.3.3.2	Mesure de la densité de dommages . . . . .	77
3.3.4	Impact de la conversion FM-AM . . . . .	79
4	ETUDE PARAMÉTRIQUE DE LA CROISSANCE DES DOMMAGES	87
4.1	Etude statistique . . . . .	87
4.1.1	Protocole expérimental . . . . .	88
4.1.2	Probabilité de croissance en fonction de la fluence et de la durée d'impulsion . . . . .	91
4.1.3	Coefficients de croissance en fonction de la fluence et de la durée d'impulsion . . . . .	98
4.2	Croissance d'un dommage unique . . . . .	99
4.2.1	Observation de comportements de croissance atypiques . . . . .	100
4.2.2	Dispositif expérimental et traitement des données pour l'observa- tion en surface et en volume . . . . .	101
4.2.3	Etude paramétrique de l'évolution de la morphologie du dommage	107
	Conclusions et perspectives	114
A	PROBABILITÉS ET COEFFICIENTS DE CROISSANCE CALCULÉS TIR À TIR	119
A.1	Probabilité de croissance . . . . .	119
A.2	Coefficients de croissance . . . . .	122
	BIBLIOGRAPHIE	125

---

- CEA Commissariat à l'Énergie Atomique et aux Énergies Alternatives
- LLNL Lawrence Livermore National Laboratory
- LMJ Laser MégaJoule
- MELBA Moyen d'Endommagement Laser et Banc d'Analyse
- MFS Mise en Forme Spatiale
- MFT Mise en Forme Temporelle
- MPA Module de Pré-Amplification
- SRE Système de Régulation de l'Énergie
- KDP Dihydrogène-Phosphate de Potassium ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ )
- DKDP Dihydrogène-Phosphate de Potassium partiellement deutéré ( $\text{D}_{1-x}\text{KH}_x\text{PO}_4$ )
- FIT Profil temporel plat, acronyme anglais de « Flat In Time »
- SSD Dommages sous-surfaciques, acronyme anglais de « Sub-Surface Damage »
- MIRÒ Mathématiques et Informatique pour la Résolution de problèmes d'Optique
- STRESO Spectrographe à Trois RESeaux (réseaux)
- STROM Spectrographe Trois OMega
- DSP Densité Spectrale de Puissance
- Nd :phosphate Cristal laser de verre de phosphate dopé au néodyme
- FCI Fusion par Confinement Inertiel
- NIF National Ignition Facility
- CESTA Centre d'Études Scientifiques et Techniques d'Aquitaine
- FM-AM Conversion de la modulation de phase en modulation d'amplitude
- FDHM Full Duration at Half Maximum
- DMS Damage Mapping System
- D-T Deuterium-Tritium



## INTRODUCTION GÉNÉRALE

---

En 1960, T. Maiman [1] réalise le premier « LASER » (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) en pompant un cristal de rubis avec des lampes flash. Les années suivantes, les lasers ont trouvé de nombreuses applications dans divers domaines (médecine, astronomie, découpe industrielle, télécommunications...). Ces applications nécessitant des énergies de plus en plus élevées, la technologie laser et les procédés optiques se sont adaptés aux besoins. Peu après le laser de T. Maiman, et avec l'augmentation en énergie, l'endommagement des cristaux de rubis représentait déjà une limitation de la durée de vie des cavités optiques [2].

Peu de temps avant l'avènement des lasers, lors de la conférence « *Atoms For Peace* », J. Nuckolls [3] propose l'utilisation de micro-billes de Deuterium-Tritium (D-T) entourées par une cavité d'or pour reproduire, à petite échelle, les conditions de température et de pression présentes lors de l'amorçage des réactions de fusion thermonucléaires de l'arme nucléaire. On parle de Fusion par Confinement Inertiel (FCI). La réussite de la FCI réside en l'utilisation d'une source capable de déposer précisément une grande quantité d'énergie en un temps court (typiquement quelques nanosecondes). Le laser, inventé peu après, représente alors une technologie prometteuse afin d'effectuer ce dépôt d'énergie. Le laboratoire Américain Lawrence Livermore (LLNL, « *Lawrence Livermore National Laboratory* ») développe alors de nombreux lasers de haute énergie (de l'ordre du kilojoule), tels que Shiva, Omega ou encore Nova. Ces moyens expérimentaux ont permis de lever les premiers verrous technologiques et dimensionner les prochaines générations de lasers de puissance. Ainsi, la construction du « *National Ignition Facility* » (NIF) débute en 1997. Cette installation consiste en 196 faisceaux laser délivrant une énergie totale sur la cible de 1,8 MJ.

En 1996, la France, ainsi que quarante trois autres états signent le traité d'interdiction complète des essais nucléaires. De nouveaux moyens doivent alors être mis en oeuvre afin de vérifier et de garantir la fiabilité des armes de dissuasion. Dans ce but, le développement de trois outils est placé sous la directive du Commissariat à l'Energie Atomique et aux énergies alternatives (CEA) : l'outil de radiographie à rayons X « *EPURE* », le super-calculateur « *TERA-10* » et le « *Laser MégaJoule (LMJ)* ». Le LMJ est l'homologue Français du NIF. L'énergie est transportée par 176 faisceaux aux longueurs d'onde de 1053 nm ( $1\omega$ ), puis 351 nm ( $3\omega$ ) après conversion de fréquence. Chaque faisceau contenant une énergie de 8 kJ (après conversion de fréquence) pour une durée d'impulsion d'environ 3 ns, soit une énergie totale de 1,4 MJ. Sur chaque faisceau, l'énergie est répartie de façon homogène sur une section carrée de  $400 \times 400 \text{ mm}^2$ . Le LMJ est également mis à la disposition des laboratoires académiques afin d'étudier le comportement de la matière dans des conditions extrêmes. Selon les besoins de l'expérience, le profil et la durée de l'impulsion du faisceau sont ajustés.

Du fait des hautes énergies des lasers de puissance tels que le NIF et le LMJ, l'endommagement laser des composants optiques n'a cessé d'être au coeur des problématiques du développement et, aujourd'hui, de la maintenance de ces installations. L'amélioration des procédés de fabrication des optiques a permis de s'affranchir de l'endommagement



laser sur chaîne à  $1\omega$ . Après la section d'amplification, les cristaux convertisseurs de fréquence du LMJ sont exposés à de hautes valeurs de densité d'énergie à trois longueurs d'onde. Des études menées au CEA-CESTA [4] ont montré qu'un conditionnement laser sur chaîne prévient de l'endommagement des cristaux lors des expériences laser. En aval des cristaux, le réseau  $3\omega$  est également exposé aux trois longueurs d'onde. Des solutions technologiques [5] ont été apportées afin d'éliminer la problématique de l'endommagement laser sur ce composant. L'endommagement laser est donc, aujourd'hui, limité aux composants optiques de silice situés après le réseau, exposés au faisceau  $3\omega$ . Des défauts sous la surface de ces optiques, issus des procédés de polissage, sont susceptibles d'absorber l'énergie dans la section UV et endommager l'optique. Parmi les rares dommages initiés, certains sont susceptibles d'augmenter en taille lors des tirs suivants. A terme, cette croissance des dommages dégrade les performances des optiques et augmente les coûts de maintenance de la machine. Il est donc primordial pour une installation comme le LMJ de comprendre les mécanismes à l'origine de l'endommagement laser afin d'en limiter l'impact sur la chaîne. L'étude de l'endommagement des composants optiques est réalisée en laboratoire, le plus souvent avec des faisceaux laser commerciaux. Les profils temporels et spatiaux de ces installations sont, pour la plupart, gaussiens et le profil et la durée de l'impulsion ne sont pas accordables par l'utilisateur. Leurs diamètres sont de l'ordre de la centaine de micromètres.

Ces bancs d'essai ont permis d'effectuer les premières mesures fines de l'endommagement [6, 7] et de comprendre les principaux mécanismes à l'origine de la dégradation des composants optiques. Notamment, ces installations ont démontré que l'endommagement des composants de silice est dû à la présence de défauts répartis sous la surface du composant [8, 9], qui absorbent l'énergie laser [10]. Pour diverses raisons, l'endommagement se produit en grande majorité sur la face de sortie du composant.

A terme, il est cependant nécessaire d'étudier l'endommagement laser avec un faisceau plus représentatif du NIF ou du LMJ que celui délivré par les laser commerciaux. Par exemple, la durée d'impulsion du LMJ étant accordée selon les besoins de l'expérience, il est nécessaire d'étudier l'évolution des lois de l'endommagement laser en fonction de ce paramètre. Une distribution homogène de l'énergie sur une surface centimétrique est également plus représentative du LMJ qu'un faisceau gaussien de quelques centaines de micromètres. Cette surface importante vis à vis de la taille des dommages initiés (de l'ordre du micromètre) représente également un avantage pour effectuer des mesures statistiques de probabilité et de dynamique de croissance.

Afin de mieux comprendre les mécanismes de l'endommagement laser des composants optiques sur les lasers de puissance, il est donc nécessaire d'étudier ce phénomène avec un faisceau UV à 351 nm pour une énergie d'une dizaine de joules, répartie de façon homogène sur une surface centimétrique et dont la forme et la durée de l'impulsion peuvent être accordées.

Un tel faisceau a été utilisé lors de cette thèse afin d'étudier l'initiation et la croissance des dommages ainsi que l'impact de la propagation non-linéaire sur la mesure de l'endommagement des composants optiques épais.

Des mesures de la probabilité de croissance ont été préalablement réalisées par les équipes du LLNL [11, 12]. Ces mesures ont montré que la probabilité de croissance dépend de la fluence et de la taille du dommage. Cependant, l'impact de la durée d'impulsion n'a pas été étudié lors de ces travaux. Cette équipe a également montré que l'évolution de la surface des dommages augmente de façon exponentielle au cours des

---

tirs pour des durées d'impulsion supérieures à 2 ns, et de façon linéaire pour les durées d'impulsion plus courtes [13]. Dans notre cas, l'utilisation d'un faisceau d'une surface plus grande de plusieurs ordres de grandeur que celle des dommages initiés permet également d'étudier la croissance de dommages jusque des tailles centimétriques, peu reportées dans la littérature. Pour ces tailles de dommages, d'autres comportements que l'augmentation exponentielle ou linéaire de la surface pourraient être observés.

Afin de garantir le maintien du vide de la chambre d'expériences du LMJ, le hublot de chambre, composant optique épais (34 mm) est placé à l'interface entre la chaîne laser et la chambre d'expérience. L'étude de l'endommagement du hublot est complexe. En effet, divers phénomènes non-linéaires sont susceptibles d'augmenter localement la densité d'énergie du faisceau. Sans une mesure fine de la répartition de l'énergie après la propagation dans l'épaisseur du composant, la mesure de la tenue au flux des composants épais n'est pas possible.

Le premier chapitre de ce manuscrit décrit les mécanismes physiques à l'origine de l'initiation et la croissance des dommages ainsi qu'un état de l'art de ces problématiques. Ces deux phénomènes dépendent principalement de la densité d'énergie du faisceau. La propagation non-linéaire modifie cette répartition de l'énergie et peut donc fausser les mesures en l'absence d'une métrologie dédiée. Les mécanismes à l'origine de ces effets non-linéaires ainsi que les solutions apportées afin d'en limiter l'impact sur le faisceau sont donc également présentés dans cette partie.

Le second chapitre présente le banc spécifique d'endommagement laser MELBA, conçu, comme évoqué plus haut, pour se rapprocher des conditions d'irradiation du LMJ. Ce banc sera utilisé pour toutes les mesures reportées dans cette thèse. Les principales caractéristiques de la chaîne laser, notamment la mise en forme temporelle, la modulation de phase, la mise en forme spatiale, l'amplification, la conversion de fréquence et le transport vers le composant optique testé sont présentés. Le banc laser MELBA est équipé de nombreux diagnostics de haute résolution afin de caractériser finement les propriétés du faisceau (profil spatial, temporel, spectre, front d'onde) et d'observer et quantifier l'initiation et la croissance des dommages. Ce chapitre détaille également les différents diagnostics ainsi que les mesures effectuées afin de qualifier le faisceau.

A partir des mécanismes physiques introduits dans le premier chapitre et de l'exploitation du banc laser présenté dans le second chapitre, la suite de ce manuscrit sera consacrée à la présentation des résultats de l'étude de l'endommagement laser en fonction de différents paramètres.

Le troisième chapitre présentera les mesures réalisées afin de qualifier la tenue au flux des composants optiques dans le cadre de trois problématiques. Dans un premier temps, nous verrons l'impact de la durée d'impulsion sur la tenue au flux. Dans un second temps, nous verrons que la diffraction du faisceau par un défaut sur une optique est susceptible d'endommager les composants situés en aval. Cette thématique fait l'objet d'une thèse spécifique menée actuellement au CEA-CESTA. La collaboration avec l'équipe en charge de cette étude a amené à la réalisation de masques de phase utilisés lors des mesures de la croissance des dommages. Le principe ainsi que la qualification de ces masques de phase seront détaillés dans ce chapitre. Puis, nous présenterons les mesures réalisées afin de qualifier la tenue au flux de composants épais via un système d'imagerie dédié. Ces mesures sont comparées à des simulations numériques résolvant l'équation de Schrödinger non linéaire avec le champ électrique calculé à partir de me-

sures expérimentales fines de la distribution spatiale de l'énergie et de la phase du faisceau.

Le quatrième et dernier chapitre de ce travail présente les résultats de l'étude de la croissance des dommages en fonction des propriétés du faisceau laser. Cette étude est scindée en deux parties. Dans un premier temps, nous présenterons les résultats de l'étude de la croissance d'une population de dommages initiés par les masques de phase à différentes durées d'impulsion. Les masques de phase ont été retirés pour les tirs de croissance. Les résultats de mesure sur l'évolution de la probabilité et la dynamique de croissance en fonction de la durée d'impulsion seront présentés. Dans un second temps, nous présenterons les résultats de l'étude de la croissance de dommages dont le diamètre dépasse le millimètre. Les résultats de ces mesures ont présenté des comportements de croissance différents de ceux décrits dans la littérature. La nature de ces comportements nous a amenés à observer l'évolution de la structure sous-surfacique des dommages au cours des tirs. Nous verrons que l'évolution de la morphologie de ces dommages, quantifiée via l'analyse fractale, dépend de la durée d'impulsion. L'utilisation de l'outil fractal pour décrire la morphologie des dommages pourrait donner des pistes de réponse quand aux disparités observées dans l'étude statistique.

---

## L'ENDOMMAGEMENT LASER : UN DES VEROUS TECHNOLOGIQUES DES LASERS DE PUISSANCE

L'endommagement laser de composants optiques est un processus complexe, mettant en jeu divers phénomènes physiques. Ce chapitre présente une vue d'ensemble de la problématique de l'endommagement sur les lasers de puissance tel que le Laser Mégajoule. Si la densité d'énergie est suffisamment élevée, le faisceau laser est susceptible d'initier des dommages. Les mécanismes à l'origine de l'initiation seront présentés dans la [section 1.2](#). Aux tirs suivants, les dommages initiés représentent une zone fragilisée du matériau. Cette zone est alors susceptible d'absorber à nouveau le flux laser et d'augmenter en surface et en volume. On parle alors de « croissance des dommages ». Un état de l'art sur la croissance des dommages sera présenté dans la [section 1.4](#). Pour la croissance comme pour l'initiation, nous verrons que la densité d'énergie, communément définie comme la fluence du faisceau, est le paramètre le plus critique. Des effets non-linéaires indésirables sont susceptibles de modifier la fluence et perturber la mesure. Ces effets indésirables seront présentés dans la [section 1.5](#). L'impact de ces effets sur la répartition de l'énergie dans les faisceaux peut, entre autres, être simulé via le logiciel MIRO, développé au CEA/CESTA. Ce logiciel sera également présenté dans la [section 1.5](#).

### 1.1 Description d'un faisceau du laser Mégajoule

Le laser Mégajoule (LMJ) a pour but de reproduire, à l'échelle de l'installation, les conditions de température et de pression mises en jeu lors de l'ignition des réactions de fusion thermonucléaires. Chacun des 176 faisceaux du LMJ a donc été dimensionné afin de délivrer sur la cible une énergie de 8 kJ en ultraviolet (UV) sur une durée de 3 ns. Comme le montre la [figure 1.1](#), la cible est constituée d'une micro-chambre d'or contenant, au centre, une bille de Deuterium-Tritium (DT) cryogénique recouverte d'une couche plastique. L'interaction entre les faisceaux UV et la paroi de la micro-chambre entraîne la production de rayons X chauffant la paroi plastique. Cette dernière s'expand et, selon le principe d'actions réciproques, comprime le micro-ballon de DT.

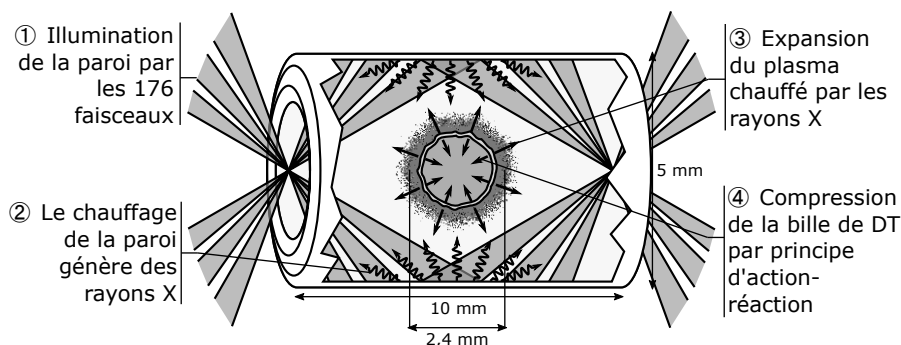
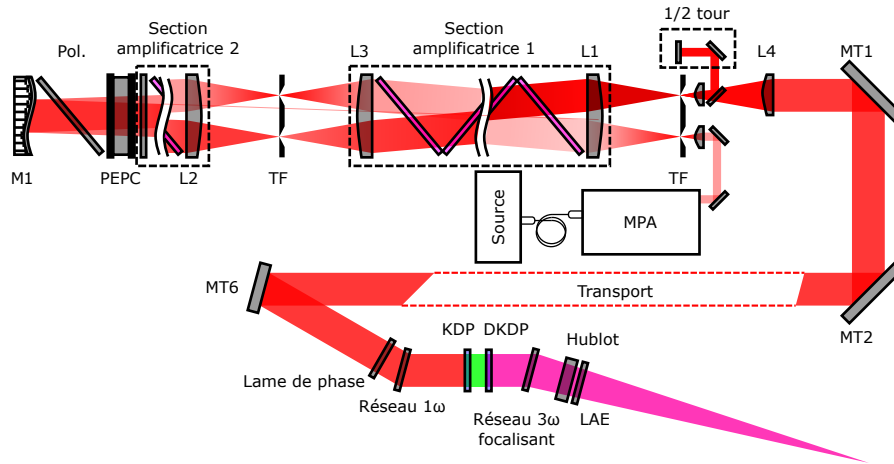


Figure 1.1 – Principe de la fusion par confinement inertiel

Un schéma simplifié d'un faisceau du laser Mégajoule est reporté [figure 1.2](#). L'impulsion lumineuse initiale est générée par la source. Cette dernière délivre un faisceau de quelques nJ d'énergie à la longueur d'onde de 1053 nm sur une durée de 3 ns, dont la phase est modulée par une fonction sinusoïdale de 2 GHz. Le but de cette modulation est d'éliminer l'effet Brillouin dans la chaîne. Ce faisceau est ensuite injecté par fibre dans le Module de Pré-Amplification (MPA). Ce dernier amplifie l'énergie lumineuse d'un facteur  $10^9$  et mets le faisceau en forme spatialement. En sortie du MPA l'énergie laser est de l'ordre du Joule et est répartie homogènement sur une section carrée de 40 mm de coté.



**Figure 1.2** – Schéma simplifié du laser Mégajoule. M<sub>1</sub> : miroir déformable ; Pol. : Polariseur ; PEPC : Cellule de Pockels ; TF : Filtrage spatial ; MT : Miroirs de transport ; KDP : cristal doubleur ; DKDP : cristal tripleur ; LAE : Lame anti-éclats ; L<sub>n</sub> : Lentilles ; MPA : Module de préamplification

Le faisceau est alors élargi sur une section carrée de 400 mm de coté et transporté vers la section d'amplification. Deux aller-retours dans 16 plaques de verres de Phosphate dopées au Néodyme et pompés par lampes flash permettent d'amplifier l'énergie du laser jusque 15 kJ.

Après amplification, le faisceau est transporté vers le Système de Conversion de fréquence et Focalisation (SCF). Ce dernier est composé d'un assemblage de cristaux de Dihydrogène-Phosphate de Potassium ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$  : KDP), crystal doubleur de fréquence, de Dihydrogène-Phosphate de Potassium partiellement deutéré ( $\text{D}_{1-x}\text{KH}_x\text{PO}_4$  : DKDP), crystal tripleur de fréquence, et de réseaux. Le premier réseau ( $R_{1\omega}$ ) a pour but de compenser la différence de chemin optique induite par le second réseau. Ce réseau ( $R_{3\omega}$ ) permet, à la fois de séparer les résidus de la longueur d'onde fondamentale et de l'harmonique d'ordre 2 et de focaliser l'harmonique de troisième ordre sur la cible. L'énergie du faisceau après conversion de fréquence est de l'ordre de 8 kJ.

L'interface entre le SCF et la chambre d'expérience est assuré par le hublot de chambre. Afin de garantir le maintien du vide ( $\sim 10^{-6}$  mbar) de la chambre d'expérience, ce composant a une épaisseur de 34 mm. Cette épaisseur est optimisée pour être à la fois la plus mince possible (afin de limiter l'impact des effets non-linéaires) et suffisamment épaisse pour assurer une tenue mécanique au vide sans déformation.

Les variations d'indice ainsi que la rugosité de surface dans les optiques de la chaîne laser induisent localement des retards de phase dans le faisceau. Au cours de la propa-

gation, ces retards de phase sont convertis en modulations d'amplitude. La qualité des optiques du LMJ permet de restreindre ces modulations d'amplitude. Les valeurs de fluence maximales attendues à 1 et  $3\omega$  sont respectivement de 28 et  $15\text{ J/cm}^2$  [14].

Les améliorations des procédés de fabrication des optiques [15, 16] ont permis aux dernières technologies de prévenir l'endommagement aux fluences maximales à  $1\omega$  et limiter la densité de dommages à  $0,01\text{ Dommage/cm}^2$  aux fluences maximales à  $3\omega$ .

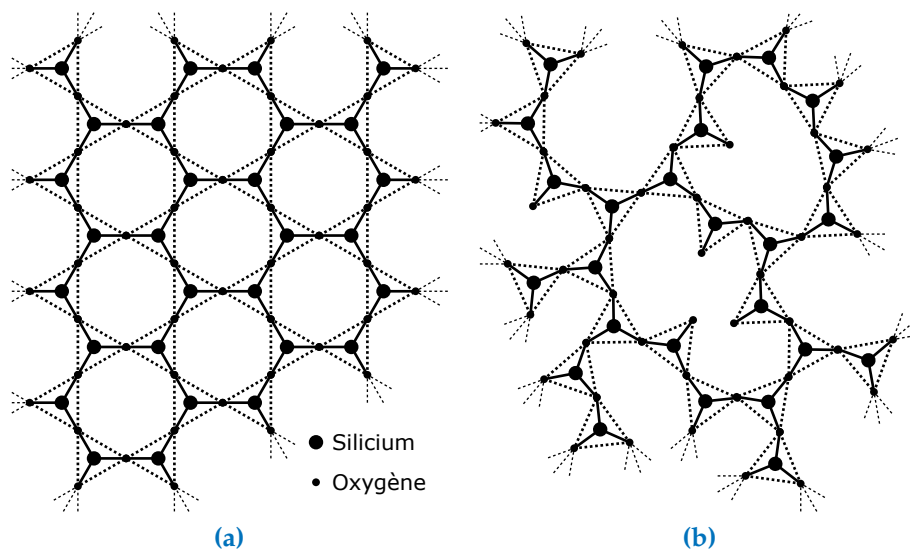
L'endommagement des optiques est donc aujourd'hui limité aux optiques de fin de chaîne, exposées aux plus hautes valeurs d'énergie à  $3\omega$ . Plus particulièrement, nous verrons que l'épaisseur du hublot de chambre a pour effet d'augmenter la valeur de fluence sur la face de sortie. Nous verrons également que la face de sortie des composants est la plus susceptible de s'endommager.

C'est pour ces raisons que le hublot de chambre est le composant le plus critique de la chaîne. Il est nécessaire de s'assurer que la propagation non linéaire d'un faisceau nominal du LMJ de  $8\text{ kJ}$  n'augmente pas la probabilité d'endommager ce composant.

## 1.2 Origines de l'endommagement laser des composants optiques

### 1.2.1 Fabrication des optiques de silice du laser Mégajoule

Sur l'ensemble des 176 lignes du LMJ, on dénombre environ 3600 composants optiques, dont la majeure partie est composée de silice fondue synthétique de formule chimique  $\text{SiO}_2$ . Cette molécule est abondamment présente dans la nature, et est transparente dans le spectre visible. C'est cette propriété qui justifie son utilisation en optique. Le terme silice désigne la forme vitreuse du dioxyde de silicium, par opposition à la forme cristalline (Quartz). Ces deux configurations sont solides, cependant, les molécules ou les atomes d'un cristal sont arrangés de façon ordonnée, alors que celles/ceux d'un verre ne présentent pas de symétrie particulière (*c.f.* figure 1.3). Dans les deux cas,



**Figure 1.3** – Représentation schématique de la Silice sous sa forme cristalline (Quartz) (a) et sous sa forme vitreuse (b). NB : Le quatrième oxygène de chaque tétraèdre n'est pas représenté

l'atome de silicium est relié à quatre atomes d'oxygène par liaison covalente en une géométrie moléculaire tétraédrique (c.f. figure 1.4).

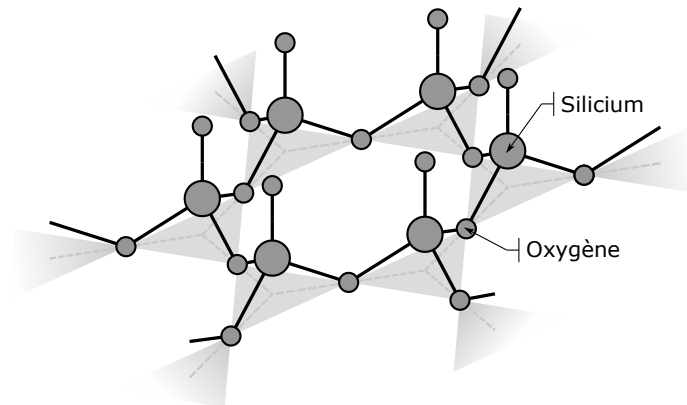
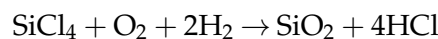


Figure 1.4 – Représentation schématique de la géométrie moléculaire de la silice.

Pour instaurer cette structure désordonnée, le composé est chauffé jusqu'à sa forme liquide, puis refroidi rapidement à une température en deçà de son point de fusion. Ce refroidissement rapide ne laisse pas le temps aux cristaux de se former. Passé une certaine température, fonction de la vitesse de refroidissement et appelée point de transition vitreuse, le liquide se solidifie, sans former de cristaux. Le désordre présent est alors figé.

C'est une autre technique de fabrication du verre qui est utilisée pour les optiques du LMJ, appelée « Outside vapor deposition (OVD) ». Cette dernière tire profit du caractère désordonné d'un gaz et permet d'obtenir un matériau extrêmement pur, ce qui est primordial pour la tenue au flux de l'optique fabriquée. Au cours de ce procédé, un gaz de tétrachlorure de silicium est oxydé, à une température située entre 1300 et 1600 °C puis condensé sur un substrat froid en rotation, selon la réaction suivante :

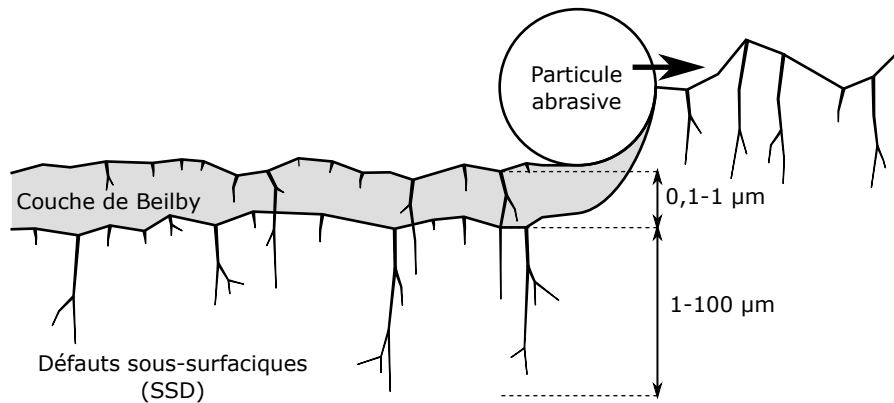


Une préforme de silice est alors produite, le résultat étant poreux, le produit final est placé dans un four à induction à 2000 °C, coulé dans un moule en graphite puis figé. Il est ensuite détourné et ébauché par une scie diamantée. Après vérification de l'homogénéité, le bloc de silice est poli. Cette étape est réalisée au moyen de liquides contenant des abrasifs en suspension. Plusieurs étapes sont alors nécessaires, utilisant des abrasifs de plus en plus fins. A l'issue de ces étapes, l'optique est plane et transparente. Des retouches locales peuvent finalement être employées afin d'obtenir, en fin de polissage, une rugosité RMS (« Root Mean Square ») inférieure à 2 nm.

Les différentes étapes de polissage induisent l'apparition de fractures sous-surfaciques [8, 9]. Ces fractures hébergent des polluants issus des étapes de polissage ainsi que des défauts dans la structure de la silice. Dans tous les cas, on parle de défauts sous-surfaciques (SSD, « Sub-Surface Damage »). En plus des SSD, l'action physico-chimique des abrasifs utilisés lors du polissage produit une sous-couche surdensifiée de silice, appelée Couche de Beilby (c.f. figure 1.5).

Les procédés comme l'acidage et le MRF (Magneto Rheologic Finishing) permettent de fortement limiter la présence de ces fractures sous-surfaciques qui constituent des sites précurseurs d'absorption et d'amplification du champ électrique favorisant l'en-

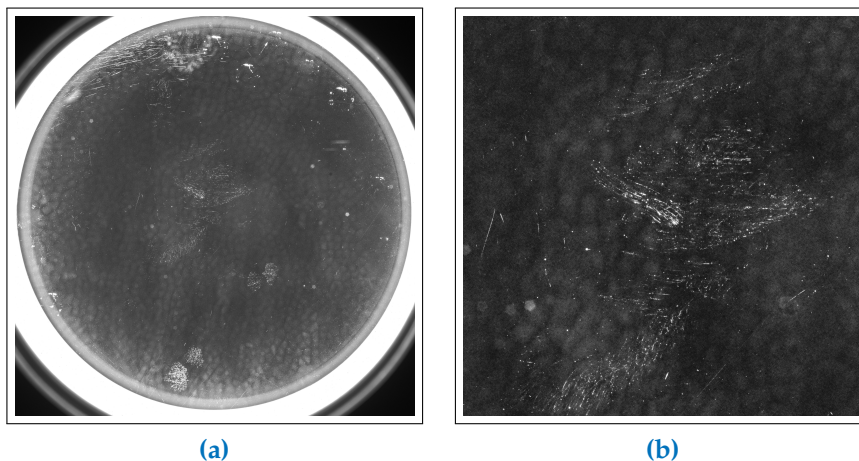




**Figure 1.5** – Représentation schématique des différentes couches induites par les procédés de polissage.

dommagement laser. L'acidage permet également d'éliminer les polluants issus des procédés de polissage. Les principales sources de SSD restent les rares fractures sous-surface ainsi que les polluants issus des étapes de nettoyage que subit l'optique après le polissage [17]. Nous ferons donc l'hypothèse que seuls les défauts structuraux sont à l'origine de l'initiation des dommages. Une technique d'acidage profond est actuellement en cours d'étude au CEA/CESTA, et permettra de réduire d'avantage la quantité de SSD.

Un acidage léger permet également de révéler ces SSD. A titre d'exemple, une lame de silice de 34 mm d'épaisseur a été acidée par une solution de HF-HNO<sub>3</sub>. Ce procédé permet d'éroder uniformément les lames, le but étant dans ce cas de révéler leur structure sous surface. Dans les deux cas environ 1,2 µm de matière a été enlevée sur les deux faces. Ces lames ont ensuite été cartographiées par la technique DMS [18] (Damage Mapping System). Le résultat de cette observation sur la lame de 34 mm d'épaisseur est représenté sur la figure 1.6. Lors de cette mesure, l'échantillon est illuminé sur sa tranche par un ensemble de LEDs, la lumière émise par ces dernières est diffractée par



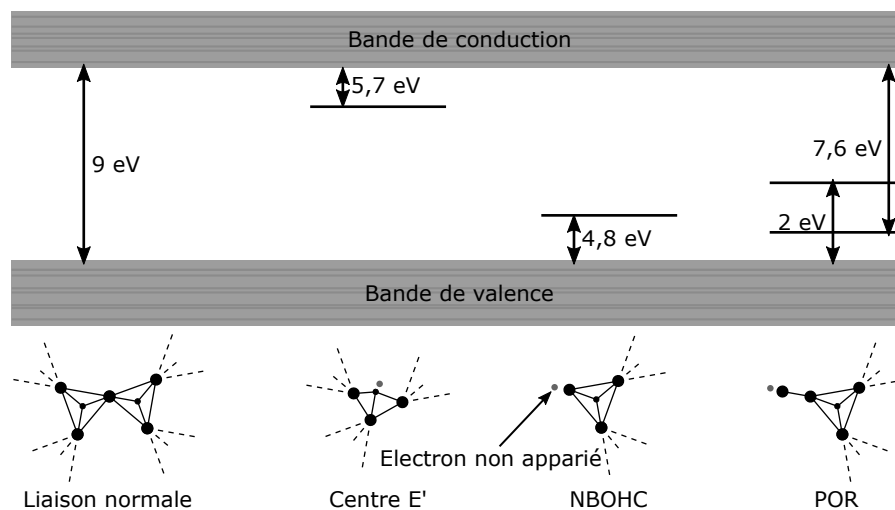
**Figure 1.6** – (a) Photographie acquise via la technique DMS [18] d'une lame de silice de 34 mm d'épaisseur acidée par une solution de HF-HNO<sub>3</sub> sur environ 1,2 µm. (b) Zoom sur la zone centrale de la figure 1.6a



les défauts. Une photographie haute résolution est alors capturée. Les SSD révélés par l'acidage sont clairement visibles. De nombreuses fractures et rayures peuvent être observées. Ce sont ces défauts dans la structure de la silice qui sont à l'origine de l'absorption du flux laser et, par conséquent, de l'initiation des dommages. La silice exempte de défauts est transparente aux photons  $3\omega$ . Cette propriété vient du fait que la bande interdite de 9 eV du matériau est supérieure à l'énergie des photons du laser (3,5 eV). La section suivante montre que les défauts induisent localement des niveaux d'énergie supplémentaires dans la bande interdite, ce qui favorise l'absorption des photons du laser.

### 1.2.2 Modification de la structure de bande de la silice par les SSD

Lors de l'initiation d'un dommage laser à la surface d'un composant, une partie du flux lumineux incident est absorbée. Il est donc nécessaire que l'énergie des photons incidents soit suffisante pour exciter/ioniser les électrons du matériau. La silice étant un matériau diélectrique, sa structure quantique s'organise en bandes : une bande de valence ; une bande interdite et une bande de conduction (c.f. [figure 1.7](#)). Ce sont les défauts structuraux présents dans la matrice, et, plus particulièrement sur les parois des fractures sous-surfaciques, qui vont absorber le flux et provoquer l'endommagement. Ces défauts induisent des niveaux d'énergie supplémentaires [10], se situant dans la bande interdite. Ces défauts sont alors susceptibles d'absorber le flux lumineux excitant/ionisant les électrons présents dans les autres bandes. Quelques exemples de défauts et les transitions énergétiques qui leurs sont associées sont représentés sur la [figure 1.7](#).

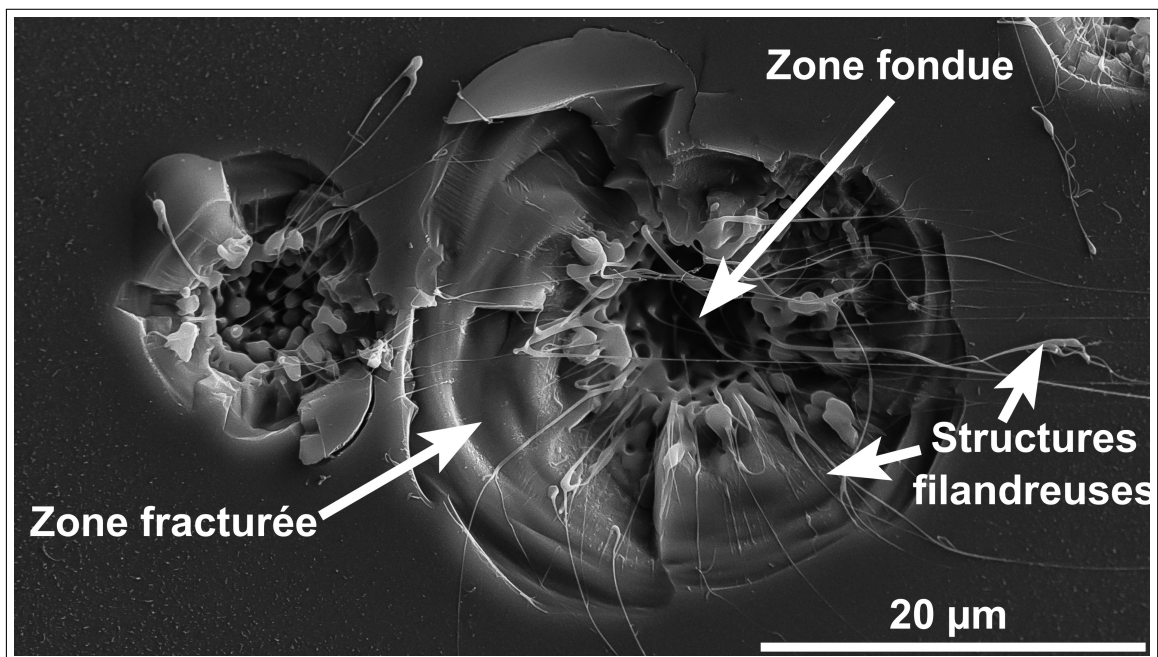


**Figure 1.7** – Exemples (non exhaustif) des défauts de la structure de la silice, ainsi que les transitions énergétiques associées. NBOHC : « Non-Binding Oxygen Hole Center », POR : Radical peroxyde. Les niveaux d'énergie sont tirés de la référence [10].

### 1.2.3 Mécanismes de l'endommagement laser dans la silice

La section précédente a montré que les défauts sous surfaciques induisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite. Lors du passage du faisceau sur une zone présentant

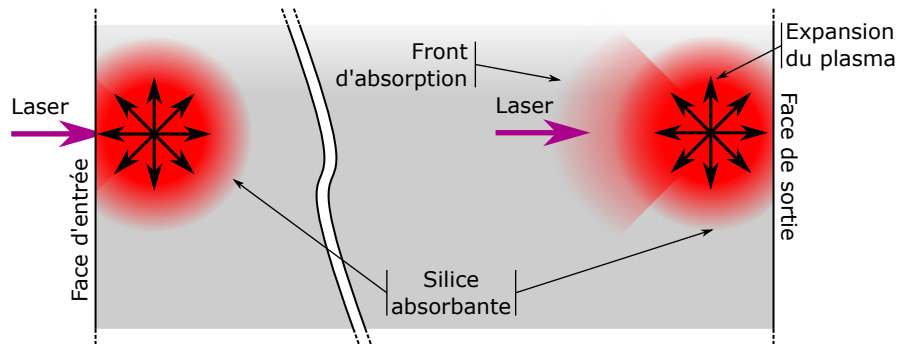
des SSD, les photons du laser vont donc exciter les électrons présents dans ces niveaux par absorption mono et multi-photonique. Cette énergie est ensuite convertie en chaleur [19]. L'augmentation locale de la température modifie la valeur de la bande interdite (cette dernière est fonction de la température). Si la température dépasse 5000 K, la silice est absorbante aux photons du faisceau laser [20, 21]. Si ce seuil est dépassé, la température du milieu augmente donc au fur et à mesure de l'impulsion laser et un front d'absorption se crée au niveau des zones dont la température dépasse 5000 K et remonte le faisceau incident [22]. Au dessus de 10000 K le rayonnement de corps noir produit une émission de photons UV [23]. Ces rayons UV ionisent la silice environnante et créent des électrons libres, ainsi qu'un plasma. C'est l'expansion de ce plasma qui peut finalement apporter un endommagement observable. En effet, la température et la pression apportées par l'absorption du flux par la matrice et par le plasma sont suffisantes pour dépasser le point de fusion de la silice. De plus, la pression résultante de la diffusion de la chaleur dans la maille ainsi que la détente du plasma engendre une onde de choc. Les contraintes apportées par cette onde de choc sont suffisantes pour fracturer la zone environnante. L'observation post-mortem au microscope électronique à balayage (c.f. [figure 1.8](#)) montre donc qu'un dommage laser est typiquement constitué d'un coeur de silice fondue entouré de fractures. Des structures filandreuses peuvent également être observées au coeur du dommage. Ces structures n'ont jamais été décrites par la littérature.



**Figure 1.8** – Micrographie acquise au microscope électronique à balayage, d'un dommage laser initié via la procédure décrite dans la [section 3.2](#)

Dans le cas où le défaut initiateur est situé en face d'entrée, l'expansion du plasma est freinée et la propagation du front d'absorption interrompue par l'interface silice-air. Seule une petite surface de silice absorbante est exposée au faisceau laser. A contrario, si le défaut initiateur est situé en face de sortie, le front d'absorption est exposé au laser dans la matrice (c.f. [figure 1.9](#)). Il est donc possible de conclure que, pour une même

densité d'énergie, la probabilité d'endommagement de la face de sortie est supérieure à celle de la face d'entrée.



**Figure 1.9** – Représentation schématique de la différence entre l'interaction du faisceau avec un défaut situé sur la face d'entrée et avec un défaut situé sur la face de sortie du composant.

### 1.3 Métrologie de l'endommagement laser

Afin d'étudier l'initiation des dommages en laboratoire, différentes procédures de test ont été développées. Deux procédures expérimentales sont le plus souvent employées, chacune donnant accès à des informations différentes.

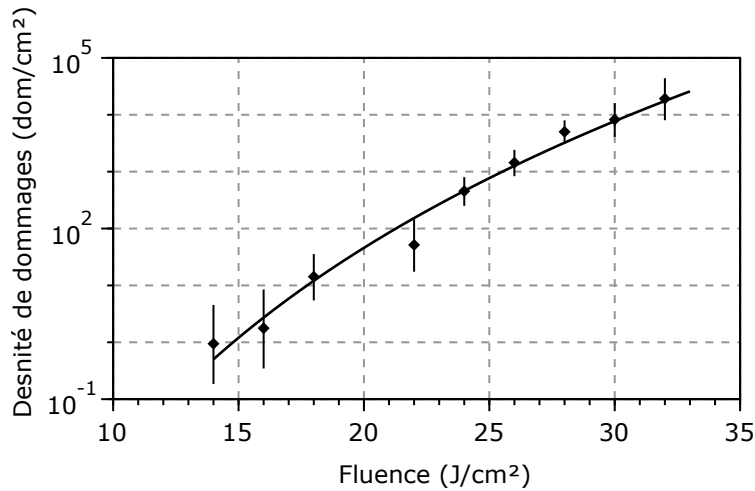
La procédure « 1-on-1 » [24] permet de déterminer la probabilité d'endommagement. Cependant, cette procédure nécessite une grande surface testée afin de mesurer de faibles probabilités d'initiation (inférieures à 3%). Pour répondre à cette problématique, la procédure « *rasterscan* » [6] a été développée. Ces procédures sont décrites en détail dans les travaux de CHAMBONNEAU [5] et DIAZ [25].

Ces tests sont généralement effectués avec des faisceaux laser spatialement gaussiens, micrométriques. La fluence est alors définie comme le rapport entre l'énergie et la surface à  $1/e$  du faisceau. Un tir correspond donc à une seule fluence.

Les résultats donnés par ces deux procédures peuvent être exprimés en probabilité d'endommagement  $\mathcal{P}(F)$  et en « densité de dommages »  $\mathcal{D}(F)$  (soit le nombre de dommages initiés par unité de surface) en fonction de la fluence  $F$ . L'avantage de la densité de dommages est de tenir compte de la taille du faisceau [6, 7].

Lors de cette thèse, un faisceau spatialement homogène, centimétrique, permettant de se rapprocher au mieux des faisceaux LMJ, a été utilisé (*c.f.* chapitre 2). L'étude de l'initiation est réalisée avec ce faisceau via un protocole expérimental similaire à la procédure 1-on-1. Pour différentes raisons, l'homogénéité de ce type de profil spatial n'est pas parfaite. Il en résulte que un tir couvre une certaine gamme de fluences. L'avantage d'un tel faisceau est donc de couvrir, en un seul tir, une surface centimétrique avec différentes fluences. Une valeur de fluence est attribuée à chaque pixel de l'image du profil spatial. La fluence ayant initié un dommage est donc définie comme la moyenne des valeurs de fluence des pixels correspondant à la position du dommage sur la cartographie de fluence. Plus d'informations sur cette mesure seront données dans le chapitre 2.

Un exemple de courbe de densité de dommages réalisée via le banc laser décrit dans le chapitre 2 est représenté sur la figure 1.10.



**Figure 1.10** – Exemple de l'évolution de la densité de dommages en fonction de la fluence mesurée via le banc laser décrit dans le [chapitre 2](#). Les points expérimentaux ont été paramétrés avec l'équation 1.2 et les intervalles de confiance estimés selon la référence [6]

Les dommages initiés lors de ces tirs sont classés par groupes de fluence. La densité de dommages est alors mesurée en fonction du nombre de dommages dans chaque groupe,  $\mathcal{N}(F)$ ; le nombre de pixels contenus dans cette classe de fluence  $n(F)$  et la surface d'un pixel  $S_{px}$ , tel que,

$$(1.1) \quad \mathcal{D}(F) = \frac{\mathcal{N}(F)}{n(F)S_{px}}$$

FEIT *et al.* [26] ont démontré que la densité de dommages en fonction de la fluence peut être paramétrée par une loi de puissance telle que,

$$(1.2) \quad \mathcal{D}(F) = aF^\beta$$

Avec  $a$  et  $\beta$  les paramètres d'ajustement des points expérimentaux. L'intervalle de confiance de chaque mesure de densité de dommages peut être estimée [6] en supposant que les défauts précurseurs sont indépendants les uns des autres et répartis aléatoirement sous la surface du composant. Dans ce cas, la probabilité d'ammorcer  $k$  dommages sur une surface  $S$  d'un composant de surface  $\Sigma$  suit une distribution de Poisson telle que,

$$(1.3) \quad P(k) = \frac{\nu^k e^{-\nu}}{k!}$$

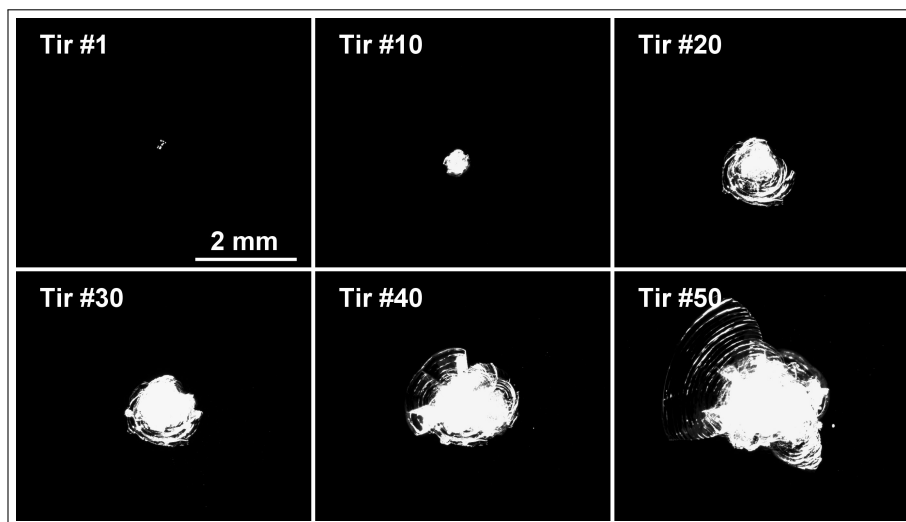
Avec  $\nu = \mathcal{N}S/\Sigma$ , le nombre de dommages attendu sur la surface  $S$ ,  $\mathcal{N}$  étant le nombre de défauts présents sur la surface du composant,  $\Sigma$ . L'intervalle de confiance définissant  $\nu$ , pour un niveau de confiance de  $1 - \varepsilon$ , peut s'écrire  $\nu \in [\nu_{\min}; \nu_{\max}]$ . Les valeurs de  $\nu_{\min}$  et  $\nu_{\max}$  sont déterminées selon les relations suivantes,

$$(1.4) \quad \int_{v=0}^{v_{\min}} \frac{v^k e^{-v}}{k!} dv = \frac{\varepsilon}{2}$$

$$(1.5) \quad \int_{v_{\max}}^{+\infty} \frac{v^k e^{-v}}{k!} dv = \frac{\varepsilon}{2}$$

#### 1.4 La croissance des dommages

A posteriori de l'initiation d'un dommage laser sur une chaîne optique, la zone endommagée est plus fragile. En raison des mécanismes à l'origine de l'initiation, ces zones ont des propriétés chimiques et optiques différentes d'une silice non endommagée. En effet, plusieurs études [27, 28] ont observé le spectre de photoluminescence de la silice avant et après l'initiation de dommages laser. Les dommages ont été initiés sous différentes conditions laser (longueur d'onde, durée d'impulsion). Avant l'initiation, deux bandes spectrales de faible intensité, centrées sur 1,9 et 2,7 eV ont été observées. Après l'initiation des dommages laser, quelles que soient les conditions de l'initiation, l'intensité de ces bandes spectrales a augmenté de plusieurs ordres de grandeur selon la longueur d'onde d'excitation. D'autres bandes spectrales centrées sur 2,2 et 4,3 eV ont également été systématiquement observées après l'initiation. Les bandes centrées sur 1,9; 2,7 et 4,3 eV ont été associées aux NBOHC (1,9 eV) et aux défauts ODC (Oxygen Deficiency Center) (2,7 et 4,3 eV) [29]. La bande centrée à 2,2 eV est associée à différents défauts décrits dans les références [30–32]. Ces défauts résultent des fortes températures et pressions à l'origine de l'initiation du dommage. La concentration en défauts structuraux est donc bien plus importante sur un dommage initié que sur une silice vierge. Par conséquent, aux tirs suivants, ces défauts sont susceptibles d'absorber à nouveau le flux laser via les mêmes mécanismes que pour l'initiation. Comme le montre la [figure 1.11](#), la taille du dommage augmente donc au fur et à mesure des tirs.



**Figure 1.11** – Exemple d'une séquence de croissance d'un dommage laser ( $3\omega$ ,  $\tau = 5 \text{ ns}$ ,  $\langle F \rangle = 7 \text{ J/cm}^2$ )

Cette « réignition » du processus d'endommagement a été étudiée par DEMOS *et al.* [33]. Dans cette étude, les auteurs ont initié des dommages avec un laser spatialement gaussien de 3 ns de durée d'impulsion, à une longueur d'onde de 355 nm, et à une fluence d'environ  $24 \pm 4 \text{ J/cm}^2$ . Les dommages initiés ont ensuite été illuminés par ce même laser, à différentes fluences. L'intensité du plasma formé par l'absorption des défauts a été mesurée par microscopie de fluorescence. Les principales observations de cette étude sont que en deçà de  $2 \text{ J/cm}^2$  aucune émission lumineuse est observée. Entre 2 et  $5 \text{ J/cm}^2$  l'émission du plasma reste localisée à peu de sites au sein du cratère du dommage. Au dessus de  $5 \text{ J/cm}^2$ , le plasma couvre l'ensemble de la zone endommagée. En mesurant l'intensité lumineuse du plasma, les auteurs ont également observé que celle-ci augmente de façon exponentielle avec la fluence du laser. Nous verrons dans les sections suivantes que ces observations sont cohérentes avec les observations de probabilité de croissance, qui sont systématiquement faibles en dessous de  $5 \text{ J/cm}^2$ .

La croissance des dommages a principalement été étudiée par les équipes du laboratoire américain Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL) [11, 12, 34–36] et du CEA/CESTA [37–39]. Le phénomène de croissance est généralement décliné en deux approches. La première est phénoménologique et vise à étudier la dynamique de la croissance (*e.g.* l'évolution de la surface ou du diamètre équivalent du dommage au cours des tirs). La seconde approche étudie, quant à elle, la probabilité de croissance d'un dommage selon ses caractéristiques et les propriétés du laser. Ces deux approches et leurs résultats marquants sont présentées ci-après.

#### 1.4.1 Probabilité de croissance

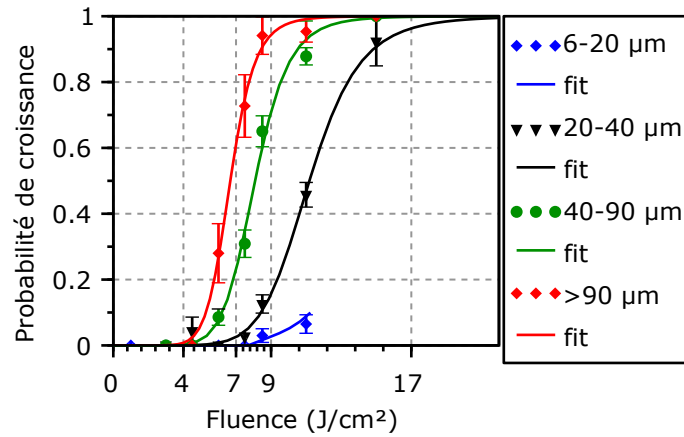
Il a été observé que la croissance d'un dommage n'est pas systématique, mais probabiliste [12, 36]. L'étude statistique de la croissance des dommages a été précédemment décrite dans les travaux de NEGRES *et al.* [11, 12, 35] et de NORTON *et al.* [34]. Dans ces expériences, un échantillon est préalablement endommagé en y focalisant un faisceau gaussien à des intervalles réguliers sans recouvrement. Les dommages sont ensuite classés selon leur surface et irradiés  $n$ -fois par un faisceau au profil spatial homogène, centimétrique, recouvrant toute la surface scannée. A chaque tir, le profil spatial, l'énergie du faisceau et la surface endommagée sont mesurés. Ces mesures permettent de calculer la fluence locale ayant illuminé un dommage.

Le principal inconvénient de ces mesures est que deux lasers différents sont utilisés pour l'initiation et la croissance. De nouvelles séries de mesures ont donc été réalisées lors de cette thèse en utilisant le laser MELBA (*c.f.* chapitre 2) pour l'initiation et la croissance. Le protocole expérimental de ces mesures est décrit dans le chapitre 4. L'initiation des dommages a été réalisée avec les masques de phases présentés dans la section 3.2.

Ces mesures ont confirmé deux résultats principaux de la littérature. Dans un premier temps, nous pouvons observer sur la figure 1.12 que la probabilité de croissance  $\mathcal{P}(F)$  augmente avec la fluence  $F$ . Cette augmentation peut être paramétrée par une courbe sigmoïde telle que,

$$(1.6) \quad \mathcal{P}(F) = 1 - \frac{1}{1 + (F/F_{50\%})^p}$$





**Figure 1.12** – Evolution de la probabilité de croissance en fonction de la fluence, pour différentes tailles de dommages initiés. Ces résultats sont issus des mesures décrites dans le [chapitre 4](#)

Avec  $F_{50\%}$  la fluence associée à une probabilité de croissance de 50 % et  $p$  un paramètre définissant la pente de la courbe. Les intervalles de confiance sont estimés selon la relation suivante,

$$(1.7) \quad \%error = \sqrt{\frac{\mathcal{P}(1 - \mathcal{P})}{n}}$$

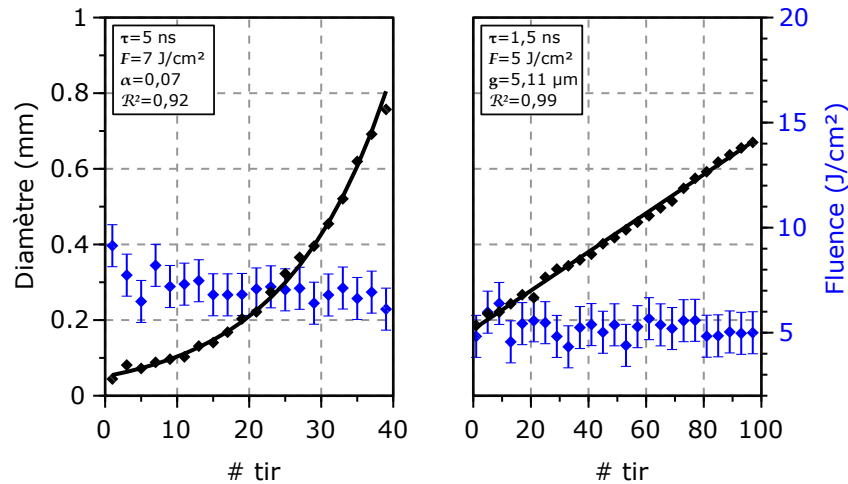
Avec  $n$  le nombre de sites illuminés à la fluence  $F$  utilisés pour le calcul de la probabilité. Dans un second temps, la [figure 1.12](#) montre également que la probabilité de croissance dépend de la taille du dommage initié. A iso-fluence, plus un dommage est gros, plus sa probabilité de croissance est élevée.

#### 1.4.2 Dynamique de croissance

Le phénomène de croissance a d'abord été observé en 1996, puis étudié en 1999 sur le laser SLAB du LLNL [15]. C'est avec cette installation qu'un comportement a priori exponentiel de l'évolution de la surface endommagée, sur la face de sortie, au cours des tirs a été observé. A partir de 2009, un nouveau laser a été mis en œuvre par le laboratoire Américain : OSL (Optical Science Laser) dont le profil temporel peut-être mis en forme. Les expériences ont également montré une seconde dynamique, à priori linéaire, d'une part pour des durées d'impulsion inférieures à 2 ns (Profil temporel plat, ou « FIT », acronyme de « Flat In Time ») et d'autre part pour les dommages en face d'entrée [13]. Ces comportements ont également été observés lors des mesures de croissance réalisées sur l'installation MELBA. Nous verrons cependant dans le [chapitre 4](#) que lorsque le diamètre du dommage dépasse le millimètre, d'autres comportements que ceux décrits jusqu'alors dans la littérature sont observés. Des exemples de résultats de croissance issus des mesures présentées dans le [chapitre 4](#) sont reportés dans la [figure 1.13](#).

La dynamique exponentielle est généralement paramétrée par la loi suivante,

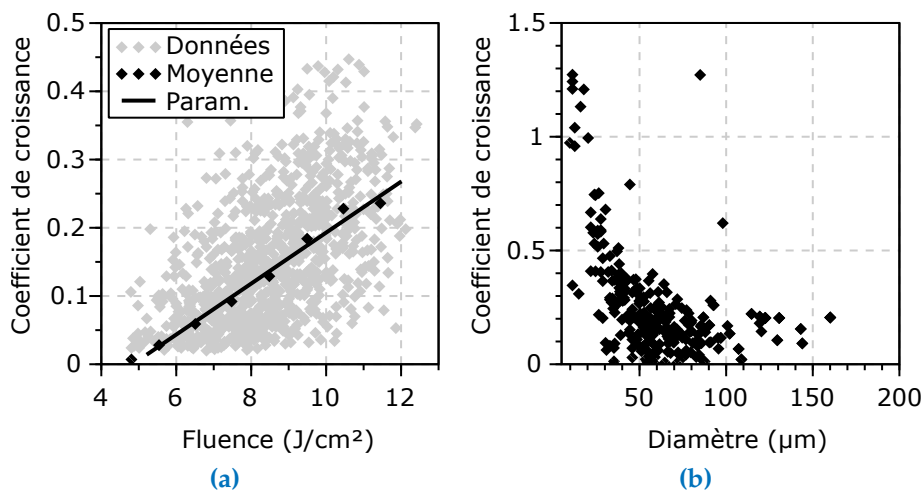
$$(1.8) \quad d_n = d_0 e^{\alpha n}$$



**Figure 1.13** – Evolution du diamètre de dommages exposés à un faisceau laser de 1,5 et 5 ns à  $3\omega$

Où  $d_n$  correspond au diamètre du dommage au tir  $n$ ;  $d_0$  au diamètre du dommage initié et  $\alpha$  correspond au coefficient de croissance. Il a été montré que ce coefficient varie selon les propriétés du laser [15, 37, 40] (durée d’impulsion [40]; fluence [13]) et de la taille du dommage amorcé [37]. A titre d’exemple, la [figure 1.14a](#) représente l’évolution du coefficient de croissance en fonction de la fluence. Les données sont issues de la référence [40]. De même, la [figure 1.14b](#) représente l’évolution du coefficient de croissance selon le diamètre du dommage. Les données sont issues de la référence [37].

L’évolution du coefficient de croissance moyen selon la fluence a été modélisé par les équipes du LLNL [15] dans le cadre de la mécanique de la rupture. Cette approche considère les mécanismes d’absorption des photons comme instantanés. En deçà du seuil de croissance, les centres précurseurs dissipent individuellement l’énergie incidente (par



**Figure 1.14** – (a) Evolution du coefficient de croissance selon la moyenne de la fluence sur la surface du dommage. Les résultats sont issus de la référence [40]. (b) Evolution du coefficient de croissance selon la taille du dommage initié. Les résultats sont issus de la référence [37].



diffusion thermique ; ondes acoustiques...) sans modifier le milieu de façon permanente. En se basant sur le critère de Griffith [41], on peut montrer que la propagation d'un dommage survient lorsque la contrainte  $\sigma$  appliquée au matériau excède une valeur critique  $\sigma_c$  telle que,

$$(1.9) \quad \sigma_c = \frac{K_{Ic}}{\sqrt{l}}$$

Où  $K_{Ic} = 0,75 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  caractérise la tenacité (mode I) de la silice, et  $l$  est la longueur caractéristique du dommage. Pour les valeurs de fluences remplissant ce critère, les fractures vont suivre une expansion axiale et latérale. La quantité de surface endommagée  $\Delta A$  produite par cette expansion est alors reliée à l'excès d'énergie  $\chi$  absorbée au delà de l'énergie critique. Pour un matériau d'énergie de surface  $\gamma$ , on peut alors écrire,

$$\frac{\Delta A}{A_0} = \frac{\chi}{\gamma} (F - F_c)$$

Auquel cas  $F_c$  correspond à la fluence  $F$  à laquelle la contrainte seuil  $\sigma_c$  est atteinte et  $A_0$  correspond à la surface du dommage initié. Si on définit le coefficient de croissance tel que  $\alpha = 1/2 \ln(A/A_0)$ , avec  $A = \Delta A + A_0$  la surface finale du dommage. On obtient donc, par identification,

$$(1.10) \quad \alpha = \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{\chi}{\gamma} (F - F_c) + 1 \right]$$

Cette relation a été utilisée afin de paramétrer les résultats de la mesure de la moyenne des coefficients alphas par classes de fluence, présentés dans le [chapitre 4](#). Les équipes du LLNL ont également montré [35] que l'écart de cette moyenne peut-être paramétré par une loi de Weibull telle que,

$$(1.11) \quad f(\alpha, k) = k\alpha^{k-1} e^{-\alpha^k}$$

Avec  $k$  un facteur paramétrant la forme de la distribution et augmentant proportionnellement avec la fluence. Plus  $k$  est élevé, plus l'écart-type augmente. Cette propriété est peut être observée sur la [figure 1.14a](#) : plus la fluence est élevée, plus les points expérimentaux sont dispersés.

Si le phénomène de croissance n'est pas limité, une optique endommagée sera rapidement obsolète et augmentera les coûts de maintenance, d'un laser de puissance. Malheureusement, ce phénomène ne se limite pas à une seule optique de la chaîne. En effet, un endommagement sur une optique va également produire des effets de diffraction emmenant à des sur-intensités locales, endommageant à leur tour les optiques situées en aval.

L'étude de la croissance des dommages avec des faisceaux spatialement gaussiens, sub millimétriques, ne permet pas une illumination homogène du dommage. De plus, la taille de ces faisceaux ne permet pas d'étudier la croissance des dommages au delà du millimètre.

Afin de refléter efficacement les caractéristiques des lasers de puissance, il est nécessaire d'étudier la croissance des dommages pour des faisceaux dont la surface est

grande comparée à la surface typique des dommages. C'est dans cette optique qu'a été développé le banc MELBA, décrit dans le [chapitre 2](#). Son diamètre est d'environ 5 mm après focalisation, pour des énergies de plusieurs joules à  $3\omega$ . Cet outil produit un faisceau millimétrique permettant de délivrer des fluences pouvant atteindre  $60 \text{ J/cm}^2$  sur le composant optique testé. Ces caractéristiques permettent l'étude statistique (stochastique) du phénomène de croissance. En effet, sur des expériences mettant en jeu des faisceaux sub-millimétrique, la surface effective peut ne pas recouvrir assez de dommages initiés et est donc moins représentative d'un laser de puissance. Avec un banc tel que MELBA, le faisceau recouvre plusieurs dommages, d'où la possibilité d'études statistiques sur l'amorçage et la croissance des dommages.

De plus, le banc MELBA permet également d'étudier la croissance de dommages dont le diamètre dépasse le millimètre. De telles tailles de dommages après croissance ont rarement été reportées dans la littérature.

Nous avons vu dans les sections précédentes que l'étude de l'initiation et de la croissance des dommages sont systématiquement dépendantes de la fluence du laser. Celle-ci peut cependant être affectée par la propagation du faisceau dans le composant optique. Les sections suivantes présentent donc comment la propagation du faisceau peut être à l'origine de l'augmentation locale de la fluence du faisceau.

## 1.5 Propagation d'un laser intense dans un matériau

### 1.5.1 Equations de Maxwell dans un milieu diélectrique

La présence d'un champ électrique induit un déplacement des charges réparties dans le milieu diélectrique. Ce déplacement engendre donc un moment dipolaire induit. Les électrons vont alors avoir un mouvement oscillant. Ces oscillations produisent à leur tour un champ électrique, polarisant de nouveau le milieu, produisant un nouveau champ, et ainsi de suite. Dans le cadre de la théorie de Maxwell, si le matériau n'est pas magnétique et n'est pas ionisé, les variations spatio-temporelles des champs électrique et magnétique obéissent aux équations suivantes,

$$(1.12) \quad \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$

$$(1.13) \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$$

$\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  correspondent respectivement aux champs électrique et magnétique ;  $\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}$  correspond au vecteur déplacement électrique,  $\mathbf{P}$  étant la polarisation du matériau résultante du passage de l'onde ;  $\varepsilon_0$  et  $\mu_0$  correspondent respectivement aux constantes électrique et magnétique. L'équation décrivant la propagation de l'onde dans le matériau est obtenue en calculant le rotationnel de l'[équation 1.12](#),

$$\begin{aligned} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) &= -\mu_0 \frac{\partial}{\partial t} (\nabla \times \mathbf{H}) \\ &= -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} \end{aligned}$$

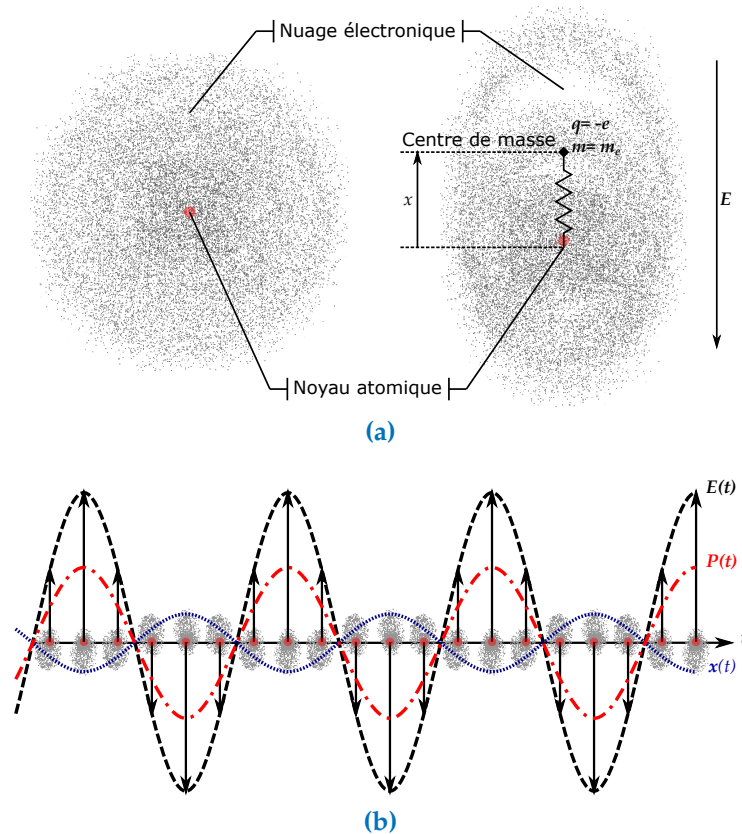
Dans le cas où le matériau est homogène,  $\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) = 0$ , il est donc possible d'écrire,  $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\nabla^2 \mathbf{E}$ . On obtient donc,

$$(1.14) \quad \nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} = 0$$

Cette équation sera utilisée comme point de départ afin d'expliquer les effets non-linéaires des sections 1.5.2 et 1.5.3. Les effets non-linéaires entrent en jeu lors d'interactions multiphotoniques. L'impact de ces interactions sur la polarisation du milieu de propagation est résumée par HE & LIU [42].

### 1.5.2 Effet Kerr et instabilité modulationnelle

Lors de la propagation d'une onde électromagnétique dans un matériau diélectrique, le champ électrique induit un déplacement des charges réparties dans le milieu. D'un point de vue quantique, la probabilité de présence de l'électron est décalée et déformée dans le sens opposé au champ électrique appliqué. Ce déplacement engendre donc un moment dipolaire induit : une polarisation (c.f. figure 1.15).



**Figure 1.15** – (a) Représentation schématique de la déformation de l'orbitale électronique d'un atome par un champ électrique. (a) Illustration de l'évolution temporelle de l'oscillation du nuage électronique avec le champ électrique et de la polarisation produite par cette oscillation.

La position du centre de masse du nuage électronique suit la variation temporelle du champ électrique. Une représentation simplifiée de ce modèle est de considérer l'électron comme relié au noyau par un ressort. L'électron est donc soumis à trois forces : la force de Lorentz déplaçant le centre de masse, la force de rappel du noyau, et une force d'amortissement issue des collisions entre les atomes et de la radiation émise par l'électron accéléré. Pour de fortes intensités du champ électrique, le rappel de l'électron n'est pas linéaire et la polarisation du milieu s'écrit [43],

$$(1.15) \quad \mathbf{P} = \chi^{(1)}\mathbf{E} + \chi^{(2)}\mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)}\mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots$$

Avec  $\chi^{(n)}$  la susceptibilité électrique d'ordre  $n$ . La silice étant un matériau désordonné,  $\chi^{(2)} = 0$ . Si l'on limite le développement de la polarisation à l'ordre trois, le vecteur déplacement électrique résultant de la polarisation du milieu par le passage de l'onde laser s'écrit [42]  $\mathbf{D} = \varepsilon_0 n^2 \mathbf{E}$ , où  $n$  correspond à l'indice total de réfraction du milieu. Ce dernier est proportionnel à l'intensité du champ électrique, tel que  $n = n_0 + n_2 |\mathbf{E}|^2$ ,  $n_0$  et  $n_2$  correspondent respectivement aux indices linéaire et non-linéaire (d'ordre 2) du matériau. L'équation 1.14 s'écrit donc ( $\mu_0 \varepsilon_0 = 1/c^2$ ),

$$(1.16) \quad \nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0$$

Avec  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide. Dans le cas d'un faisceau monochromatique, de pulsation  $\omega$ , cette équation admet pour solutions,

$$(1.17) \quad \mathbf{E}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}, t) = \mathcal{R}e [\mathbf{E}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}) e^{-i\omega t}]$$

Avec  $i$  l'unité imaginaire,  $\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}$  les coordonnées spatiales dans le repère cartésien et  $t$  l'unité de temps. En injectant l'équation 1.17 dans l'équation 1.16, on obtient,

$$(1.18) \quad \nabla^2 \mathbf{E} + \frac{\omega^2}{c^2} n^2 \mathbf{E} = 0$$

Si le faisceau se propage selon l'axe  $z$  et est polarisé linéairement selon l'axe  $x$ , cette équation admet pour solutions,

$$(1.19) \quad \mathbf{E}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}) = E(x, y, z) e^{ik_0 z} \mathbf{e}_x$$

Avec  $k_0 = n_0 \omega / c$  et  $\mathbf{e}_x$  le vecteur unité de la composante spatiale  $x$ . En substituant cette solution dans l'équation 1.18; en décomposant le laplacien entre sa composante transverse  $\nabla_{\perp}^2$  (En coordonnées cartésiennes,  $\nabla_{\perp}^2 E = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$ ) et sa composante en  $z$   $\partial^2 / \partial z^2$ ; en négligeant les termes d'ordre supérieur à 2 et dans le cadre de l'enveloppe lentement variable ( $\partial^2 E / \partial z^2 \simeq 0$ ) on obtient l'équation de Schrödinger non-linéaire,

$$(1.20) \quad \boxed{\nabla_{\perp}^2 E + 2ik_0 \frac{\partial E}{\partial z} + 2k_0^2 \frac{n_2}{n_0} |E|^2 E = 0}$$

Les lasers de puissance tels que le laser Mégajoule ou le laser MELBA, ont un profil spatial homogène. Cependant, divers phénomènes sont susceptibles de perturber la répartition spatiale de l'énergie. Dans ce cas, la solution de l'équation 1.20 s'écrit comme la superposition d'une onde plane, ne dépendant pas des variables spatiales, notée  $E_{pw}(z) = E_0 \exp(i\gamma|E_0|^2z)$ , avec  $\gamma = k_0 n_2/n_0$  et d'une faible perturbation  $\varepsilon(\mathbf{r}, z) \ll 1$ , tel que [44, 45],

$$(1.21) \quad E(\mathbf{r}, z) = E_{pw} [1 + \varepsilon(\mathbf{r}, z)]$$

Lors de la propagation dans le milieu, la phase de l'onde plane dépend donc de l'intensité du faisceau. En remplaçant l'équation 1.21 dans l'équation 1.20 et en négligeant les termes d'ordre supérieur à 1, on obtient,

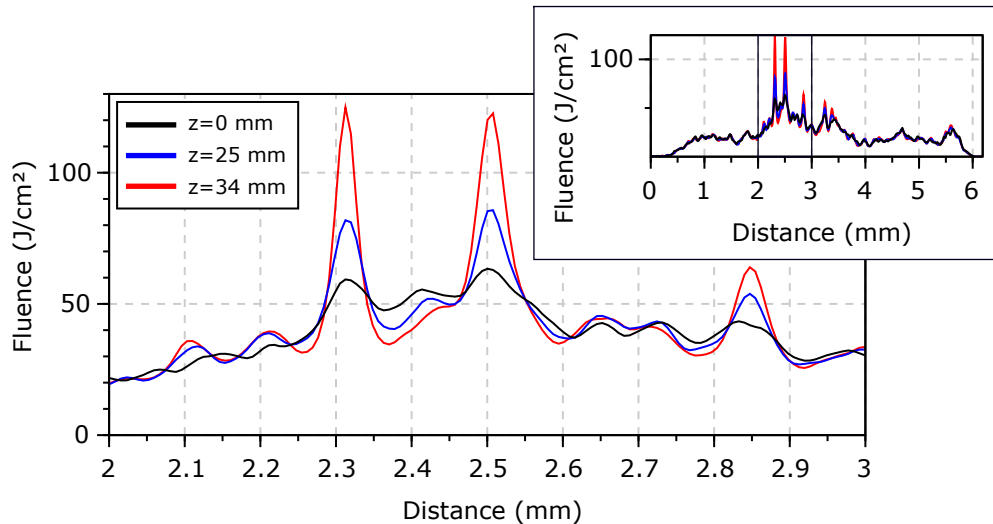
$$(1.22) \quad \frac{1}{2k_0} \nabla_{\perp}^2 \varepsilon + i \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} + 2\gamma |E_0|^2 \mathcal{R}e(\varepsilon) = 0$$

La modulation  $\varepsilon$  peut être décomposée en une modulation de phase  $\varepsilon_{\phi}$  et une modulation d'amplitude  $\varepsilon_a$ , tel que  $\varepsilon = \varepsilon_a + i\varepsilon_{\phi}$ . L'équation précédente peut alors être résolue dans l'espace de Fourier. Dans ce cas,  $\nabla_{\perp}^2 \varepsilon(\mathbf{r}, z) = -|\mathbf{k}|^2 \hat{\varepsilon}(\mathbf{k}, z)$ , avec  $\mathbf{k} = 2\pi\boldsymbol{\zeta}$  ( $\boldsymbol{\zeta}$  correspond à la fréquence spatiale) et  $\hat{\varepsilon}(\mathbf{k}, z)$  la transformée de Fourier de  $\varepsilon$ . En remplaçant  $\varepsilon$  par ces relations dans l'équation 1.22, il est possible de montrer que, dans le cas où la phase et l'amplitude ne sont pas couplées, l'évolution des densités spectrales de puissance de l'amplitude ( $\Gamma_a$ ) et de la phase ( $\Gamma_{\phi}$ ) selon  $z$  s'écrit,

$$(1.23) \quad \begin{cases} \Gamma_a(\mathbf{k}, z) = \cosh^2[g(\mathbf{k})z] \Gamma_a(\mathbf{k}, 0) + \frac{|\mathbf{k}|^4}{4k_0^2 g(\mathbf{k})^2} \sinh^2[g(\mathbf{k})z] \Gamma_{\phi}(\mathbf{k}, 0) \\ \Gamma_{\phi}(\mathbf{k}, z) = \frac{4k_0^2 g(\mathbf{k})^2}{|\mathbf{k}|^4} \sinh^2[g(\mathbf{k})z] \Gamma_a(\mathbf{k}, 0) + \cosh^2[g(\mathbf{k})z] \Gamma_{\phi}(\mathbf{k}, 0) \end{cases}$$

Avec,  $g(\mathbf{k}) = |\mathbf{k}| \sqrt{k_c^2 - |\mathbf{k}|^2} / 2k_0$  et  $k_c^2 = 4\gamma k_0 I_0$  avec  $I_0$  l'intensité du laser à  $z = 0$ . Il en ressort que, sur un faisceau présentant de faibles modulations d'amplitude et de phase, l'effet Kerr amplifie, de façon exponentielle [44, 45], les modulations dont la fréquence spatiale se situe autour de  $\boldsymbol{\zeta}_c = k_c / 2\pi = \sqrt{\gamma k_0 I_0} / \pi$ . En d'autres termes, la densité d'énergie du faisceau au niveau des modulations d'intensité augmente au cours de la propagation. Afin d'illustrer cette amplification, une simulation numérique de la propagation dans de la silice, sur 34 mm d'un faisceau Super-Gaussien de  $\sim 6$  mm de rayon, perturbé en phase et de 3 J d'énergie a été réalisée via le code MIRÒ [46, 47], résolvant l'équation de Schrödinger non-linéaire. La figure 1.16 présente le résultat de cette simulation sur une coupe du faisceau, à différentes positions de propagation selon l'axe  $z$  (Avant la propagation dans le composant, 0 mm, et aux positions sur l'axe  $z$  de 25 et 34 mm). Nous pouvons observer que la propagation non-linéaire du faisceau dans la silice a augmenté localement la fluence sur les modulations.

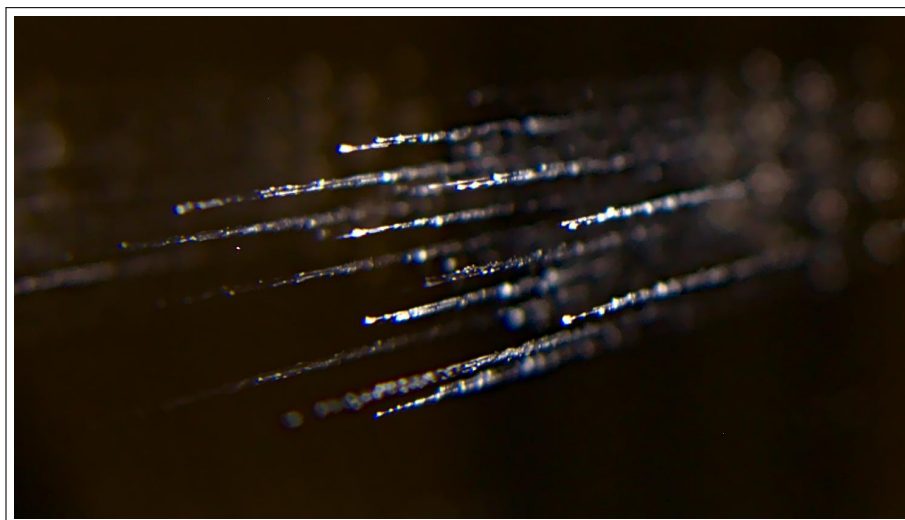
L'étude de l'initiation des dommages sur un composant optique consiste à mesurer la densité de dommages de ce dernier en fonction de la fluence du laser. Les équations régissant la propagation d'un faisceau sous l'influence de l'effet Kerr montrent que la fluence augmente au cours de la propagation.



**Figure 1.16** – Sous-pupilles de coupes d'un faisceau Super-Gaussien de 4 J d'énergie, perturbé en phase avant propagation (0 mm) et aux positions sur l'axe  $z$  de 25 et 34 mm. Les coupes en pleine pupille sont représentées dans l'insert en haut à droite.

La densité d'énergie est donc plus élevée sur la face de sortie du composant. Nous avons vu que l'initiation des dommages laser est plus probable sur la face de sortie que sur la face d'entrée. Il est donc possible de conclure que la mesure de la fluence lors de tests de tenue au flux laser sur composants optiques épais est biaisée par la propagation non-linéaire. L'étude de l'impact de l'effet Kerr sur la mesure de l'endommagement est donc primordiale.

Pour de fortes intensités laser, il a été observé [48] que l'effet Kerr peut générer des surintensités locales si importantes que le volume du composant s'endommage. Ces



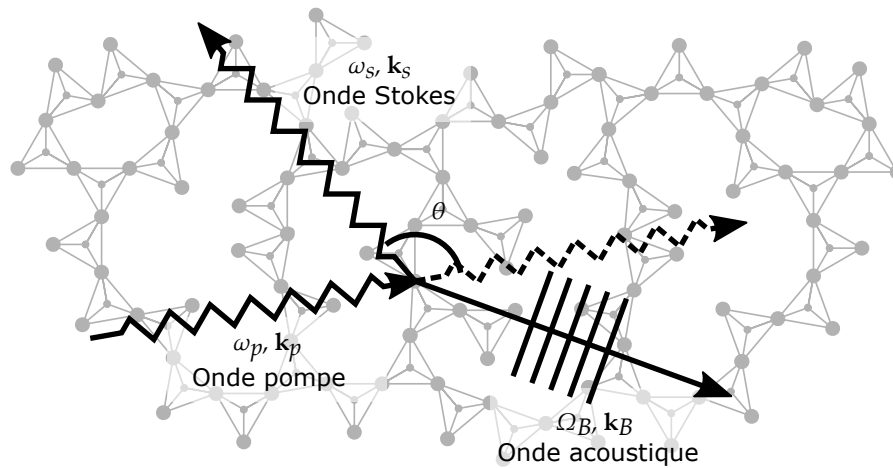
**Figure 1.17** – Photographie acquise depuis la face d'entrée d'un composant de Silice de 34 mm d'épaisseur après illumination par un faisceau intense de 5 mm de diamètre à 351 nm. Des filaments produits par l'auto focalisation du laser sont observables. Le faisceau laser se propage de la zone nette vers la zone floue.

dommages volumiques sont microscopiques et s'arrangent les uns derrière les autres en un filament. Une photographie de l'initiation de filaments dans un échantillon de silice de 34 mm d'épaisseur est reportée dans la [figure 1.17](#).

Un autre effet non-linéaire, l'effet Brillouin est susceptible d'intervenir au sein d'un laser de puissance. Cet effet a pour conséquence d'endommager la face avant des composants optiques et de dépler le faisceau principal. L'effet Brillouin ainsi que la solution retenue pour s'en prémunir sont présentés dans la section suivante.

### 1.5.3 Rétrodiffusion Brillouin stimulée et conversion FM-AM

La rétrodiffusion Brillouin stimulée est le résultat de deux phénomènes complémentaires. Dans un premier temps, l'onde électromagnétique interagit avec une onde acoustique déjà présente dans le milieu (par exemple issue de l'agitation thermique). Cette onde acoustique modifie localement, de façon périodique, la pression, la densité et la susceptibilité diélectrique du milieu. Ces modifications engendrent une variation locale périodique de l'indice de réfraction. L'onde acoustique agit donc comme un réseau de Bragg en mouvement. Cette diffusion se produit dans toutes les directions, les ondes acoustiques étant issues de l'agitation thermique, elles n'ont pas de direction privilégiée. L'onde diffusée est appelée « *onde Stokes* ».



**Figure 1.18** – Schéma de l'interaction entre l'onde pompe, l'onde acoustique et l'onde Stokes

Les conservations de l'énergie et de l'impulsion (*c.f.* [figure 1.18](#)) imposent que, pour qu'une onde optique de pulsation  $\omega_p$  et de vecteur d'onde  $\mathbf{k}_p$  soit diffractée par une onde acoustique de pulsation  $\Omega_B$  et de vecteur d'onde  $\mathbf{k}_B$  en une onde Stokes de pulsation  $\omega_s$  et de vecteur d'onde  $\mathbf{k}_s$ , les relations suivantes soient respectées,

$$(1.24) \quad \omega_s = \omega_p - \Omega_B$$

$$(1.25) \quad \mathbf{k}_s = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_B$$

Si  $\Omega_B \ll \omega_p$ , on peut montrer [[42](#), p. 226] que,



$$(1.26) \quad \Omega_B = 2n\omega_p \frac{v_a}{c} \sin(\theta/2)$$

Avec  $n$  l'indice de réfraction du milieu de propagation et  $v_a$  la vitesse de l'onde acoustique. Ainsi, lors de la propagation de l'onde pompe dans le milieu, une faible portion de celle-ci est diffusée par les rares phonons à la pulsation  $\Omega_B$ . Dans un second temps, le champ électrique résultant de l'interférence entre l'onde pompe et l'onde Stokes déplace les électrons autour de leur position d'équilibre. En plus de générer un champ de polarisation, l'étirement de la probabilité de présence des électrons déplace légèrement les molécules du milieu dans la direction du champ électrique. Cet effet, appelé électrostriction, est proportionnel à l'intensité du champ. De l'interférence entre l'onde pompe et l'onde Stokes résulte une intensité qui varie de façon périodique. Par conséquent, l'interférence entre l'onde pompe et l'onde Stokes génère une onde acoustique de fréquence  $\Omega_B$ . L'onde acoustique est donc amplifiée et accroît la diffusion de l'onde pompe en onde Stokes. Cette rétroaction positive ne produit que des phonons à la fréquence  $\Omega_B$  et des photons à la fréquence  $\omega_s = \omega_p - \Omega_B$ . On parle alors de diffusion Brillouin stimulée. Pour de nombreuses raisons détaillées par DAMZEN *et al.* [49, p. 7], la direction dominante de diffusion correspond à l'angle  $\theta = \pi$ . L'onde Stokes est diffusée dans le sens inverse de l'onde pompe. On parle donc de rétrodiffusion Brillouin stimulée.

L'intensité de l'onde Stokes dans le plan incident augmente de façon exponentielle [42, p. 233-234], telle que,

$$(1.27) \quad I_s(0) = I_s(z) e^{g_B(\omega_s) I_p(0) z}$$

Avec  $I_s(z)$  l'intensité de l'onde Stokes dans le plan de sortie ;  $I_p(0)$  l'intensité de l'onde pompe dans le plan incident et  $g_B(\omega_s)$  correspond au coefficient de gain exponentiel, tel que,

$$(1.28) \quad g_B(\omega_s) = \frac{\omega_p^2 \gamma_e^2}{n_0 c^3 \rho_0 v_a} \frac{(\alpha_a v_a / 2)}{(\omega_s - \Omega_B)^2 + (\alpha_a v_a / 2)^2}$$

Avec ;  $\gamma_e$  ;  $\rho_0$  ;  $v_a$  ;  $\alpha_a$  le coefficient d'électrostriction ; la densité ; la vitesse et le coefficient d'atténuation des ondes acoustiques dans le milieu. Dans le cas où le faisceau n'est pas monochromatique, mais dont la distribution spectrale de son énergie est décrite par une fonction  $S(\omega)$ , l'équation 1.28 s'écrit,

$$(1.29) \quad g_B(\omega_s) = \frac{\omega_p^2 \gamma_e^2}{n_0 c^3 \rho_0 v_a} S(\omega_s)$$

On comprend donc que l'intensité de l'onde diffusée dépend du matériau ; de l'intensité de l'onde incidente et de la distance de propagation. Par conséquent, lors de tests d'endommagement de composants optiques épais, la perte d'énergie de l'onde pompe peut induire une erreur dans la mesure de la densité d'énergie. De plus, pour de fortes intensités laser, l'intensité de l'onde diffusée ainsi que l'action de l'effet Kerr peut générer des densités d'énergie suffisantes pour que le faisceau Brillouin rétrodiffusé endommage la face d'entrée de l'optique. Sur le Laser Mégajoule, la taille des optiques



favorise la diffusion Brillouin transverse stimulée ( $\theta = \pi/2$ ). L'onde diffusée risque alors d'endommager les bords de l'optique et menacer la chaîne laser.

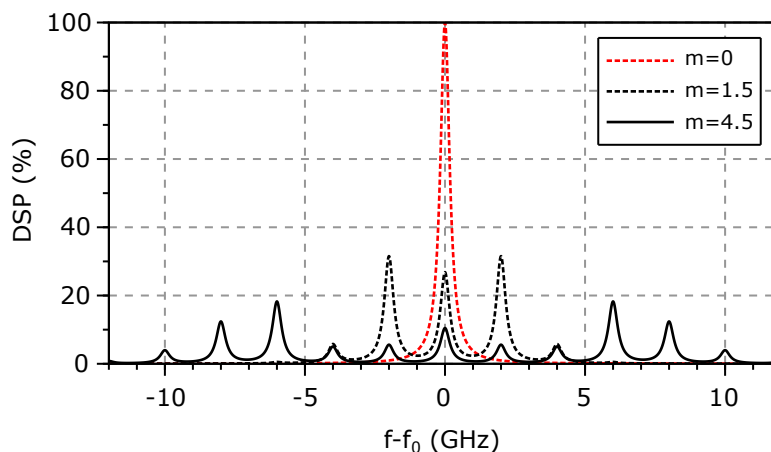
Une solution a été apportée afin d'éliminer la diffusion Brillouin sur le LMJ [50]. Cette fonction a également été intégrée au banc expérimental MELBA utilisé dans cette thèse. Le principe est de répartir la puissance du faisceau sur plusieurs longueurs d'onde indépendantes, donc sur différentes bandes d'amplification Stokes. Chaque raie du spectre excite un mode Stokes différent. Le but est de générer suffisamment de raies pour que la puissance contenue dans chaque mode reste sous le seuil Brillouin. La solution retenue pour permettre cet élargissement spectral est la modulation de phase. Le faisceau monochromatique généré par la source est transporté vers un guide d'onde composé d'un matériau électro-optique. Un champ électrique sinusoïdal radiofréquence (RF) est appliqué à ce matériau et provoque une variation sinusoïdale de l'indice de réfraction provoquant un retard de phase, lui aussi sinusoïdal. L'expression du déphasage  $\Delta\phi$  au cours du temps s'écrit donc,

$$(1.30) \quad \Delta\phi = m \sin(2\pi f_m t)$$

Avec  $m$  la profondeur de modulation, fonction de l'intensité du champ RF et  $f_m$  la fréquence de modulation. Il a été établi [51] que la densité spectrale de puissance s'écrit alors,

$$(1.31) \quad \Gamma(f) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |\mathcal{J}_n(m)|^2 \delta(f - n f_m)$$

Avec  $\mathcal{J}_n$  la fonction de Bessel d'ordre  $n$  et  $\delta$  la fonction  $\delta$  de Dirac. Sur le Laser Mégajoule, des simulations numériques et des résultats expérimentaux ont permis d'établir qu'une profondeur de modulation de  $m = 7$  rad et une fréquence de modulation

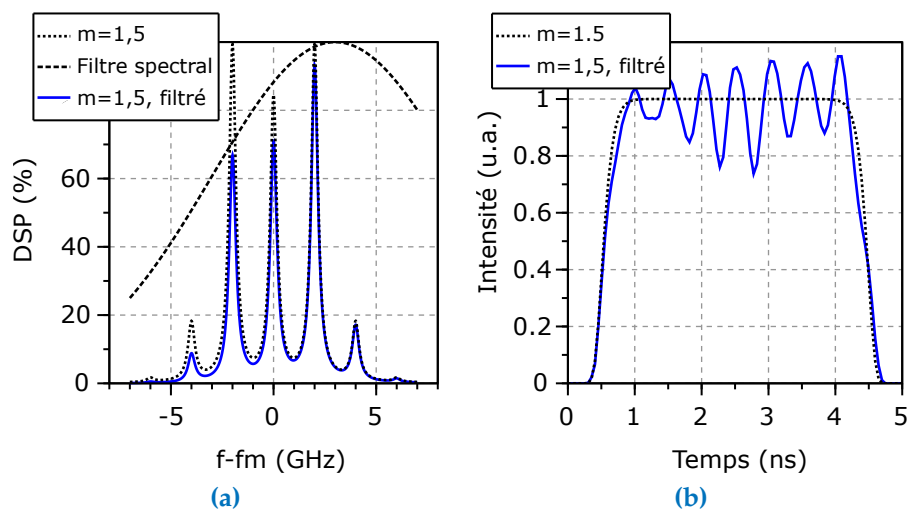


**Figure 1.19** – Densités spectrales de puissance (DSP) théoriques d'un faisceau monochromatique et de deux faisceaux modulés en phase avec une profondeur de modulation de  $m = 1,5$  et  $4,5$  rad. La fonction  $\delta$  de Dirac de l'équation 1.31 a été remplacée par une fonction de Lorentz pour calculer le spectre.

$f_m = 2$  GHz sont suffisantes pour éliminer la diffusion Brillouin. Après conversion de fréquence, la profondeur de modulation est modifiée proportionnellement à l'ordre de conversion. Par conséquent, à  $3\omega$ ,  $m_{3\omega} = 3m_{1\omega}$ . Les spectres théoriques pour différentes profondeurs de modulation sont présentés dans la [figure 1.19](#). Cette figure illustre bien la répartition de l'énergie entre les différentes raies selon la profondeur de modulation. Si on fixe le maximum de la raie du faisceau monochromatique à 100 %, à  $m = 1,5$  rad la raie la plus intense est d'environ 30 %, puis 20 % à  $m = 4,5$  rad.

Des résultats expérimentaux réalisés avec des faisceaux gaussiens [52] ont montré que aucun endommagement en face avant n'est observé à cette profondeur de modulation alors qu'ils sont systématiquement observés en l'absence de modulation. De plus, lors des tests d'endommagement sur des lames épaisses présentés dans la [section 3.3](#) effectués avec le laser du [chapitre 2](#), aucun dommage face avant n'a été observé. La référence [52] indique également que avec ces paramètres de modulation, l'effet Brillouin est toujours présent, mais la déplétion du faisceau pompe atteint au maximum 0,6 %. Cette faible valeur de perte d'énergie ne cause pas d'erreur significative de mesure de la densité d'énergie du faisceau.

L'élargissement spectral de l'impulsion laser présente néanmoins un inconvénient. Lors de la propagation, les optiques sur le trajet du faisceau ont une certaine bande d'acceptance spectrale. Il en résulte que le spectre est filtré lors de la propagation par une fonction  $\mathcal{H}(f)$ . La densité spectrale de puissance résultante correspond à la convolution de cette fonction de transfert et de la DSP initiale. Le profil temporel résultant de ce filtrage est modulé en intensité. La modulation de phase (ou modulation de fréquence, FM) est partiellement convertie en modulation d'intensité (ou modulation d'amplitude, AM). Ce phénomène est appelé conversion FM-AM. Par exemple, la [figure 1.20](#) présente le profil temporel résultant du filtrage spectral d'un faisceau modulé en phase avec une profondeur de modulation de  $m = 1,5$  rad. Le filtre spectral est une fonction gaussienne dont le maximum est décalé de la fréquence fondamentale de  $f - f_0 = 3$  GHz et de largeur spectrale  $\Delta f = 10$  GHz.



**Figure 1.20** – Effet du filtrage spectral sur le profil temporel (a) Effet d'un filtre spectral Gaussien sur la DSP d'un faisceau modulé en phase avec  $m = 1,5$  rad (b) profil temporel reconstruit par séries de Fourier des DSP non filtrée et filtrée

Il a été démontré [53] que les modulations d'intensité augmentent avec la profondeur de modulation. Des valeurs de  $m$  élevées peuvent donner lieu à de forts pics d'intensité. Ces pics d'intensité favorisent l'auto-focalisation par effet Kerr. Si la conversion FM-AM n'est pas contrôlée, elle peut potentiellement augmenter la probabilité d'endommagement, voire endommager le composant en volume. L'endommagement sur la face de sortie des composants de silice est principalement dû à des défauts sous la surface de l'optique qui favorisent l'absorption des photons du laser. Le volume est cependant exempt de ces défauts et nécessite donc de fortes intensités pour s'endommager.

Afin de prévenir l'endommagement sur chaîne, il est donc nécessaire de prévoir l'impact des effets non-linéaires présentés dans les sections précédentes. L'impact de ces effets sur la répartition de l'énergie dans le faisceau peut être simulé via le code MIRÒ, présenté dans la section suivante.

#### 1.5.4 Mathématiques et Informatique pour la Résolution de problèmes d'Optique : MIRÒ

MIRÒ est un programme informatique utilisé pour modéliser la propagation d'un faisceau laser intense à travers l'ensemble des composants de la chaîne [46]. L'interface permet à l'utilisateur de construire une chaîne optique de façon interactive et de définir les paramètres de la simulation comme le maillage et les propriétés optiques des composants. Le but premier de MIRÒ est de calculer l'impact de la propagation à travers un composant optique sur le profil spatial et le profil temporel du faisceau. Un exemple de l'interface du logiciel MIRÒ est représenté sur la [figure 1.21](#).

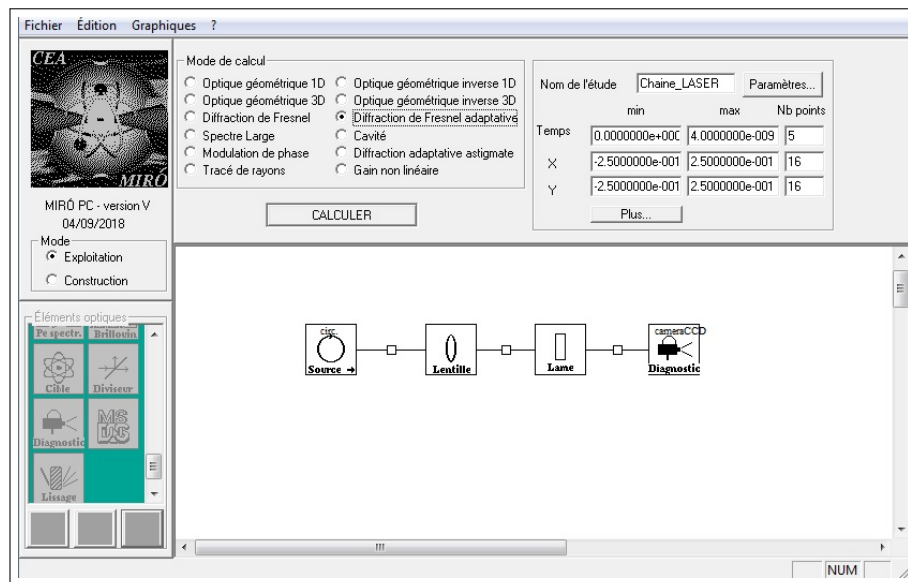


Figure 1.21 – Capture d'écran de l'interface du logiciel MIRÒ

Pour cela, MIRÒ résout l'équation de Schrödinger non-linéaire (c.f. [equation 1.20](#)) sur chaque valeur des profils de fluence et d'intensité du faisceau.

Différents composants optiques peuvent être définis dans le logiciel. Ces composants ont des propriétés génériques comme les indices de réfraction linéaire et non-linéaire et des propriétés spécifiques comme par exemple l'amplification de FRANTZ & NODVIK

[54] pour un composant de verre laser ou la biréfringence et le couplage quadratique pour un cristal convertisseur de fréquence.

MIRÒ tient également compte des phénomènes physiques ayant lieu à l'interface entre les composants, comme les lois de Fresnel et les aberrations induites par les non-uniformités de la surface. Par exemple, des mesures optiques spécifiques ont pour but de contrôler la rugosité de surface des composants du Laser Mégajoule. Les mesures réalisées pour chaque composant (*e.g.* la cartographie du déphasage induit par les imperfections) sont ensuite intégrées au code MIRÒ simulant chaque chaîne du laser mégajoule

D'autres mesures effectuées en laboratoire via d'autres programmes peuvent être intégrées aux propriétés des composants, comme les cartographies de fluence et de phase du faisceau ou encore le profil de gain des verres d'amplification.

De même, les modèles statistiques de l'endommagement laser ont été intégrés à MIRÒ. La probabilité d'endommagement  $\mathcal{P}(F)$  en fonction de la fluence d'un composant optique est estimée à partir de la densité de dommages  $\mathcal{D}(F)$  mesurée en laboratoire sur un échantillon représentatif du composant monté sur chaîne, tel que,

$$(1.32) \quad \mathcal{P}(F) = 1 - e^{-\mathcal{D}(F)S}$$

Avec  $S$  la surface du faisceau à la fluence  $F$ . Le nombre  $\mathcal{N}$  de dommages initiés à la surface du composant est alors estimé comme,

$$(1.33) \quad \mathcal{N} = \int_0^{+\infty} \mathcal{H}(F)\mathcal{P}(F)dF$$

Avec  $\mathcal{H}(F)$  l'histogramme des fluences du faisceau. Aux tirs suivants, l'acroissement du diamètre de chacun de ces dommages est estimée selon l'équation 1.8 et le coefficient de croissance selon l'équation 1.10.

## Synthèse du chapitre 1

Les principaux phénomènes physiques entrant en jeu dans l'endommagement des optiques de silice de la fin de la chaîne du Laser Mégajoule ont été présentés dans ce chapitre. Premièrement, la propagation non-linéaire du faisceau par l'effet Kerr amplifie la fluence sur la face de sortie du composant. La modulation de phase utilisée pour éliminer l'effet Brillouin dans la chaîne laser produit des surintensités dans le domaine temporel par conversion FM-AM. L'effet Kerr étant fonction de l'épaisseur du composant et de l'intensité du faisceau, il peut donc être aggravé par les surintensités temporelles apportées par la conversion FM-AM. Lors de tests sur des composants épais, il est donc indispensable d'être capable de mesurer la fluence du faisceau après la propagation.

Nous avons également vu dans ce chapitre que l'initiation des dommages laser est un phénomène probabiliste nécessitant la présence de défauts sous la surface du composant. Ces défauts sont issus des procédés de fabrication des optiques et absorbent les photons du laser. Selon les propriétés du faisceau (fluence, durée d'impulsion) ces défauts chauffent le matériau environnant. Si l'énergie est suffisante, la zone est alors endommagée.

Finalemment, aux tirs suivants la surface du dommage initié est susceptible de croître. La croissance des dommages est également un phénomène probabiliste dépendant des paramètres du laser. Les mesures reportées dans la littérature ont montré que la croissance est exponentielle pour les durées d'impulsion supérieures à 2 ns et linéaire en deçà. La dynamique exponentielle est décrite par un coefficient de croissance. Ce dernier dépend des propriétés du laser (durée d'impulsion ; fluence) et de la taille du dommage amorcé.

Les lasers de puissance ont des propriétés différentes des lasers commerciaux : le flux laser est distribué le plus homogènement possible sur une surface millimétrique, voire centimétrique alors que les lasers commerciaux ont généralement un faisceau spatialement gaussien de l'ordre de la centaine de micromètres. L'étude en laboratoire des trois points présents dans ce chapitre (propagation du faisceau et initiation et croissance des dommages) nécessite donc un faisceau aux caractéristiques plus proches des lasers de puissance que les lasers commerciaux. Le banc laser MELBA (Moyen d'Endommagement Laser et Banc d'Analyse) a donc été mis à la disposition du laboratoire de métrologie optique du CEA/CESTA. Cet outil permet de délivrer, sur un échantillon, un faisceau dont l'énergie peut atteindre 4J à 351 nm, distribuée sur un profil temporel accordable de 1 à 12 ns et sur un profil spatial, le plus homogène possible, de 4 à 7 mm de diamètre. L'objectif premier du banc est d'observer la croissance de dommages millimétriques. Le banc d'études MELBA est présenté dans le chapitre suivant.

---

Jusqu' alors, de part l' utilisation de lasers commerciaux, la plupart des études d' endommagement laser impliquent des faisceaux spatialement et temporellement gaussiens dont la taille est supérieure d' un à deux ordres de grandeur à celle des dommages étudiés. Le banc MELBA, quant à lui, présente une taille de faisceau mille fois supérieure à la taille caractéristique des dommages ( $\sim 10 \mu\text{m}$ , *c.f.* [section 1.2](#)). Le banc d' étude d' endommagement laser MELBA (Moyen d' Endommagement Laser et Banc d' Analyse) a été développé afin de reproduire, en laboratoire, les conditions laser (grand faisceau, mis en forme spatialement et temporellement) du Laser MégaJoule. Ce moyen d' étude permet d' ajuster de nombreux paramètres laser tels que la durée et la forme du profil temporel ; la profondeur de la modulation de phase et la répartition spatiale de l' énergie. Cette flexibilité est couplée à de nombreux diagnostics de haute précision. Le banc laser MELBA permet donc d' effectuer des études paramétriques ainsi que d' étudier les phénomènes dont l' impact sur l' endommagement est difficile à maîtriser sur les lasers de puissance, tels que les effets non-linéaires ou la conversion FM-AM, présentés dans la [section 1.5](#).

Le banc MELBA est dissocié en deux salles laser. La section «  $1\omega$  » et la « salle haut flux », respectivement décrites dans la [section 2.1](#) et la [section 2.2](#). Le banc laser est équipé de nombreux diagnostics permettant une métrologie fine du faisceau et du composant testé. Ces différents diagnostics sont présentés dans la [section 2.3](#). Les mesures effectuées afin de qualifier le faisceau seront également présentées. Le traitement des données issues des diagnostics est présenté dans la [section 2.4](#).

## 2.1 Section $1\omega$

### 2.1.1 Source

Dans un premier temps, le faisceau est généré par un oscillateur fibré. Ce faisceau source a une énergie de quelques nJ à 1053 nm et une durée d' impulsion de 200 ns.

Les propriétés spectrales du faisceau sont ensuite définies par le module de modulation de phase. Ce modulateur applique une modulation de phase sinusoïdale de fréquence  $f_m = 2 \text{ GHz}$ . Le but de cette modulation est d' éliminer la diffusion Brillouin stimulée dans la chaîne.

Une fois modulé, le faisceau est mis en forme temporellement par le module de mise en forme temporelle (*c.f.* [figure 2.1](#)). Ce module est composé de deux interféromètres de Mach-Zehnder fibrés. Une tension  $V_\phi(t)$  est appliquée à l' un des bras de chaque interféromètre. Cette tension induit un déphasage  $\Delta\phi(t)$ , variant entre 0 et  $180^\circ$ . Un déphasage de  $0^\circ$  n' impacte pas l' intensité du faisceau, alors qu' un déphasage de  $180^\circ$  éteint le faisceau avec un taux d' extinction d' environ 30 dB. Le premier interféromètre applique le profil temporel défini par l' utilisateur. Le second interféromètre accentue

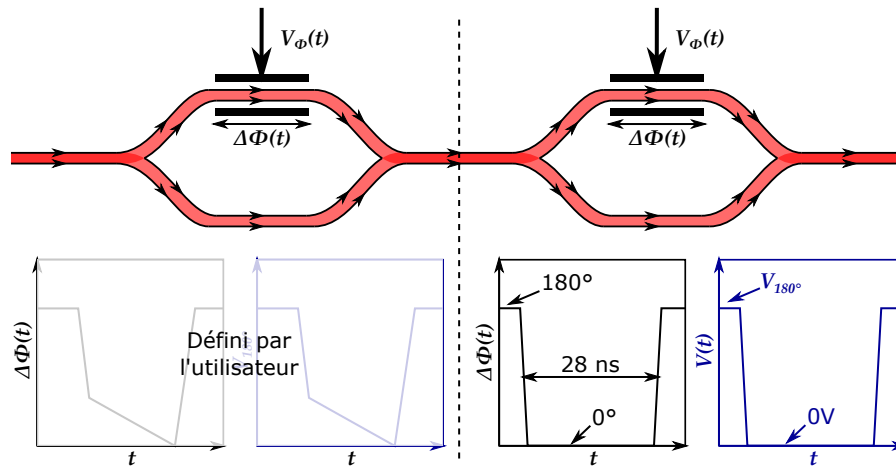


Figure 2.1 – Représentation schématique du module de mise en forme temporelle

l'atténuation des pieds du profil temporel. La combinaison des deux interféromètres permet d'atteindre un taux d'extinction de 52 dB.

Quelques exemples de profils temporels en sortie de la source et après amplification et conversion de fréquence sont représentés sur la figure 2.2. Les différents étages suivant la mise en forme temporelle amplifient l'énergie du faisceau et convertissent la longueur d'onde de 1053 nm à une longueur d'onde de 351 nm. Le rendement de ces étages d'amplification et de conversion de fréquence décroît au cours de l'impulsion. Il est donc nécessaire de pré-compenser cette asymétrie. C'est pour cette raison que l'intensité des profils temporels générés par la source augmente au cours de l'impulsion sur la figure 2.2a. Cette asymétrie du profil temporel permet d'obtenir les impulsions carrées à  $3\omega$  de la figure 2.2b. Cet outil a permis d'effectuer les études paramétriques de la croissance sous différentes durées d'impulsion présentées dans le chapitre 4. L'amplification et la conversion de fréquence limitent la gamme de durée d'impulsion sur laquelle peut être défini le profil temporel entre 1 et 12 ns.

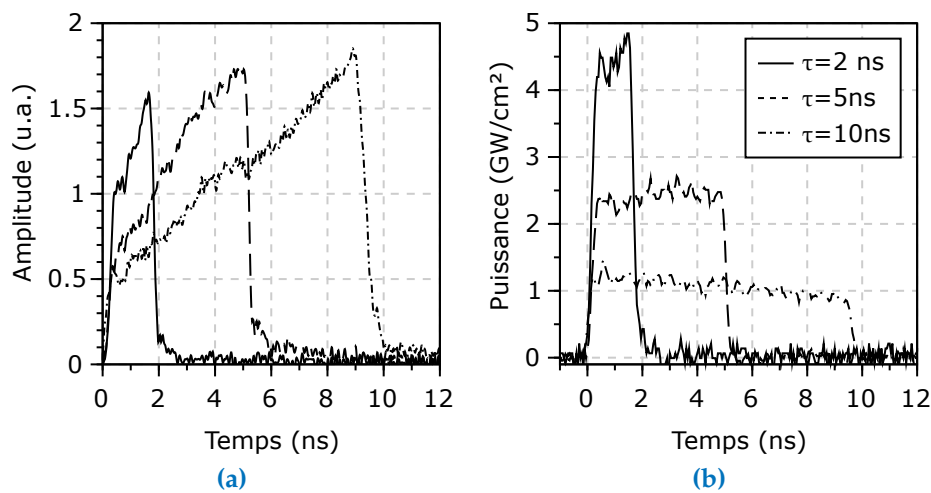
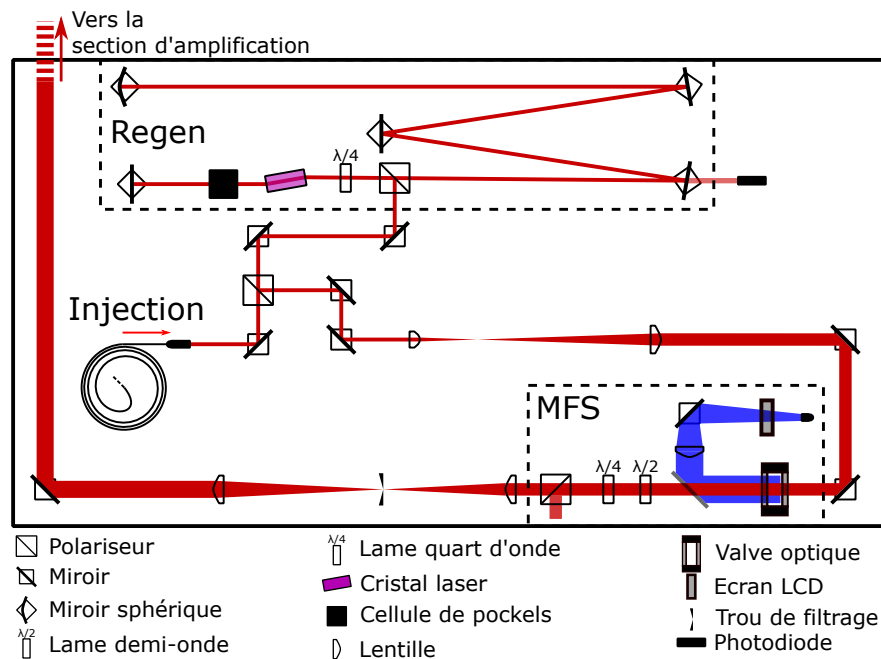


Figure 2.2 – (a) Profils temporels en sortie de la source ( $1\omega$ ) pour des durées d'impulsion de 2; 5 et 10 ns (b) Profils temporels à  $3\omega$  obtenus après amplification et conversion de fréquence des profils de la figure 2.2a.

## 2.1.2 Table Pilote



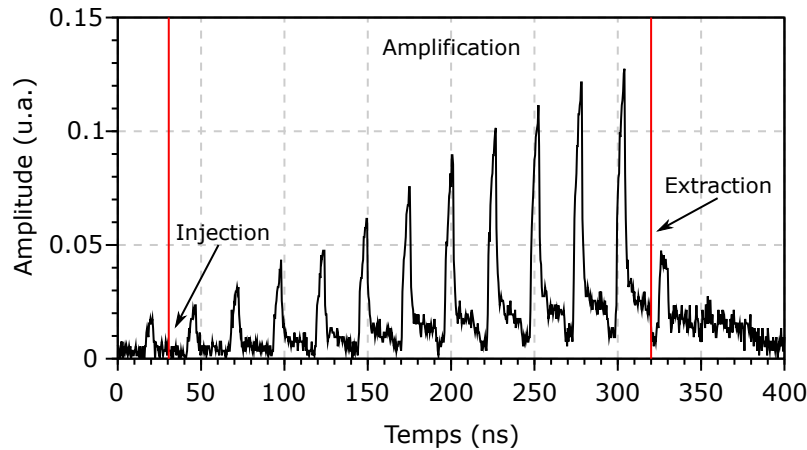
**Figure 2.3** – Schéma simplifié de la table pilote. Le regen correspond à l'amplificateur régénératif et la MFS à la Mise en forme spatiale

Le rack source transporte ensuite le faisceau par fibre jusqu'à la table pilote. La table pilote est composée de trois éléments principaux : l'amplificateur régénératif ; le module de mise en forme spatiale et le filtre spatial. Le faisceau est d'abord transporté vers l'amplificateur régénératif. Ce dernier amplifie l'énergie du faisceau de quelques nJ jusqu'à quelques mJ. Pour cela, le faisceau est confiné au sein de l'amplificateur en modifiant sa polarisation à des instants clés via une cellule de Pockels à trois électrodes ; une lame quart d'onde et un polariseur.

Comme le montre la [figure 2.3](#), un cristal laser de verre de phosphate dopé au néodyme (Nd :phosphate), pompé par des lampes flash est placé entre la lame quart d'onde et la cellule de Pockels. La propagation du faisceau dans ce cristal augmente l'énergie à chaque passage. Une photodiode est placée derrière le miroir de fond de cavité et mesure le profil temporel d'une faible proportion du faisceau ayant été transmise par ce miroir. Comme le montre la [figure 2.4](#), cette photodiode permet d'observer l'amplification de l'impulsion au fur et à mesure des aller et retours dans la cavité.

En sortie de l'amplificateur régénératif, le faisceau est agrandi par un couple de lentilles jusqu'à un diamètre de 10 mm et transporté jusqu'au module de mise en forme spatiale (MFS) [55]. Ce module est composé d'un modulateur optique contenant des cristaux liquides dont l'orientation est modifiée selon l'intensité d'une lumière dite d'« *adressage* ». L'orientation des cristaux modifie localement la polarisation de la lumière dite de « *lecture* ». Le but de ce module est d'éteindre localement le faisceau afin d'obtenir un profil spatial le plus homogène possible à  $3\omega$ . Le principe de fonctionnement est schématisé sur la [figure 2.5](#). Une diode émet une lumière d'adressage bleue, collimatée sur un écran LCD. Chaque pixel de cet écran modifie localement l'intensité de la lumière émise par la diode selon le niveau de gris de l'image adressée. Par exemple, un pixel

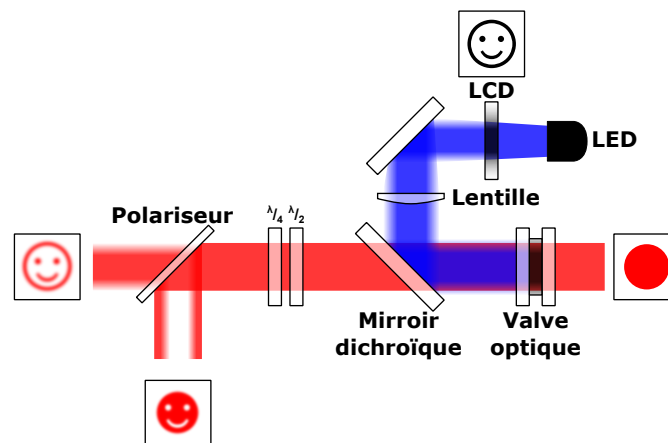




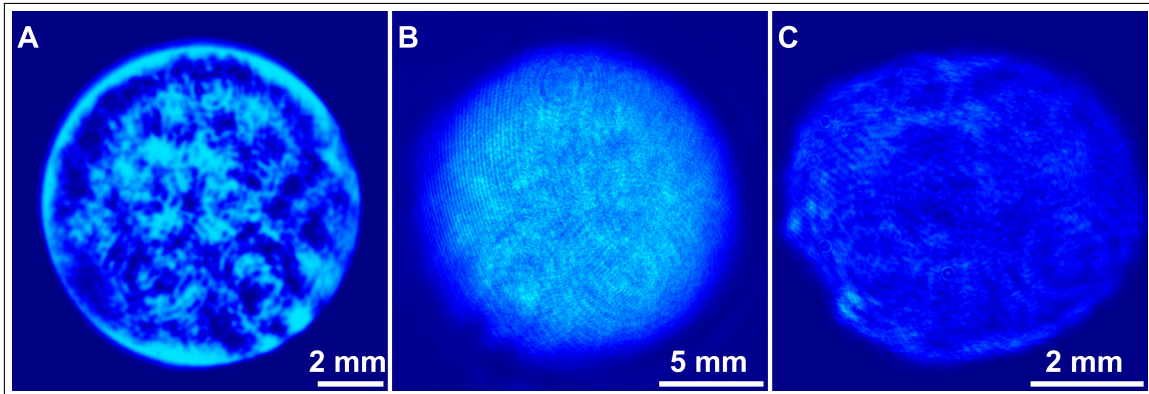
**Figure 2.4** – Exemple de la mesure de l'amplification du profil temporel du faisceau au fur et à mesure des aller-retours dans la cavité

dont le niveau de gris est de 255, sera transparent alors qu'un pixel dont le niveau de gris est de 0 sera opaque. L'image adressée à cet écran est ensuite transportée vers la valve optique par un miroir dichroïque [56] réfléchissant la lumière bleue et transparent aux photons infrarouges du laser. La lumière du laser correspond à la lumière de lecture. La polarisation du faisceau est donc modifiée localement selon l'orientation des cristaux liquides (dépendant de l'intensité de la lumière d'adressage). Le polariseur en sortie du module sépare donc localement les composantes de la polarisation du faisceau et, par conséquent, diminue localement l'intensité de ce dernier. Les lames demi et quart d'onde servent à améliorer le contraste du profil spatial final. Un exemple d'image adressée à l'écran LCD ainsi que les profils spatiaux à  $1$  et  $3\omega$  obtenus sont représentés sur la [figure 2.6](#).

Le faisceau est finalement filtré spatialement par un trou de filtrage afin d'éliminer les hautes fréquences résultantes de la diffraction.



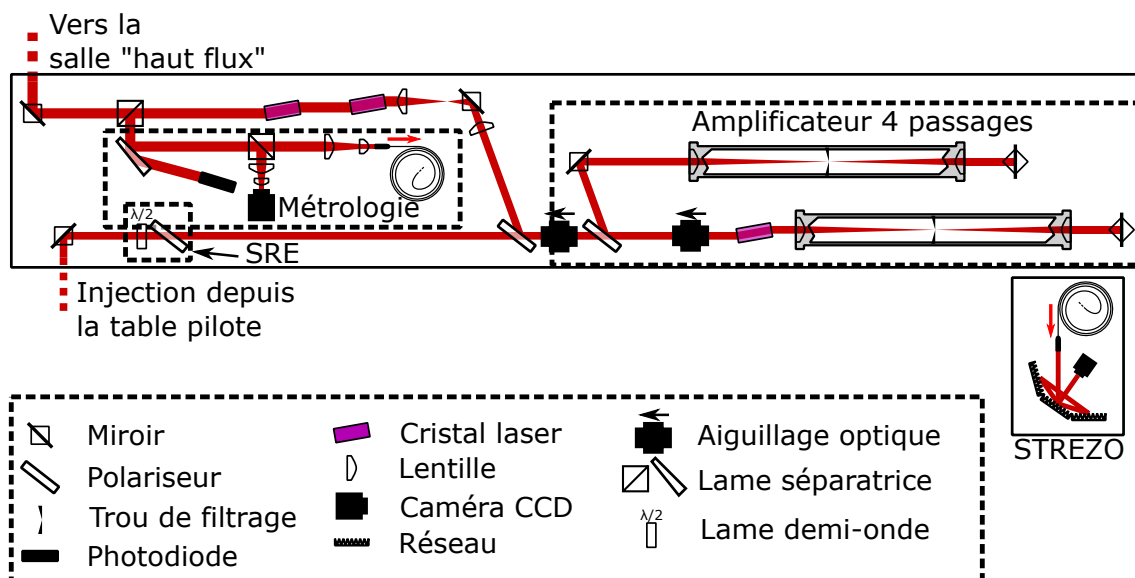
**Figure 2.5** – Principe de fonctionnement du module de mise en forme spatiale



**Figure 2.6** – A. Image adressée à l'écran LCD de la MFS. B. Profil spatial à  $1\omega$  après traversée de la valve et amplification C. Profil spatial finalement obtenu à  $3\omega$

### 2.1.3 Section d'amplification

Entre la table pilote et la section d'amplification, l'énergie du laser est réglée par le système de régulation d'énergie (SRE) : un couple lame demi-onde et polariseur. Le principe de fonctionnement de ce dispositif est décrit dans la référence [56]. Le faisceau est transporté vers la section d'amplification. Cette dernière est constituée d'un amplificateur à quatre passages, deux amplificateurs à simple passage et d'une ligne utilisée pour la métrologie du faisceau. Un schéma simplifié de la section d'amplification est représenté sur la [figure 2.7](#).

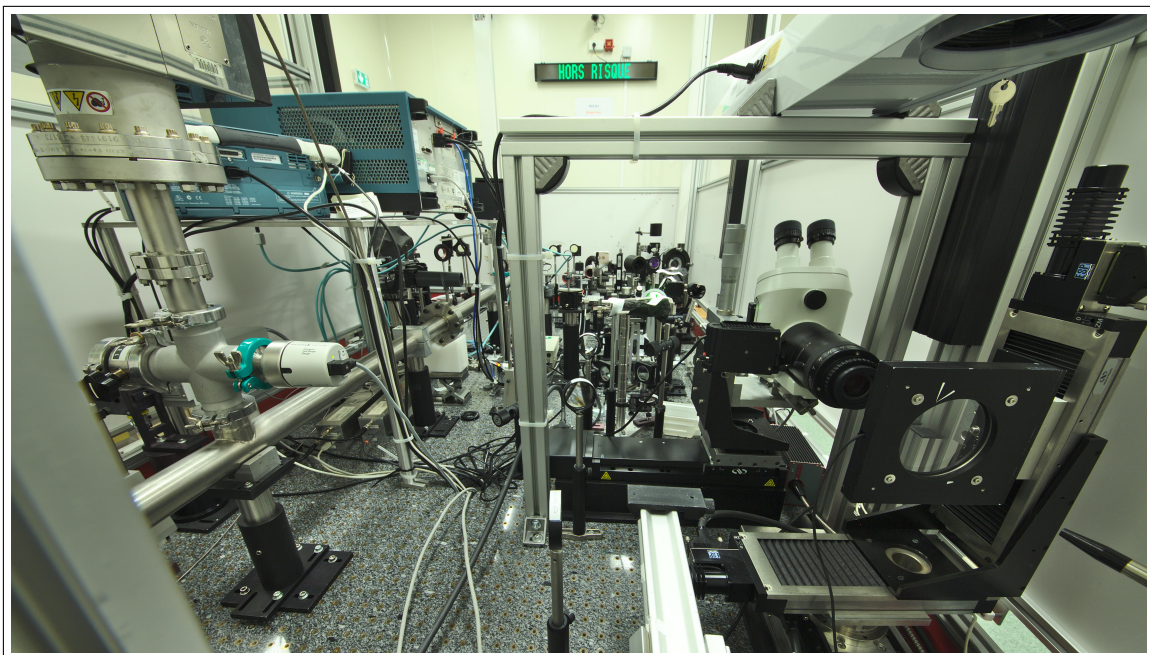


**Figure 2.7** – Schéma simplifié de la section d'amplification. SRE : Système de régulation d'énergie

Le principe de l'amplificateur quatre passages repose sur la combinaison de deux aiguilleurs optiques (un couple de rotateur de faraday et de lame demi-onde). L'aiguilleur tourne la polarisation du faisceau de  $90^\circ$  dans un seul sens de propagation. Ainsi, le faisceau traverse quatre fois le cristal laser. A chaque passage, l'énergie est amplifiée.

Le faisceau est agrandi par un couple de lentilles jusqu'à un diamètre de 16 mm et passe ensuite par deux cristaux laser, augmentant l'énergie jusqu'à 10 J. Le temps de refroidissement des cristaux d'amplification impose un taux de répétition de un tir par minute au banc laser. Une lame séparatrice prélève 4 % de ce faisceau pour le module de métrologie. Ce dernier mesure les profils spatial, temporel et spectral. Le faisceau principal est transporté vers la salle "haut flux". Dans cette section, le faisceau est converti en fréquence et focalisé sur le composant. C'est dans cette salle que sont effectuées les différentes mesures d'endommagement et de croissance présentées dans le [chapitre 3](#) et le [chapitre 4](#).

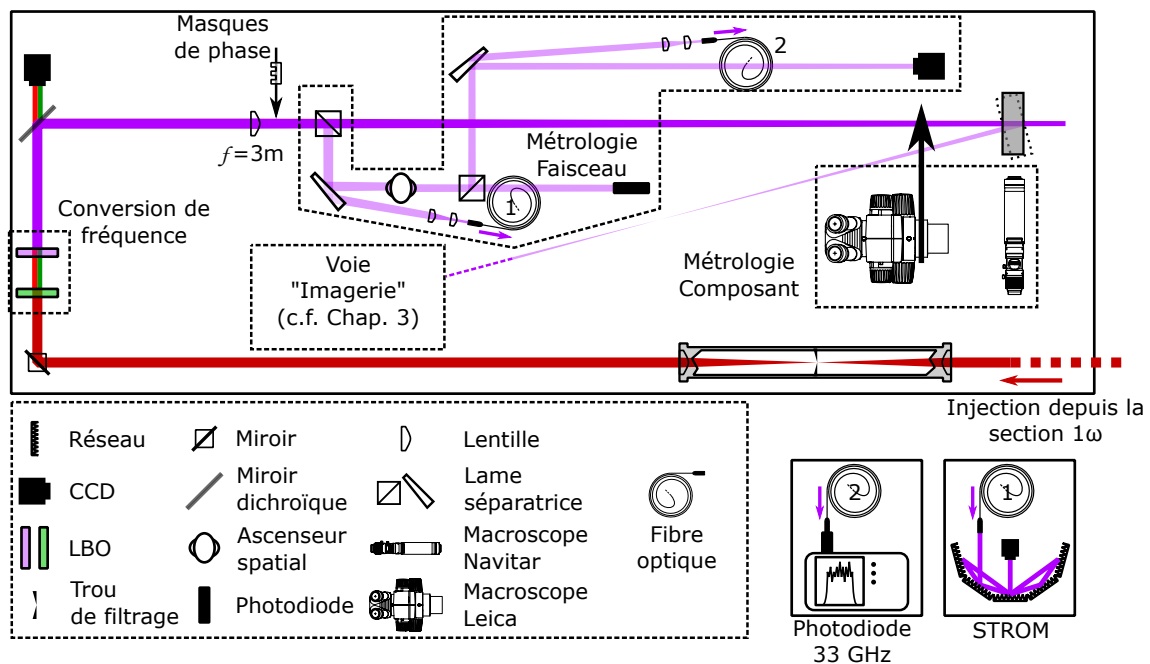
## 2.2 Salle haut flux



**Figure 2.8** – Photographie de la salle haut flux du banc laser MELBA.

Une photographie de la salle haut flux est présentée sur la [figure 2.8](#). Le macroscopie binoculaire ainsi que le porte composant contenant une lame de silice de 100 mm de diamètre sont observables en bas à droite. Un schéma simplifié de la salle « haut flux » est représenté sur la [figure 2.9](#). Le faisceau  $1\omega$  est filtré spatialement une dernière fois afin d'éliminer les rayons diffusés résultant de la diffraction dans la chaîne. Le faisceau est ensuite transporté vers deux cristaux de triborate de Lithium (LBO,  $\text{LiB}_3\text{O}_5$ ). Le premier cristal est réglé afin de convertir environ 66 % du faisceau  $1\omega$  en  $2\omega$  (526 nm). Les deux faisceaux (fondamental et harmonique d'ordre 2) sont finalement convertis en harmonique d'ordre 3, ou  $3\omega$  (351 nm), par le second LBO, avec un rendement d'environ 70 %. Les résidus des faisceaux  $1$  et  $2\omega$  sont séparés du faisceau  $3\omega$  par un miroir dichroïque. Le faisceau  $3\omega$  est finalement focalisé vers le composant optique testé par une lentille de 3 m de focale. Une lame de prélèvement est placée entre la lentille et le composant testé. Cette lame réfléchit 4 % du faisceau principal vers les différents diagnostics. Lors de leur utilisation, les masques de phase sont placés entre la lentille de focalisation

et la lame de prélèvement. Lors des mesures d'endommagement de composants épais (34 mm) l'échantillon est tourné de  $5^\circ$  et dirigé vers un système d'imagerie.



**Figure 2.9** – Schéma simplifié de la salle « haut flux ». LBO : cristaux de triborate de Lithium

La position de la lentille de focalisation peut être modifiée afin de régler le diamètre du faisceau sur la face de sortie du composant. Pour des raisons d'encombrement, le diamètre du faisceau peut être ajusté entre 7 et 5 mm.

L'observation de l'impact du faisceau laser sur le composant est effectuée après le tir par un microscope déplacé par une platine de translation devant le composant. Lors des mesures de croissance des dommages avec observation de la morphologie en volume, un second microscope est placé devant la tranche, préalablement polie, du composant.

## 2.3 Métrologie du faisceau et du composant

L'étude des mécanismes de l'endommagement laser nécessite une bonne connaissance des paramètres du faisceau (Fluence ; durée d'impulsion...) et de l'impact de ce dernier sur le composant testé. Le banc laser MELBA est donc équipé de nombreux diagnostics dont le but est de mesurer, avec précision, les propriétés du faisceau laser sur le composant testé, ainsi que d'observer et de mesurer les propriétés des dommages (diamètre après initiation ; augmentation du diamètre au fur et à mesure des tirs ; morphologie en volume).

### 2.3.1 Métrologie du faisceau

#### 2.3.1.1 Mesure du profil spatial

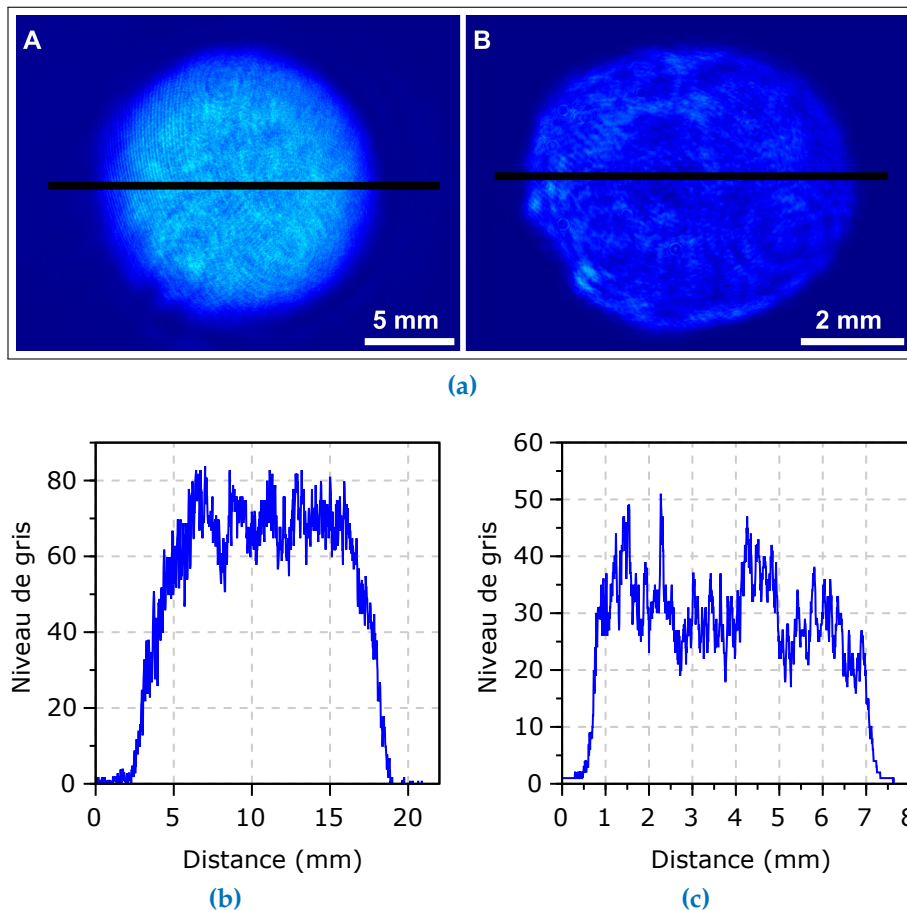
Comme on peut le remarquer sur la [figure 2.7](#) et la [figure 2.9](#), le banc MELBA contient plusieurs caméras CCD [57], permettant l'observation de la distribution spatiale du fais-

ceau. D'autres caméras sont utilisées afin de vérifier l'alignement du faisceau sur les différentes sections. Dans un souci de clarté sur les schémas, ces dernières ne sont pas reportées.

La mesure du profil spatial à  $1\omega$  est issue de la réflexion du faisceau sur la lame séparatrice de la voie métrologie de la [figure 2.7](#), imagée sur la caméra par un couple de lentilles. L'image de la distribution à  $3\omega$  est, quant à elle, acquise en prélevant à nouveau une partie du faisceau avec une lame séparatrice, située en aval de la lentille de focalisation sur cible (*c.f.* [figure 2.9](#)). La distance entre cette lentille et la caméra est la même que la distance entre la lentille et la face de sortie du composant testé. Ce système permet donc la mesure de la distribution spatiale du faisceau sur un plan optiquement équivalent à celui de l'échantillon.

Une troisième ligne de mesure du profil spatial à  $3\omega$  est disponible en tournant le composant d'un angle de  $5^\circ$ . La réflexion du faisceau sur la face de sortie du composant est alors dirigée vers un système afocal. Une description détaillée de ce système d'imagerie dédié sera présenté dans la [section 3.3](#). Ce diagnostic a été utilisé pour étudier l'impact de la propagation du faisceau sur la mesure de l'endommagement.

Chacune des trois caméras décrites ci-dessus ont une résolution de  $1392 \times 1040$  pixels, et des pixels carrés de  $6,45 \mu\text{m}$  de côté. Le champ observé est donc de  $8,9 \times 6,7 \text{ mm}$ . Le sys-



**Figure 2.10** – (a) Profil spatial mesuré par les caméras CCD à  $1\omega$  (A) et  $3\omega$  (B)  
 (b) Coupe du profil spatial à  $1\omega$  correspondant au trait noir sur la [figure 2.10a](#) (c)  
 Coupe du profil spatial à  $3\omega$  correspondant au trait noir sur la [figure 2.10a](#)



tème d'imagerie utilisé pour mesurer le profil spatial à  $1\omega$  a été réglé pour atteindre un grandissement de 0,5. Soit une taille de pixel sur l'image finale de 12,9  $\mu\text{m}$ . Des résultats de mesure des profils spatiaux à  $1\omega$  et  $3\omega$  par les caméras CCD sont respectivement représentés sur la [figure 2.10a-A](#) et la [figure 2.10a-B](#). Des coupes (correspondant aux traits noirs) de la [figure 2.10a](#) sont représentées sur la [figure 2.10b](#) ( $1\omega$ ) et la [figure 2.10c](#) ( $3\omega$ ).

*In fine*, la corrélation entre la mesure du profil spatial et la mesure de l'énergie permet de calculer la fluence locale du faisceau. Ce calcul sera développé dans la [section 2.4.2](#).

### 2.3.1.2 Mesure de l'énergie

Comme le montre la [figure 2.7](#), à  $1\omega$ , une photodiode est placée dans la section « métrologie ». Cette dernière a été calibrée en énergie en plaçant un calorimètre étalon entre la lame de prélèvement et le miroir transportant le faisceau vers la salle haut flux. De même, la photodiode placée directement sur le chemin de la réflexion du faisceau  $3\omega$  dans la section « métrologie » de la [figure 2.9](#) a été calibrée en énergie en plaçant un calorimètre étalon entre la lame de prélèvement et le composant à tester.

Ces deux photodiodes permettent la mesure de l'énergie du faisceau à 1 et  $3\omega$ . Elles sont également utilisées afin de mesurer le profil temporel du faisceau. Leur bande passante est de 7 GHz.

### 2.3.1.3 Mesure du profil temporel

La forme de l'impulsion temporelle de MELBA est définie dans la source, puis modulée en phase par une fonction sinusoïdale de 2 GHz. Cette modulation de phase est appliquée pour éliminer l'effet Brillouin dans la chaîne et produit un élargissement spectral dont la largeur  $\Delta f_m$  peut être estimée (à  $3\omega$ ) selon la règle de CARSON [51],

$$(2.1) \quad \Delta f_m = 2(3m + 1)f_m$$

Avec  $m$  la profondeur de modulation et  $f_m$  la fréquence de modulation. Ainsi, pour une fréquence de modulation de 2 GHz et une profondeur de modulation de 1,5 rad, on obtient  $\Delta f_m = 22$  GHz. La fréquence maximale des modulations d'amplitude issues de la conversion FM-AM est de l'ordre de  $\Delta f_m$  [53].

Par conséquent, les photodiodes de bande passante de 7 GHz ne peuvent pas résoudre finement toutes les modulations d'amplitude du profil temporel. Elles sont cependant suffisantes pour estimer la durée à mi hauteur et l'énergie (après calibration).

C'est pour cette raison que la photodiode de bande passante de 40 GHz mesurant le profil temporel du faisceau à  $3\omega$  a été intégrée. Cette dernière est branchée directement à un oscilloscope de bande passante de 33 GHz et mesure le profil temporel du faisceau en sortie d'une fibre monomode. Ce couple photodiode-oscilloscope permet donc de mesurer les modulations d'amplitude du profil temporel avec précision jusque  $m = 3$  rad.

Des séries de mesures ont été effectuées afin de caractériser la réponse à  $3\omega$  de la mise en forme temporelle du banc et qualifier la répétabilité du profil temporel défini par la MFT tir à tir. Cette qualification est primordiale afin d'assurer un profil temporel répétable pour les mesures de croissance en fonction de la durée d'impulsion.

Afin de répondre à cette question, quatre profils ont été générés par le module de mise en forme temporelle. Deux profils temporels carrés (FIT) de durée d'impulsion

de consigne de 3 et 5 ns et deux profils temporels gaussiens de durée d'impulsion de consigne de 3 et 5 ns. Trente tirs ont été effectués pour chaque durée et chaque profil.

Ces mesures ne nécessitent pas une résolution fine du profil temporel (juste la durée d'impulsion et l'énergie sont mesurées). Les données sont donc mesurées à  $3\omega$  par la photodiode de 7 GHz de résolution. La profondeur de modulation avait été réglée à  $m = 1,3$  rad et l'énergie à 1,5 J.

Afin d'étudier les résultats des mesures, ces dernières ont été paramétrées, l'objectif étant d'extraire les données de ce paramétrage pour calculer les différentes grandeurs caractéristiques de l'impulsion (durée à mi-hauteur, amplitude). Des exemples de paramétrisation pour des impulsion FIT (figure 2.11b) et des impulsions gaussiennes (figure 2.11a), à différentes durées d'impulsion sont reportés sur la figure 2.11. Pour les deux cas, les données brutes sont d'abord ramenées à la ligne de base. Cette dernière est calculée comme la moyenne des 50 premières valeurs, soit, des deux premières nanosecondes (chaque acquisition contenant 500 valeurs pour un pas de temps de 100 ps). Notons que le début de l'impulsion commence après ces 50 premières valeurs. Les données sont ensuite normalisées en divisant par l'intégrale du signal.

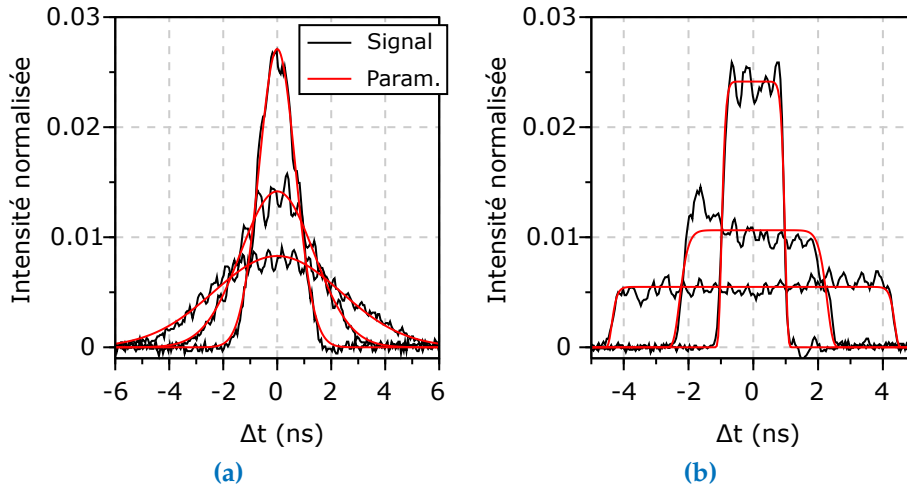


Figure 2.11 – Exemple de profils temporels gaussiens (a) et FIT (b) du faisceau MELBA pour des consignes de 1,5; 5 et 10 ns, et résultats de paramétrisation.

Les impulsions de type FIT ont été paramétrées selon une loi normale généralisée [58],

$$(2.2) \quad I(t) = I_c \exp \left[ - \left( \frac{|t - t_0|}{\alpha} \right)^\beta \right], \quad I_c = \frac{E\beta}{2\alpha\Gamma\left(\frac{1}{\beta}\right)}$$

Avec  $I$  l'intensité de l'impulsion à l'instant  $t$ ;  $E$  l'énergie de l'impulsion;  $\beta$  un paramètre de forme;  $\alpha$  un paramètre dont dépend la largeur de l'impulsion;  $t_0$  définit le décalage entré sur l'oscilloscope lors de l'acquisition des données de tir et  $\Gamma$  correspond à la fonction Gamma d'Euler.

Les impulsions gaussiennes ont été paramétrées selon une loi normale ( $\beta = 2$ , [58]),

$$(2.3) \quad I(t) = I_c \exp \left[ - \frac{1}{2} \left( \frac{|t - t_0|}{\sigma} \right)^2 \right], \quad I_c = \frac{E}{\sigma\sqrt{2\pi}}$$

Avec  $\sigma$  un paramètre dont dépend la largeur de l'impulsion.

Afin de quantifier la durée d'impulsion du faisceau, nous avons calculé la durée à mi-hauteur (FDHM, acronyme anglais de Full Duration at Half Maximum) des résultats de paramétrisation. Pour les impulsions gaussiennes, la durée à mi-hauteur s'écrit,

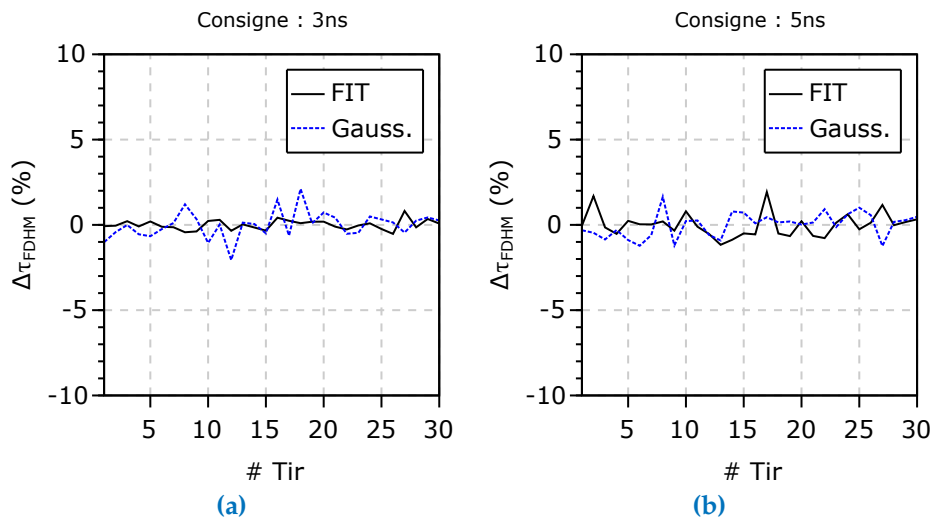
$$(2.4) \quad \tau_{FDHM} = 2\sigma\sqrt{2\ln(2)}$$

Pour un impulsion FIT,

$$(2.5) \quad \tau_{FDHM} = 2\alpha \ln(2)^{1/\beta}$$

Pour chaque tir, les données d'énergie et de durée à mi-hauteur ont été acquises.

La [figure 2.12](#) montre la variation, sur les 30 tirs, de la mesure de durée à mi-hauteur ( $\Delta\tau_{FDHM}$ ) par rapport à la consigne. Le [tableau 2.1](#) résume les différentes statistiques de ces mesures.



**Figure 2.12** – variation de la mesure de durée à mi hauteur par rapport à la durée de consigne (3 ns, (a) et 5 ns, (b))

	3 ns FIT	3 ns Gauss.	5 ns FIT	5 ns Gauss.
<b>Moyenne (ns)</b>	2,93	3,19	4,55	5,52
$\tau$ <b>Ecart-type (ns)</b>	0,01	0,03	0,03	0,04
<b>Fluctuation (%)</b>	0,29	0,80	0,71	0,72
<b>Moyenne (J)</b>	1,56	1,57	1,55	1,50
$E$ <b>Ecart-type (J)</b>	0,12	0,09	0,12	0,10
<b>Fluctuation (%)</b>	7,48	5,91	7,42	6,51

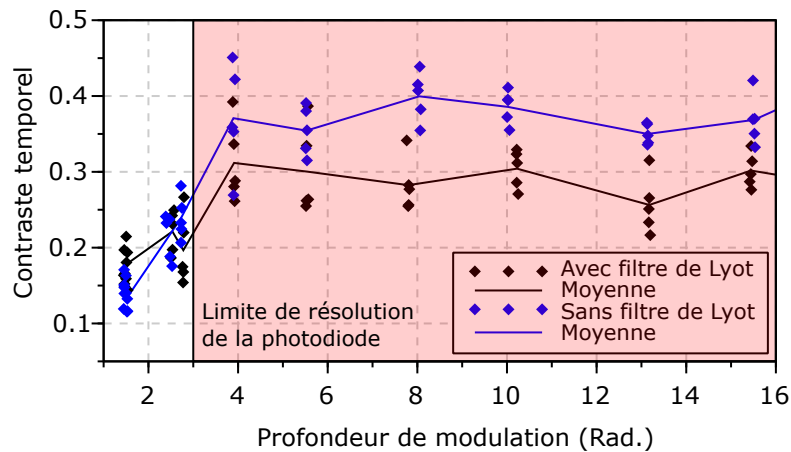
**Tableau 2.1** – Résumé des grandeurs statistiques mesurées sur les résultats de paramétrisation. La fluctuation désigne le rapport de l'écart-type sur la moyenne



Il ressort de ces mesures que la durée d'impulsion définie lors de la mise en forme temporelle varie peu, de l'ordre du %. L'énergie, quant à elle, varie d'une dizaine de %.

Il est clairement possible d'observer les modulations temporelles résultant de la conversion FM-AM sur la [figure 2.11](#). Nous avons effectué une série de mesures afin de quantifier l'amplitude de ces modulations en fonction de la profondeur de modulation. Il est important de préciser que la source du banc MELBA est également équipée d'un filtre de Lyot dont le but est de précompenser les modulations d'amplitude dont la fréquence est de 2 GHz résultantes de la conversion FM-AM dans la chaîne. Les mesures ont été acquises avec et sans ce dispositif.

L'ensemble des mesures ont été effectuées à une énergie moyenne de 2 J et à une durée d'impulsion de 5 ns. Pour chaque valeur de profondeur de modulation, cinq tirs ont été effectués avec et sans le filtre de Lyot. A chaque tir, le contraste temporel est mesuré. Ce paramètre est défini comme le rapport entre l'écart-type et la moyenne du signal sur l'intervalle de temps compris 2 ns avant et 2 ns après le milieu de l'impulsion. La profondeur de modulation a été mesurée en paramétrant les spectres du faisceau avec l'[équation 1.31](#). Les résultats de ces mesures sont représentés sur la [figure 2.13](#).



**Figure 2.13** – Evolution du contraste temporel en fonction de la profondeur de modulation. La zone rouge correspond aux valeurs de profondeur de modulation engendrant des modulations d'amplitude dont la fréquence est supérieure à la bande passante du couple photodiode-oscilloscope.

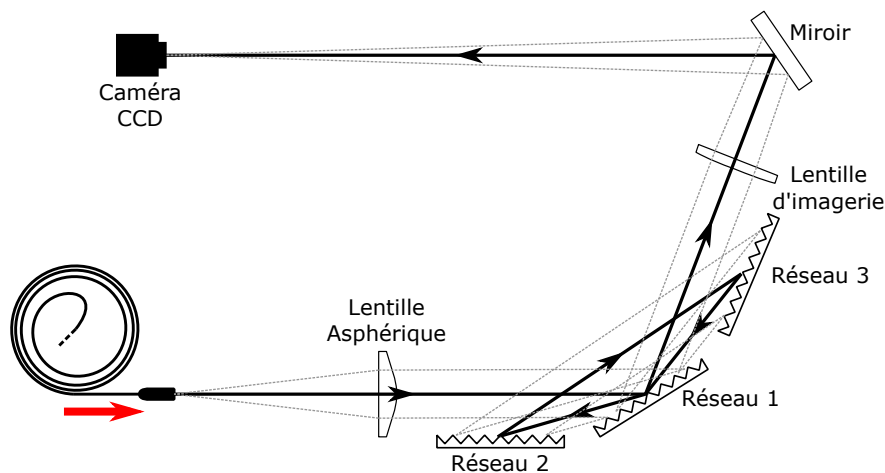
Les résultats indiquent que le contraste temporel augmente avec la profondeur de modulation jusque  $m = 4$  rad. Passé cette valeur, le contraste temporel n'évolue pas avec la profondeur de modulation. Il est également possible d'observer que les valeurs de contraste temporel mesurées avec le filtre de Lyot sont plus faibles que celles mesurées sans le filtre de Lyot. Cet impact est moins marqué pour  $m < 4$  rad. Ce dispositif est donc efficace pour précompenser les modulations d'amplitude dont la fréquence est de 2 GHz.

Nous avons vu que la résolution du couple photodiode-oscilloscope (33 GHz) est suffisante pour mesurer les modulations temporelles jusque  $m = 3$  rad. Cette résolution n'est donc pas suffisante pour mesurer les modulations d'amplitude pour des profondeurs de modulation supérieures à cette valeur. Il est donc possible de supposer que la saturation du contraste temporel observée pour des profondeurs de modulation supérieures à  $m = 3$  rad est due à une résolution insuffisante du système de mesure.

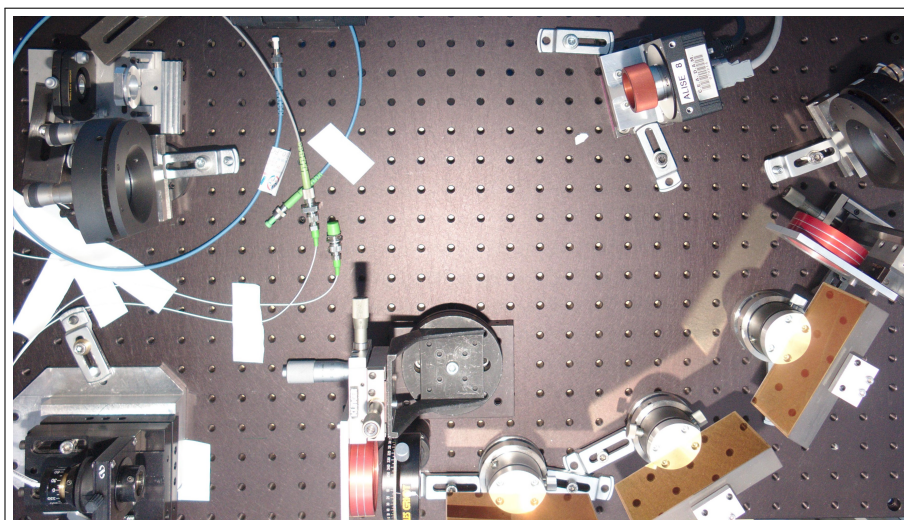
### 2.3.1.4 Mesure du Spectre à 1 et $3\omega$

La modulation de phase appliquée dans la source a pour effet d'élargir le spectre du faisceau. Pour une modulation de phase sinusoïdale de fréquence  $f_m = 2\text{ GHz}$ , les raies du spectre sont espacées de cette valeur et le nombre de raies dépend de la profondeur de modulation. Il est donc nécessaire de résoudre ce spectre à 1 et  $3\omega$ . Les spectrographes STRESO (Spectrographe à Trois RESeaux) et STROM (Spectrographe Trois OMega) ont été développés par J. Luce du CEA-CESTA. La résolution de ces diagnostics permettent la mesure fine du spectre du faisceau. Ces appareils comprennent des réseaux de diffraction séparant les composantes spectrales du faisceau. Le principe du spectrographe à réseaux est présenté dans la référence [59]. Ce dispositif original a fait l'objet d'un dépôt de brevet du CEA [60]. Un schéma et une photographie du STRESO sont respectivement représentés sur la [figure 2.14](#) et la [figure 2.15](#).

Le faisceau en sortie de la fibre est collimaté par une lentille asphérique. A chaque réflexion, l'ordre  $-1R$  est réfléchi. D'abord par le réseau 1, puis par les réseaux 2 et 3. Le système est aligné afin que la réflexion de l'ordre  $-1R$  sur le réseau 3 soit à



**Figure 2.14** – Schéma simplifié du spectrographe STRESO



**Figure 2.15** – Photographie du spectrographe STRESO.

nouveau réfléchi par le réseau 1, puis imagée sur la caméra CCD par une lentille. A chaque réflexion les composantes spectrales du faisceau sont dispersées. En tout l'ordre  $-1R$  est réfléchi quatre fois. Les propriétés des réseaux et de la lentille d'imagerie et de la caméra permettent de mesurer le spectre sur une largeur spectrale de 160 GHz. La résolution est d'environ 1 GHz.

Afin d'obtenir une résolution de l'ordre du GHz à  $3\omega$ , donc à une longueur d'onde trois fois plus courte, un spectrographe à cinq réseaux, appelé STROM, a été développé. Un schéma et une photographie du STROM sont respectivement représentés sur la [figure 2.16](#) et la [figure 2.17](#).

Le spectrographe est aligné afin que l'ordre  $-1R$  soit réfléchi comme suit : Réseau 1 ; 2 ; 3 ; 1 ; 4 ; 3 ; 5 puis 4, soit en tout huit réflexions. Les propriétés des réseaux, de la lentille d'imagerie et de la caméra permettent, de mesurer le spectre sur une largeur spectrale de 160 GHz. La résolution est d'environ 2 GHz.

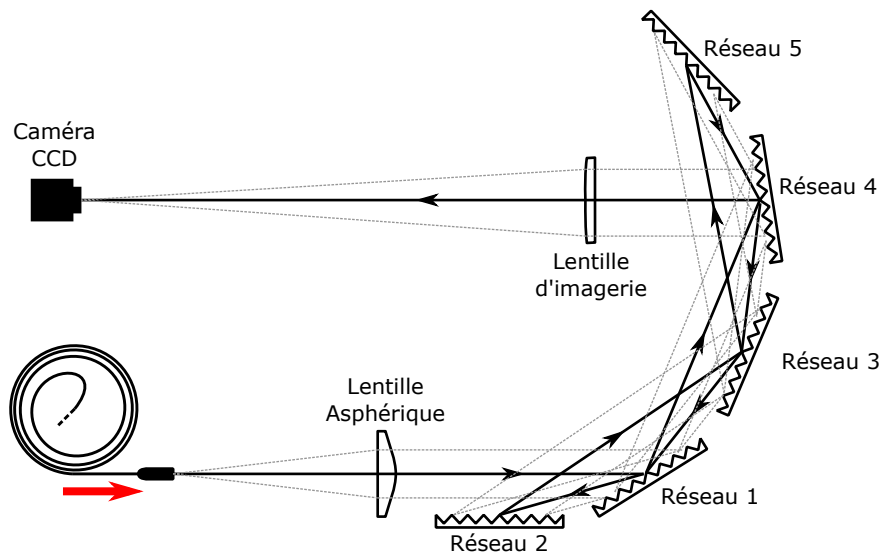


Figure 2.16 – Schéma simplifié du STROM

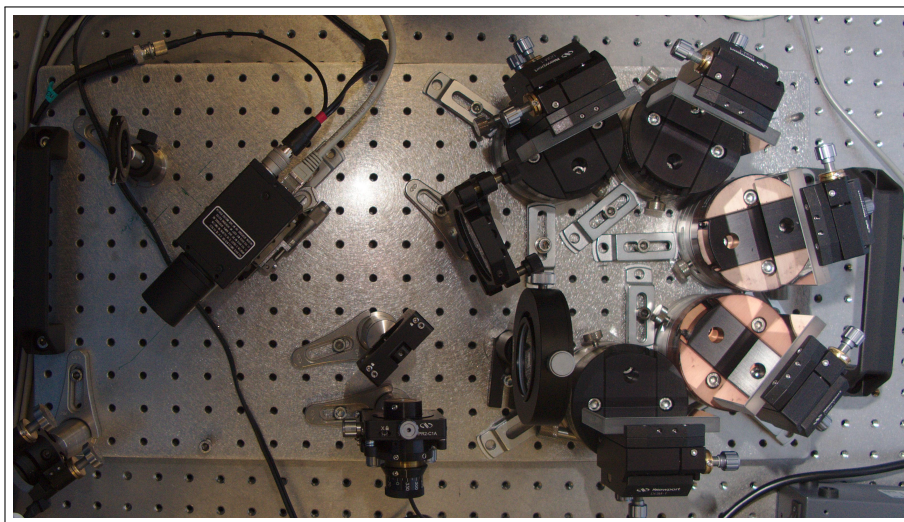
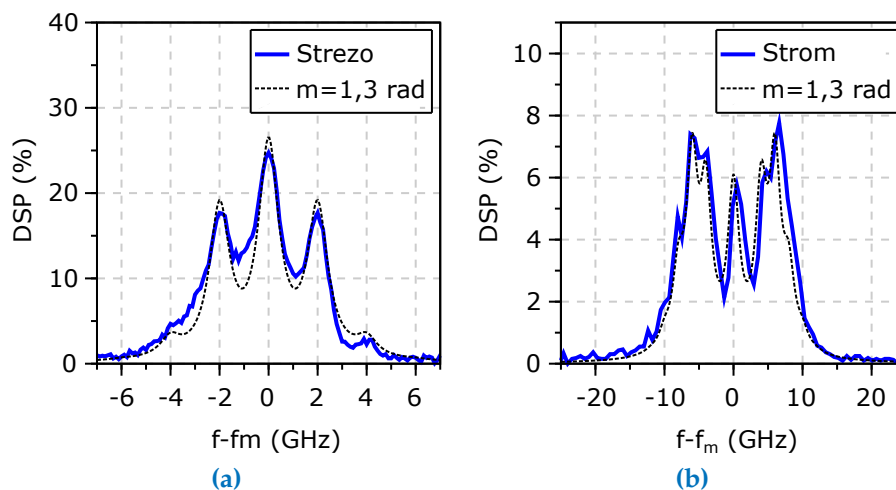


Figure 2.17 – Photographie du spectrographe STROM.

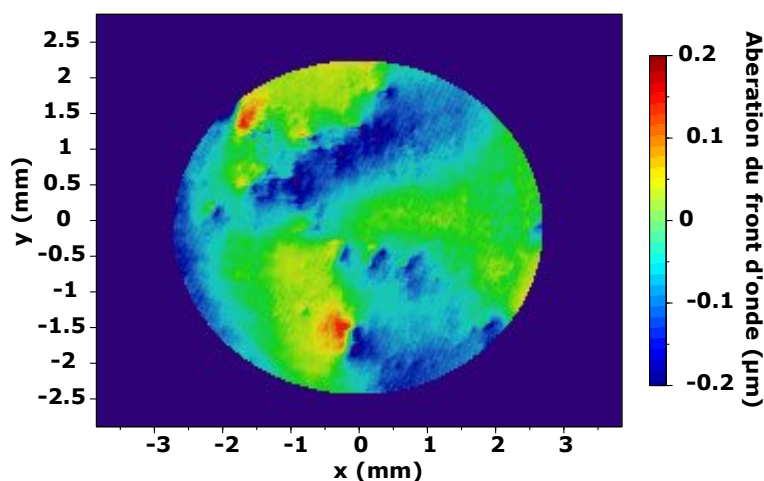
Deux exemples de spectres issus respectivement du STRESO et du STROM à une profondeur de modulation de  $m = 1,5$  rad sont représentés sur la [figure 2.18](#). Les spectres expérimentaux sont comparés aux spectres théoriques, calculés selon l'[équation 1.31](#). La fonction  $\delta$  de Dirac de l'[équation 1.31](#) a été remplacée par une fonction de Lorentz de 1 et 2 GHz de largeur pour calculer les spectres théoriques du STRESO et du STROM, respectivement.



**Figure 2.18** – Exemples de spectres obtenus avec le STRESO (a) et le STROM (b). Les spectres mesurés sont comparés aux spectres théoriques. La profondeur de modulation est de  $m = 1,3$  rad.

### 2.3.1.5 Front d'onde

La mesure du front d'onde à  $3\omega$  est primordiale afin de simuler la propagation du faisceau dans le composant via le logiciel MIRÒ. Cette mesure est effectuée en remplaçant la caméra CCD de la voie « Métrologie du faisceau » de la [figure 2.9](#) par un



**Figure 2.19** – Front d'onde du faisceau MELBA à  $3\omega$  sur le plan de la face de sortie de l'échantillon. La courbure et l'astigmatisme ont été soustraits.

détecteur basé sur l'interférométrie de Shearing à cisaillement latéral (caméra Phasics). Une description du principe de cette mesure est expliquée dans les travaux de CHANTELOUP [61]. Un exemple de front d'onde à  $3\omega$ , après soustraction de la courbure et de l'astigmatisme [62] est représenté sur la [figure 2.19](#).

Le capteur utilisé a une résolution de  $250 \times 250$  pixels et des pixels carrés de  $29,6 \mu\text{m}$  de côté. Le champ observé est donc de  $7,4 \times 7,4 \text{ mm}$ . La [figure 2.19](#) indique que la différence entre la valeur la plus élevée et la valeur la plus faible de retard de phase est de  $400 \text{ nm}$ . Cette valeur est de l'ordre de la longueur d'onde du laser à  $3\omega$ . Ce front d'onde du faisceau MELBA est donc peu modulé. De fortes modulations spatiales du front d'onde aggravent la propagation non-linéaire.

### 2.3.2 Métrologie du composant

L'étude de l'endommagement laser nécessite une métrologie fine du faisceau, mais aussi du composant testé. Pour cela, deux microscopes sont intégrés au banc MELBA afin d'observer l'initiation et la croissance des dommages. Le microscope Leica M420 observe la structure surfacique des dommages et le microscope Navitar Zoom 6000 observe leur structure volumique. Les propriétés des deux microscopes sont résumées dans le [tableau 2.2](#).

	Leica M420	Navitar Zoom 6000
<b>Distance de travail</b>	97 mm	51 mm
<b>Grossissement (min-max)</b>	7,1 à $115 \times$	2,1 à $13,5 \times$
<b>Résolution (min-max)</b>	19,6 à $2,9 \mu\text{m}$	4,9 à $1,6 \mu\text{m}$
<b>Ouverture numérique (min-max)</b>	0,017 à 0,112 nA	0,034 à 0,106 nA
<b>Profondeur de champ (min-max)</b>	3,8 à $0,05 \text{ mm}$	0,43 à $0,04 \text{ mm}$

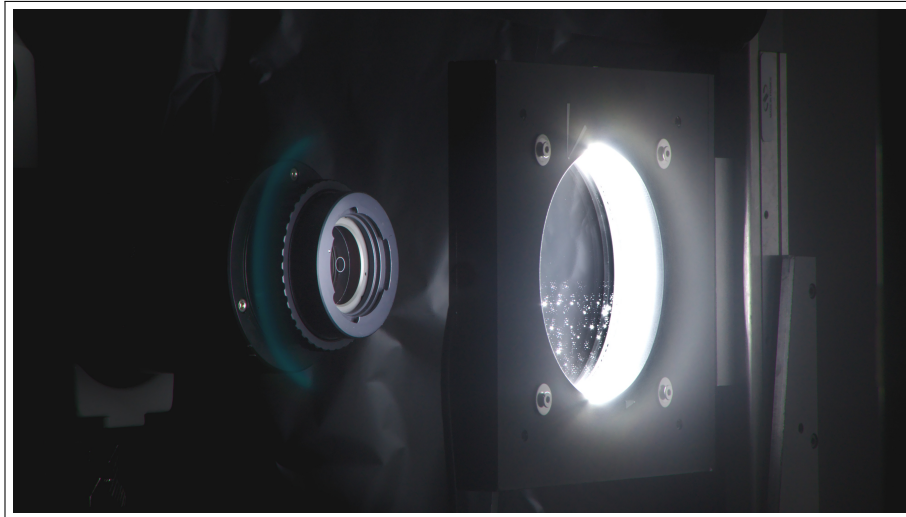
**Tableau 2.2** – Résumé des propriétés des microscopes Leica M420 et Navitar Zoom 6000.

#### 2.3.2.1 Le microscope Leica

Pour des raisons d'encombrement, le microscope Leica M420 est placé sur une platine de translation et est déplacé à chaque tir devant la face d'entrée du composant. La mise au point est effectuée sur la face de sortie. La position du microscope est superposée à la position du faisceau et est identique quelle que soit la zone du composant testée. Afin d'illuminer, puis d'observer une zone différente du composant, ce dernier est placé sur deux platines de translation (pour les axes  $x$  et  $y$ ) et une platine de rotation. Un ensemble de LED est intégré au porte-échantillon afin d'éclairer le composant. Le principe d'éclairage est similaire à la technique DMS [18]. Une photographie du microscope et d'un composant testé est présentée sur la [figure 2.20](#).

Le grossissement a été réglé afin que la résolution et le champ d'observation soient les mêmes que ceux de la caméra CCD de la voie « Métrologie du faisceau » de la [figure 2.9](#). Soit une taille de pixel de  $6,45 \mu\text{m}$  de côté et un champ d'observation de  $8,9 \times 6,7 \text{ mm}$ . En comparant des dommages observés via ce microscope avec des observations acquises au microscope optique, nous avons établi que la taille de dommages minimum observable



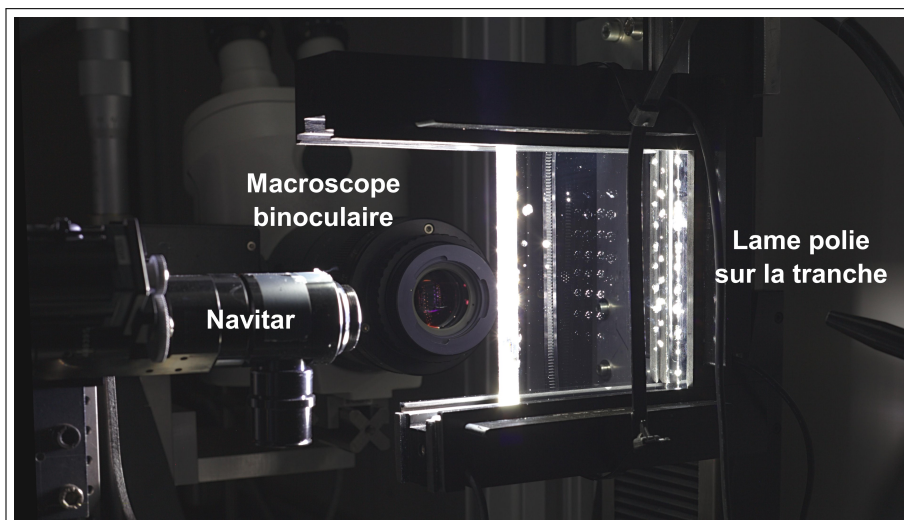


**Figure 2.20** – Photographie du macroscopie Leica M420 (à gauche) et d'un composant optique testé sur le banc MELBA (à droite) intégré au porte composant et éclairé par le système d'éclairage.

avec ce système est de  $10\ \mu\text{m}$ . Ce macroscopie est utilisé afin d'observer l'initiation et la croissance des dommages en surface.

### 2.3.2.2 Le macroscopie Navitar

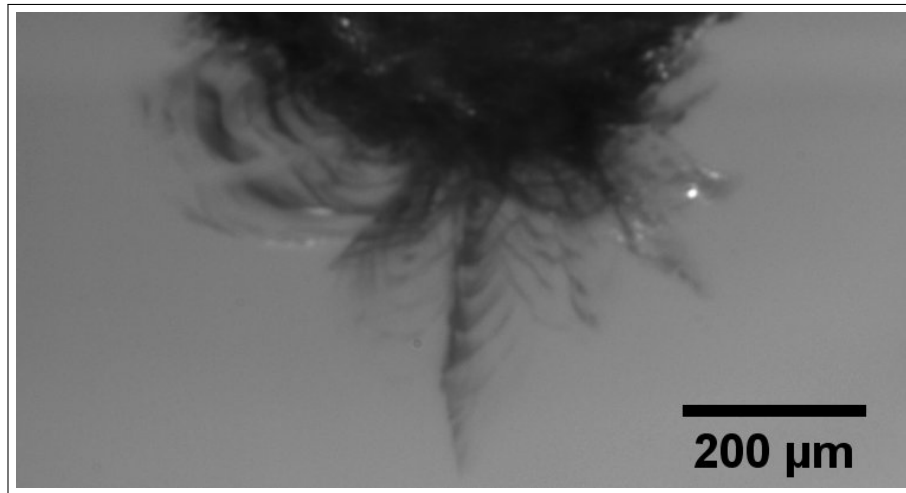
L'étude de la croissance des dommages, nous a amenés à observer et quantifier la morphologie volumique des dommages au cours de la croissance. Cette observation a été rendue possible en polissant la tranche d'un composant parallélépipédique. Le macroscopie Navitar Zoom 6000 a été utilisé afin d'observer la croissance des dommages à travers cette tranche polie. L'objectif du macroscopie est placé devant la tranche du



**Figure 2.21** – Photographie des macroscopes Navitar et Leica, ainsi que le composant poli sur la tranche intégré au porte composant et éclairé par le système d'éclairage.

composant et observe la structure volumique du dommage en ombroscopie. Une photographie du dispositif est présentée sur la [figure 2.21](#). Le grossissement du microscope est donc d'abord réglé au maximum, afin de détecter les dommages de petite dimension, puis est réduit à deux reprises pour adapter le champ d'observation à la séquence de croissance. Sur chacune des positions de grossissement, la taille d'un pixel est respectivement de 0,4; 1,3 et 2,7  $\mu\text{m}$ .

Un exemple de la structure volumique d'un dommage observé via ce microscope est représenté sur la [figure 2.22](#).



**Figure 2.22** – Exemple d'une image d'un dommage acquise avec le microscope Navitar. ( $\lambda = 351 \text{ nm}$ ;  $\tau = 5 \text{ ns}$ ;  $\langle F \rangle = 7 \text{ J/cm}^2$ )

## 2.4 Traitement des images

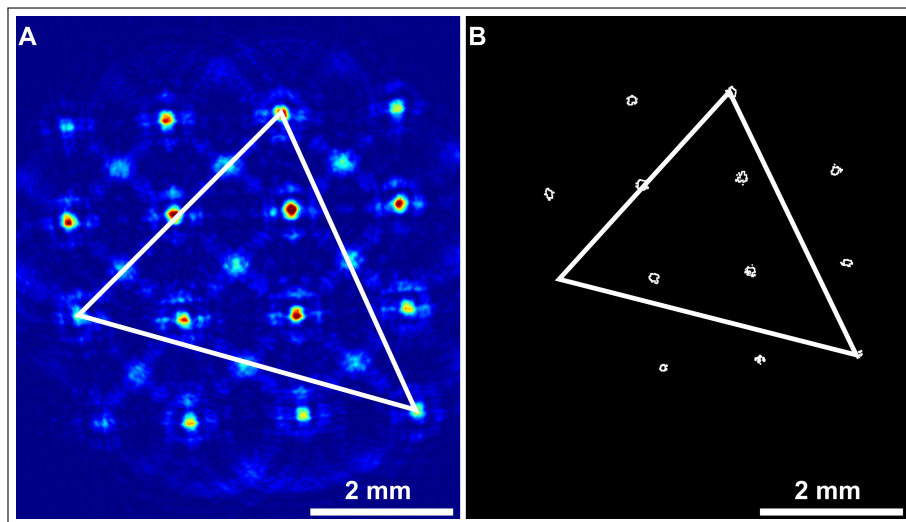
Le principal avantage du faisceau MELBA est sa taille (millimétrique), supérieure de plusieurs ordre de grandeur à la taille des dommages initiés (micrométrique). L'utilisation d'un faisceau millimétrique nous a permis d'étudier l'initiation et la croissance d'une grande population de dommages à des fluences différentes, ainsi que la croissance de dommages uniques jusque des tailles millimétriques. Afin d'attribuer une valeur de fluence correcte aux dommages étudiés, plusieurs traitements d'images doivent être effectués. Avant les séries de tirs, un tir dit de « calage » est effectué afin d'enregistrer la position de la cartographie des dommages vis à vis des zones d'intérêt de la cartographie de fluence. A chaque tir, l'image du profil spatial est calibrée en fluence avec la mesure d'énergie. L'image de la cartographie des dommages observée avec le microscope Leica est binarisée et alignée selon les positions enregistrées lors du tir de calage. Si les mesures visent à étudier la croissance des dommages, un traitement spécifique est appliqué sur les images issues du microscope Leica afin de suivre l'évolution du diamètre des dommages et la fluence associée à ces derniers. Ces différents traitements d'image sont présentés dans les sections suivantes. Les différentes étapes des traitements d'images ont été en majeure partie développées par R. Parreault; O. Bonville et R. Courchinoux du CEA-CESTA. Les différentes mesures effectuées lors de cette thèse ont permis d'affiner l'efficacité de ces traitements.

### 2.4.1 Tir de « calage »

Le tir de calage est effectué en plaçant les masques de phase entre la lentille de focalisation et la lame de prélèvement de la [figure 2.9](#). Ces masques agissent comme des micro-lentilles focalisant localement le faisceau. Le profil spatial résultant correspond à une matrice de points chauds. Le tir de calage est effectué à une énergie d'environ 1 J. La fluence maximale sur les points chauds induits par les masques de phase est alors de l'ordre de  $30 \text{ J/cm}^2$ .

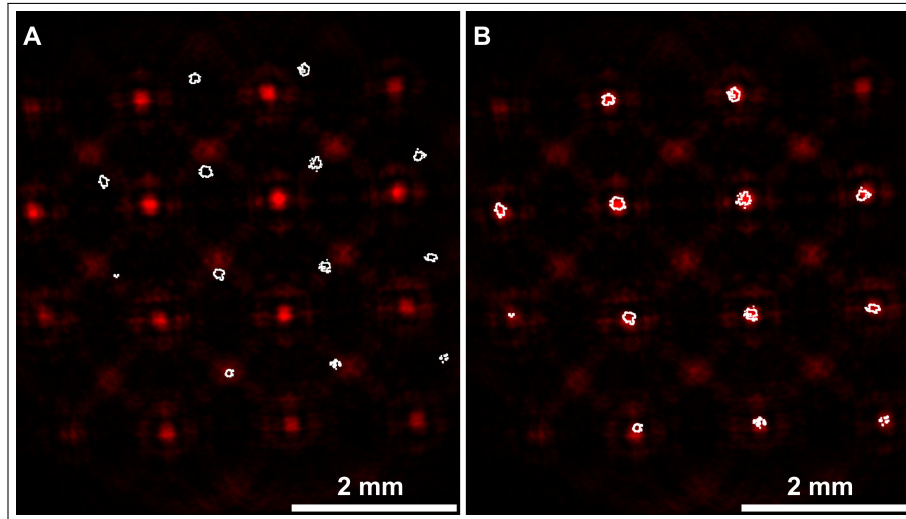
Comme le montre la [figure 2.23](#) les dommages initiés suivent le motif des points chauds induits par les masques de phase. Cependant, comme le montre la [figure 2.24-A](#), si l'on superpose les deux cartographies (La cartographie de fluence en rouge et la cartographie des dommages en blanc). La position des dommages initiés n'est pas superposée sur les points chauds, alors que les motifs sont identiques. En effet, le positionnement du microscope n'est pas parfait. Par conséquent, si l'on devait mesurer la fluence moyenne comprise dans le contour d'un dommage, cette mesure serait fautive. C'est pour cette raison que le tir de calage est effectué.

Comme le montre la [figure 2.23](#), les deux cartographies sont ajustées en sélectionnant trois dommages correspondant à trois points chauds sur la cartographie de fluence. Le programme de traitement applique ensuite une transformation affine [63] à l'image des dommages. La transformation affine translate et grossit l'image afin d'aligner les trois points de la [figure 2.23-B](#) avec les trois points de la [figure 2.23-A](#). Le résultat final est représenté sur la [figure 2.24-B](#). Cette transformation géométrique est enregistrée et appliquée à chaque image issue du microscope Leica aux tirs suivants.



**Figure 2.23** – Images des cartographies de fluence (A) et de dommages (B) issues d'un tir de calage. Les trois points d'intérêt utilisés pour appliquer la transformation affine sont représentés par un triangle blanc. Le résultat de la transformation affine est représenté sur la [figure 2.24-B](#).





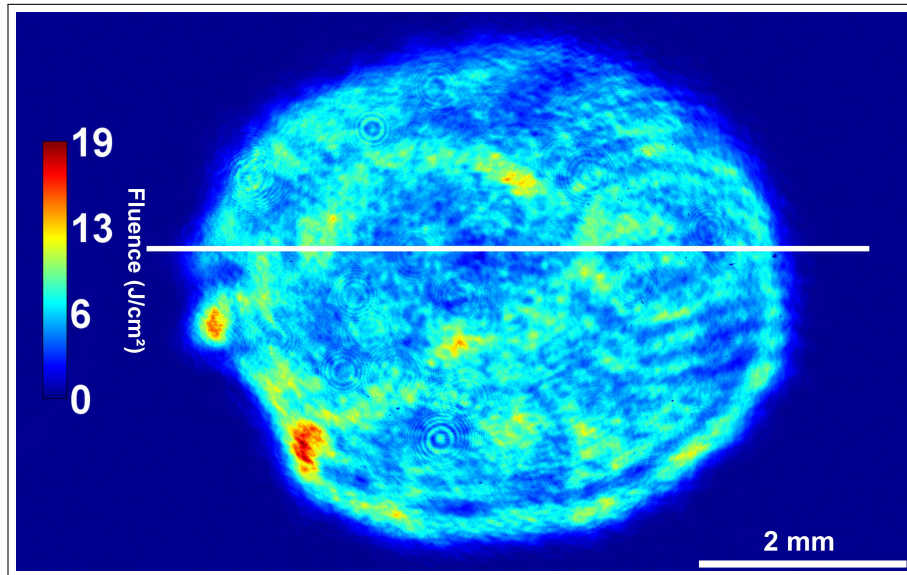
**Figure 2.24** – Comparaison de la superposition de la cartographie de fluence (en rouge) et de la cartographie des dommages (en blanc) avant (A) et après la transformation affine (B).

#### 2.4.2 Calcul de la cartographie de fluence

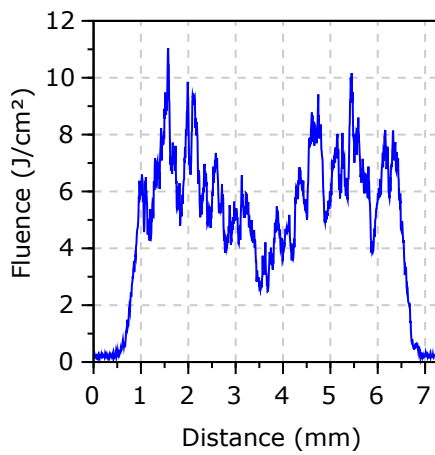
La mesure de la fluence est le paramètre primordial de l'étude de l'endommagement. Avec un faisceau millimétrique tel que MELBA, la fluence doit être attribuée à chaque pixel de l'image de la cartographie. Pour cela, le bruit de l'image du profil spatial est soustrait en mesurant la valeur moyenne (plus deux fois l'écart-type) du niveau de gris d'une zone sans faisceau et en retirant cette valeur à chaque pixel de l'image. La fluence  $F_{i,j}$  sur chaque pixel de position  $(i,j)$  est finalement déterminée par l'équation suivante,

$$(2.6) \quad F_{i,j} = g_{i,j} \frac{E}{S_{\text{px}} \sum_i \sum_j g_{i,j}}$$

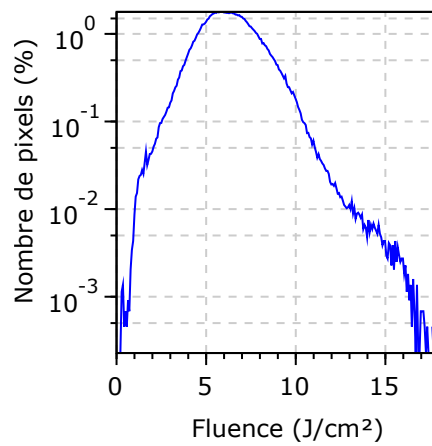
Avec  $g_{i,j}$  le niveau de gris du pixel à la position  $(i,j)$ ;  $E$  l'énergie du tir mesurée par la photodiode et  $S_{\text{px}}$  la surface d'un pixel ( $S_{\text{px}}=6,45 \times 6,45 \mu\text{m}^2$ ). Le terme  $\sum_i \sum_j g_{i,j}$  correspond à la somme des valeurs de gris des pixels de l'image. Un exemple de cartographie de fluence ainsi qu'une coupe et l'histogramme de cette dernière sont représentées respectivement sur la [figure 2.25a](#); la [figure 2.25b](#) et la [figure 2.25c](#). Il est possible d'observer que les modulations spatiales du faisceau permettent d'atteindre des valeurs de fluence jusque trois fois supérieures à la fluence moyenne, soit un contraste de 3. Grâce à la MFS, la répartition spatiale de l'énergie reste relativement homogène. Le faisceau est donc capable, en un tir, d'exposer une population de défauts à des fluences différentes. Cette propriété a été utile lors des mesures paramétriques de la probabilité et du coefficient de croissance. Un tel contraste est cependant désavantageant lors de l'étude de la croissance de dommages dont la taille est de l'ordre de celle du faisceau. Dans ce cas, la fluence mesurée correspond à la fluence moyenne du faisceau.



(a)



(b)



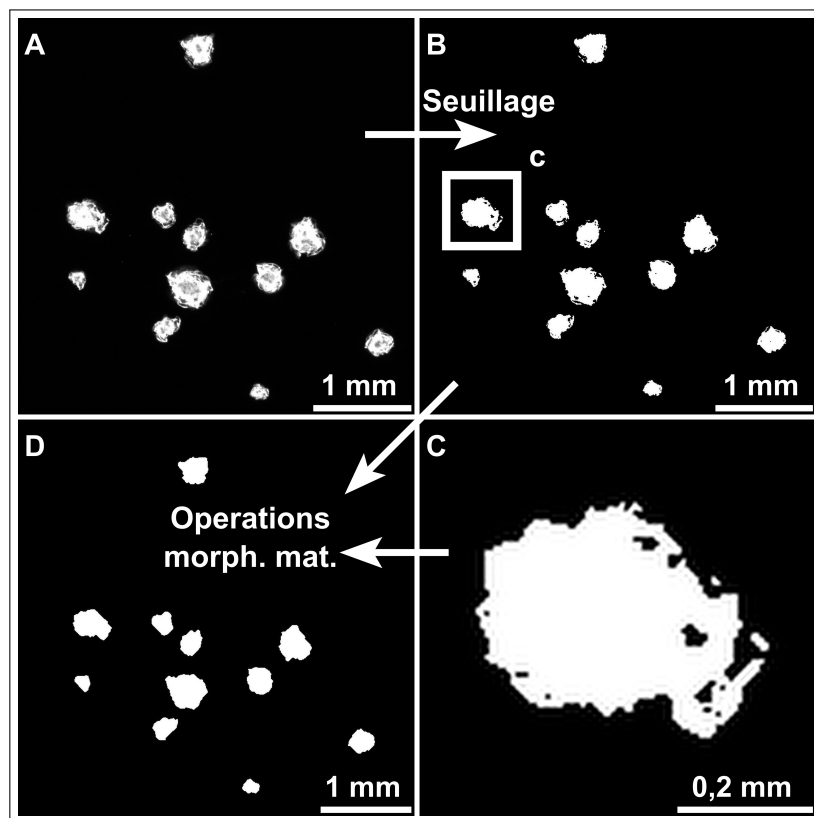
(c)

**Figure 2.25** – (a) Cartographie de fluence obtenue après le traitement d'image  
(b) Coupe de la cartographie de fluence correspondant au trait blanc sur la figure 2.25a  
(c) Histogramme des fluences.

### 2.4.3 Traitement des images du microscope Leica

Afin de mesurer le diamètre des dommages, l'image de la cartographie des dommages observée par le microscope Leica doit être seuillée [64]. Le seuillage consiste à discriminer le fond du sujet d'une image en séparant l'histogramme des niveaux de gris de l'image en deux, à une valeur seuil. Ce seuil est déterminé selon différents algorithmes [65, 66]. Tous les pixels dont le niveau de gris est inférieur à ce seuil seront ramenés à 0 et tous les pixels dont le niveau de gris est supérieur à ce seuil seront ramenés à 255.

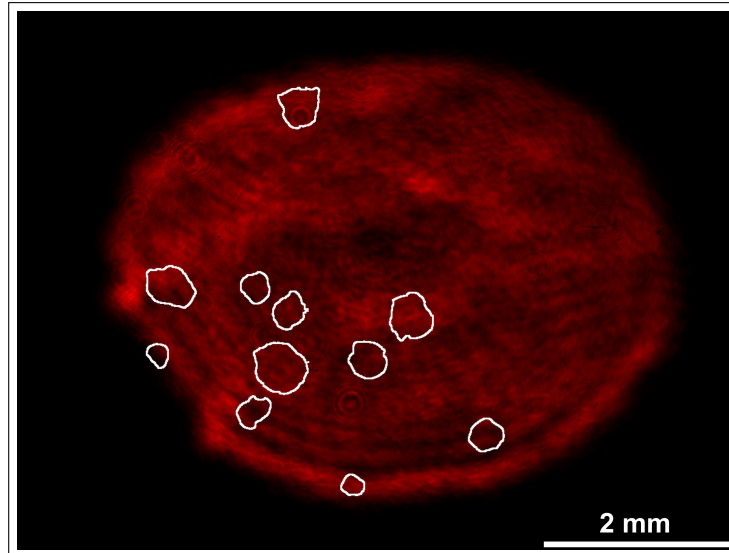
Un exemple de résultat de seuillage est représenté sur la [figure 2.26-B](#). Si l'on regarde un dommage seuillé individuellement (*c.f.* [figure 2.26-C](#)), il est possible d'observer que certaines zones à l'intérieur de la surface sont noires et que des zones blanches sont présentes autour du dommage. Ces défauts de seuillage sont dus aux variations du niveau de gris à l'intérieur du dommage. Certaines zones diffusent plus la lumière des LED que d'autres. Ces défauts peuvent être corrigés en appliquant des opérations morpho-mathématiques (*c.f.* [figure 2.26-D](#)). Le principe de ces opérations est résumé dans le chapitre « Morphological Filters » de la référence [67].



**Figure 2.26** – Traitement appliqué aux images issues du microscope Leica. (A) Image brute issue du microscope Leica. (B) Résultat du seuillage (C) zoom sur un des dommages seuillé (D) Résultat des opérations morpho-mathématiques [67].

La même transformation affine que celle déterminée lors du tir de calage est ensuite appliquée à l'image finale. Cette étape permet finalement de placer les dommages sur la zone du faisceau à laquelle ils sont associés. La fluence locale « vue » par un dommage est finalement mesurée en reportant les pixels correspondant à ce dommage sur la car-

tographie de fluence (c.f. [figure 2.27](#)) et en mesurant la fluence moyenne sur l'ensemble de ces pixels. La surface des dommages est calculée en multipliant le nombre de pixels du dommage par la surface d'un pixel. C'est de cette mesure qu'est calculé le diamètre du dommage.



**Figure 2.27** – Superposition de la cartographie de fluence (en rouge) et du résultat de la binarisation de l'image du microscope Leica (en blanc)

#### 2.4.4 Suivi de la croissance

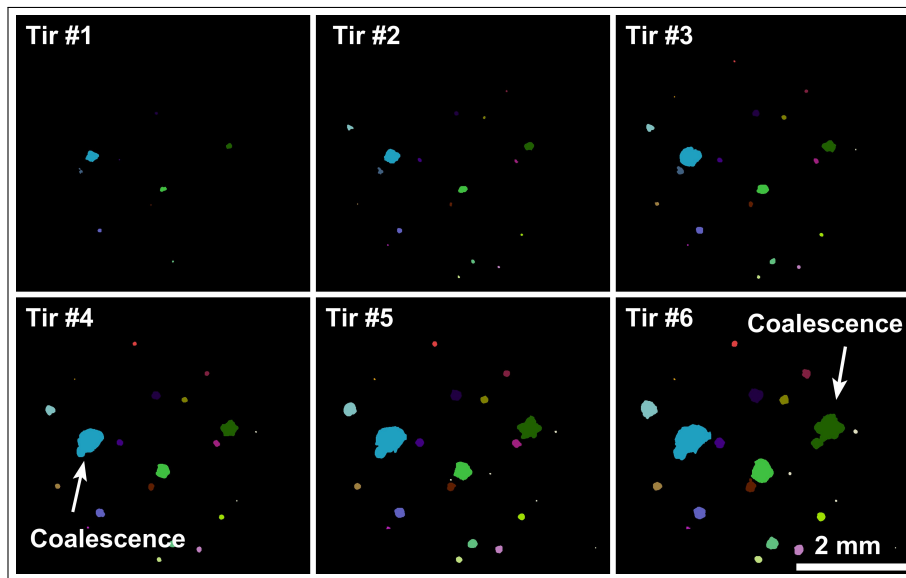
Le programme de suivi de la croissance des dommages a été développé par R. Courchinoux du CEA-CESTA. Ce programme traite les images du microscope, après binarisation, en assignant un numéro (de 10 à 65 550, par pas de 10) à chaque dommage et en enregistrant la surface au tir  $n$ ; la surface au tir  $n - 1$  et la moyenne de la fluence sur les pixels correspondant à la position du dommage sur la cartographie de fluence. Un exemple de fichier de sortie est présenté dans le [tableau 2.3](#).

Numéro	$S_{n-1}$ (px)	$S$ (px)	$F$ (J/cm <sup>2</sup> )	Coalescence
<b>Tir #2</b>				
10	64	63	6,689	0
20	10	10	9,191	0
30	132	138	9,705	0
<b>Tir #3</b>				
10	63	63	7,158	0
20	10	11	8,887	0
30	138	169	9,676	0

**Tableau 2.3** – Exemple de fichiers de sortie du programme de suivi de la croissance sur deux tirs succesifs

Le programme est également capable de distinguer la coalescence entre deux dommages. Si un dommage n'a pas coalescé avec un autre, le programme entre la valeur 0 dans la dernière colonne du fichier de sortie. Si deux dommages coalescent, le programme adresse la valeur 1 à la dernière colonne du dommage associé à la fluence moyenne la plus élevée. Si ce dommage coalesce à nouveau et que sa fluence est la plus élevée, la valeur 2 est assignée à la dernière colonne, et ainsi de suite.

Le programme applique finalement un niveau de gris correspondant au numéro du dommage sur les pixels correspondant à ce dernier sur l'image binarisée. En appliquant une table de couleurs aux niveaux de gris, chaque dommage apparaît selon une couleur différente. Un exemple d'une séquence de croissance avec les dommages en différentes couleurs est représenté sur la [figure 2.28](#).



**Figure 2.28** – Exemple d'une séquence de croissance traitée par le programme de suivi des dommages. Deux exemples de coalescence sont visibles aux tirs 4 et 6

## Synthèse du [chapitre 2](#)

Ce chapitre a présenté le dispositif expérimental d'endommagement laser MELBA, utilisé au cours de cette thèse. Nous avons vu que cet outil original est capable de délivrer un faisceau laser dont une grande partie des propriétés peuvent être contrôlées par l'utilisateur. Le banc MELBA est donc un outil puissant, tant en terme d'énergie délivrable sur le composant optique testé que en terme de capacités à effectuer des mesures d'endommagement avec une métrologie fine et maîtrisée. Le module de mise en forme temporelle intégré à la source permet de délivrer un profil temporel qui peut être défini sur une gamme de durée comprises entre 1 et 12 ns. La mise en forme spatiale assure que le faisceau soit le plus homogène possible sur le composant testé. L'amplification et la conversion de fréquence permettent d'obtenir un faisceau dont l'énergie peut atteindre 4J à 3 $\omega$ . Finalement, la lentille focalisant le faisceau sur le composant permet d'obtenir un diamètre variant entre 7 et 5 mm sur la face arrière. Par conséquent, le faisceau final, interagissant avec le composant a une fluence moyenne pouvant atteindre 20 J/cm<sup>2</sup> et une fluence maximale pouvant atteindre 60 J/cm<sup>2</sup>. Le taux de répétition est de un tir par

minute. Les différents diagnostics intégrés au banc permettent une mesure fine des propriétés du faisceau et du composant. Une synthèse des propriétés du faisceau MELBA et des différents diagnostics est reportée dans le [tableau 2.4](#).

Propriétés	Valeur	Diagnostic	Résolution	Section
Source	Nd :Phosphate			<a href="#">2.1.1</a>
Longueur d'onde	351 nm			<a href="#">2.1.1</a>
Profil spatial	circulaire, homogène	Caméras CCD	6,45 $\mu\text{m}$	<a href="#">2.3.1.1</a>
Diamètre	7 à 4 mm			
Front d'onde	PV=400 nm	Phasics	29,6 $\mu\text{m}$	<a href="#">2.3.1.5</a>
Energie maximale	4 J	Photodiode calibrée		<a href="#">2.3.1.2</a>
Durée d'impulsion	1 à 12 ns	Photodiode et oscilloscope	33 GHz	<a href="#">2.3.1.3</a>
Taux de répétition	1 tir/min			<a href="#">2.1.3</a>
Modulation de phase	$f_m = 2 \text{ GHz}$	STRESO ( $1\omega$ ) STROM ( $3\omega$ )	1 GHz 2 GHz	<a href="#">2.3.1.4</a>
Profondeur de modulation	1,3 à 12 rad			<a href="#">2.3.1.4</a>
Observation des dommages en surface		Leica	6,45 $\mu\text{m}$	<a href="#">2.3.2.1</a>
Observation des dommages en volume		Navitar	0,4 $\mu\text{m}$	<a href="#">2.3.2.2</a>

**Tableau 2.4** – Synthèse des propriétés du faisceau MELBA et des différents diagnostics intégrés au banc

Le banc MELBA a donc été développé afin d'effectuer des mesures paramétriques de l'ensemble des thématiques de l'endommagement laser. Lors de cette thèse, MELBA nous a donc permis d'étudier l'initiation et la croissance des dommages sous différentes fluences et durées d'impulsion. Les résultats de ces mesures sont reportés dans les chapitres suivants.



Nous avons vu dans la [section 1.3](#) que l'étude de l'initiation des dommages en laboratoire peut être effectuée en mesurant la densité de dommage en fonction de la fluence. Dans le cas de la silice, ce mesurande dépend de l'absorption de l'énergie incidente par les défauts sous-surfaciques. L'évolution de la densité de dommages en fonction de la fluence est donc une propriété intrinsèque de la population de défauts. Ainsi, deux mesures de densité de dommages effectuées sur un même composant optique avec, par exemple, deux répartitions spatiales de l'énergie différentes, doivent être identiques.

Sur le Laser Mégajoule, la fluence maximale du faisceau ne dépasse pas  $14 \text{ J/cm}^2$ , valeur pour laquelle les procédés de polissage les plus avancés garantissent une densité de dommages croissants inférieure à  $0,01 \text{ Dommage/cm}^2$ .

Cette valeur doit cependant être ajustée selon la durée d'impulsion de la campagne de tirs. En effet, il a été démontré [68–70] que la fluence critique amenant à l'endommagement est fonction de la durée d'impulsion. Nous avons effectué des mesures afin de reproduire cette observation avec le faisceau MELBA, dont la durée d'impulsion peut être ajustée. Les résultats sont présentés dans la [section 3.1](#).

Malgré les limitations des valeurs d'énergie du Laser Mégajoule, différents phénomènes sont susceptibles d'augmenter la fluence maximale du faisceau sur la face de sortie des composants optiques. Par exemple, des défauts situés sur la surface des composants sont susceptibles de diffracter le faisceau et de produire des surintensités sur les optiques en aval. Cette problématique fait l'objet d'une thèse au laboratoire de métrologie optique du CEA-CESTA [71]. Dans le cadre de ces travaux, des défauts de phase modèles ont été développés. Ces « *masques de phase* » ont été utilisés lors de l'étude statistique de la croissance des dommages présentée dans le [chapitre 4](#). Ces mesures nécessitent l'initiation de dommages espacés de façon régulière. Ces masques de phase ont également été utilisés afin de mesurer la densité de dommages de composants optiques. Le principe de ces masques de phase ainsi que leur caractérisation sont présentés dans la [section 3.2](#).

La propagation non linéaire du faisceau dans les composants épais (34 mm d'épaisseur) est également susceptible de produire des sur-intensités sur la face de sortie. Sans une métrologie dédiée, la mesure de fluence est faussée. Ces effets préviennent donc d'une mesure correcte de la densité de dommages. Un système optique a donc été développé afin de mesurer la tenue au flux laser d'un composant épais en mesurant le profil spatial du faisceau après la propagation dans le composant. Ce système d'imagerie ainsi que la mesure de la densité de dommages de composants optiques épais sont présentés dans la [section 3.3](#). L'impact de la conversion FM-AM sur la propagation et sur la mesure de la fluence est également présenté dans cette section.



### 3.1 Influence de la durée d'impulsion sur la mesure de la densité de dommages

Les travaux de H. BERCEGOL [72] ont simulé l'absorption du flux laser par des fractures nanométriques dont la profondeur  $L$  suit une distribution uniforme. En appliquant le critère de Griffith [41], les auteurs ont défini le seuil d'endommagement comme la fluence  $F_c$  nécessaire afin que la pression résultante de l'absorption de l'énergie laser dépasse la valeur  $p_c \sim K_c/\sqrt{L}$ , avec  $K_{Ic} = 0,75 \text{ MPa}\sqrt{\text{m}}$  la tenacité (mode I) de la silice. Pour des durées d'impulsion supérieures à 1 ns, les auteurs ont démontré que,

$$(3.1) \quad F_c \sim \sqrt{\tau}$$

Ainsi, la fluence  $F_{\tau_1}$  mesurée à une durée d'impulsion  $\tau_1$  peut-être exprimée en fonction de la fluence  $F_{\tau_2}$  mesurée à une durée d'impulsion  $\tau_2$  tel que,

$$(3.2) \quad F_{\tau_1} = \left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^{\frac{1}{2}} F_{\tau_2}$$

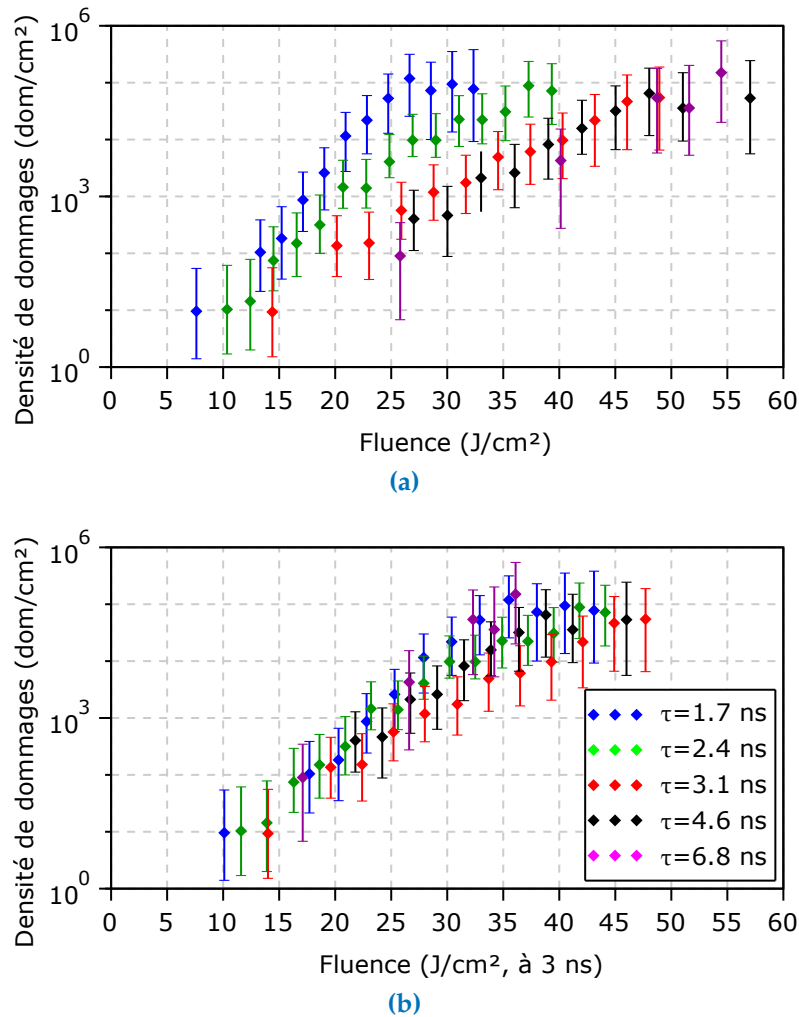
Cette loi d'échelle temporelle est utilisée afin de comparer les mesures de densité de dommages effectuées sur des installations avec des durées d'impulsion différentes. Au tout début de cette thèse, ces mesures ont été réalisées sur le banc laser MELBA pour cinq durées d'impulsion.

Le composant testé est une lame de silice de 100 mm de diamètre et de 10 mm d'épaisseur, polie par la société Thales SESO, suivant un polissage double-face. Pour chaque durées, quatre sites ont été illuminés. Dans tous les cas, le profil temporel était de forme gaussienne. Les durées d'impulsion étaient de 1,7; 2,4; 3,1; 4,6 et 6,8 ns. Ces durées d'impulsion correspondent à la durée à mi-hauteur.

Les mesures ayant été effectuées sur le même composant, elles sont donc directement comparables entre elles. Les résultats sont présentés dans la [figure 3.1](#). La [figure 3.1a](#) indique que, à iso-fluence, plus la durée d'impulsion est courte, plus la densité de dommages augmente. De même, à iso-densité, la fluence nécessaire pour atteindre une densité donnée augmente avec la durée d'impulsion.

Si l'on ramène les fluences de chaque mesures à une durée d'impulsion de référence (c.f. [figure 3.1b](#)) de 3 ns selon l'[equation 3.2](#), les densités de dommages mesurées sont contenues dans l'erreur de mesure de la fluence (estimée à 10 %). Les barres d'incertitude en fluence ne sont pas reportées pour des raisons de lisibilité des figures.

La densité de dommages en fonction de la fluence est utilisée afin de caractériser les composants optiques. Différents facteurs sont susceptibles d'augmenter la fluence du faisceau et ainsi engendrer un endommagement plus important. Des défauts comme des nodules ; des inhomogénéités des traitements anti reflet ou encore des rayures sont susceptibles de diffracter localement le faisceau [73]. Cette diffraction produit des surintensités en aval. Ces surintensités augmentent localement la fluence. Les optiques situées en aval d'une optique présentant un défaut sur une des faces sont donc menacées par la diffraction du faisceau sur le défaut. On parle d'effet « *fratricide* ». Cette problématique est étudiée dans le cadre des travaux de la thèse de F. Tournemene [71]. Ce dernier a étudié l'effet de la morphologie de différents défauts sur la diffraction du faisceau. C'est de ces travaux que sont issus les masques de phase utilisés afin d'initier, avec le faisceau MELBA, une matrice de dommages espacés de façon régulière.



**Figure 3.1** – (a) densités de dommages mesurées sur un composant de silice avec des profils temporels gaussiens de différentes durées d'impulsion (b) Mesures de la figure 3.1a ramenées à la durée de référence de 3 ns selon l'équation 3.2.

### 3.2 Amorçage des dommages sur des points chauds induits par un masque de phase

Dans le cas des masques de phase, les « *défauts* » sont artificiels et sont conçus afin de produire une surintensification suffisante du faisceau pour endommager le composant testé à faible énergie. Le principe ainsi que la qualification de ces masques de phase et des dommages initiés par ces derniers sont présentés dans les sections suivantes.

#### 3.2.1 Prérequis

Un modèle simple de défaut de phase consiste en un disque de rayon  $R$  produisant un déphasage  $\phi$ . TOURNEMENNE *et al.* [74] ont généralisé ce modèle en une somme de  $m$  disques de phase de rayons  $R_i$ . Ces travaux ont montré que l'intensification du faisceau par diffraction à une distance  $z$  du défaut et à une position  $(r = 0, \theta = 0)$  du centre du

défaut correspond au module au carré de l'opérateur de diffraction  $\mathcal{D}_{(0,0,z)}[U_{\text{str}}]$  appliqué au champ électrique  $U_{\text{str}}$  tel que,

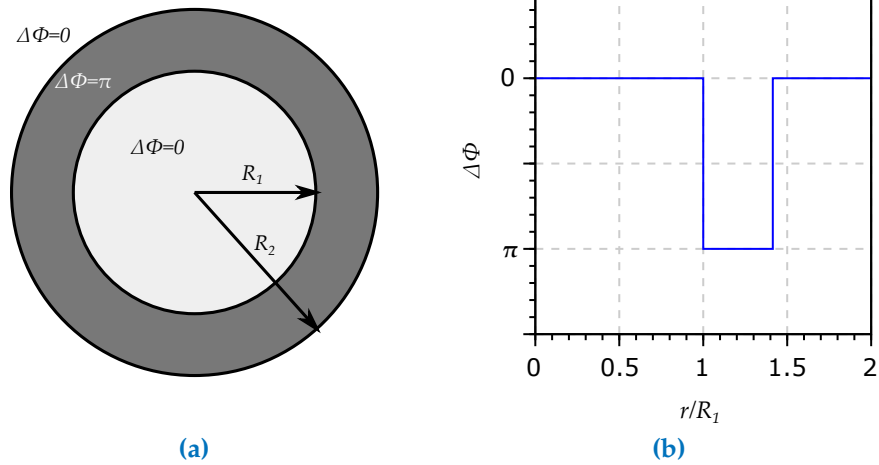
$$(3.3) \quad \mathcal{D}_{(0,0,z)}[U_{\text{str}}] = e^{ikz} \left[ e^{i\phi_1} + \sum_{i=1}^m (e^{i\phi_{i+1}} - e^{i\phi_i}) e^{i\pi\alpha_i N_f} \right]$$

Avec  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  étant la longueur d'onde du faisceau ;  $\alpha_i = (R_i/R_m)^2$  le carré du rapport du rayon du  $i$ -ème disque sur le rayon du dernier disque et  $N_f = Z_c/z = R_m^2/\lambda z$  le nombre de Fresnel ( $Z_c = R_m^2/\lambda$  correspond à la distance de Fresnel).

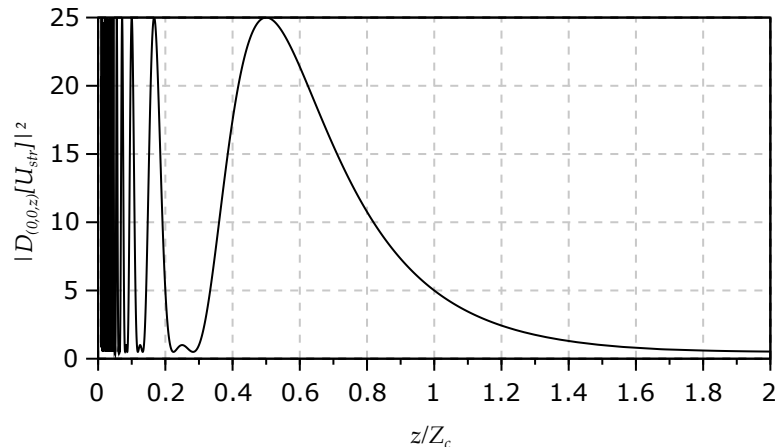
Comme le montre la [figure 3.2](#), les masques de phase consistent en un anneau dont la profondeur (373 nm) produit un déphasage de  $\pi$  à 351 nm. Ce type de défaut correspond à la somme de deux disques, l'un avec un rayon  $R_1$  et de déphasage  $\phi_1 = 0$  et l'autre de rayon  $R_2 = R_1\sqrt{2}$  et de déphasage  $\phi_2 = \pi$ . Ces propriétés produisent une surintensification maximale à une distance  $d = Z_c/2$  à la position  $(r = 0, \theta = 0)$ . Dans ce cas, l'opérateur de diffraction appliqué à l'objet s'écrit,

$$(3.4) \quad \mathcal{D}_{(0,0,z)}[U_{\text{str}}] = e^{ikz} (1 - 2e^{i\pi\alpha_1 N_f} + 2e^{i\pi N_f})$$

L'évolution du module au carré de l'[equation 3.4](#) en fonction de la distance normalisée  $z/Z_c$  est représentée sur la [figure 3.3](#). Ce paramètre traduit l'intensification du champ au cours de la propagation. La dernière surintensification maximale du champ au centre est située à une distance  $z = Z_c/2$ . En ajustant le rayon  $R_1$ , cette position peut être réglée afin que l'intensification maximale corresponde à la distance entre le défaut de phase et la face de sortie du composant.



**Figure 3.2** – (a) Représentation schématique d'un masque de phase annulaire. (b) Evolution du déphasage produit par le masque de phase en fonction de la distance au centre normalisée  $r/R_1$ .

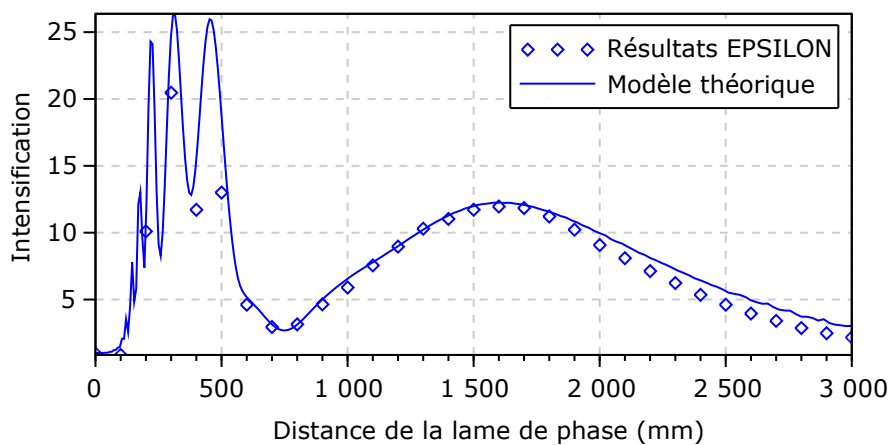


**Figure 3.3** – Evolution de l'intensification du champ au centre en fonction de la distance normalisée  $z/Z_c$ .

### 3.2.2 Observation expérimentale de la surintensification

Les masques de phase ont été réalisés par gravure à l'aide d'un laser  $\text{CO}_2$ , par B. Da Costa Fernandez et G. Gaborit du CEA-CESTA. Ce laser est initialement utilisé afin de « stabiliser », soit, prévenir de la croissance des dommages initiés sur les composants de silice de la chaîne laser [75]. La procédure est réglée afin d'ablater localement la silice. En réglant la puissance du laser et en effectuant plusieurs passages, une certaine profondeur d'ablation peut être atteinte.

Les masques de phase ont été conçus tels que  $R_1 = 1,2 \text{ mm}$  et sur une profondeur correspondant à un déphasage de  $\phi = \pi$  (373 nm). En tout, 19 masques ont été réalisés et agencés selon une matrice hexagonale. La taille de cette matrice permet au faisceau MELBA, en sortie de la lentille de focalisation, de recouvrir entièrement les 19 masques. Afin de qualifier la surintensification engendrée par les masque de phase, une série de mesures a été réalisée. La mesure de la surintensification a été réalisée par F. Tourne-  
menne sur le banc laser EPSILON [76]. Ce banc mesure le profil spatial du faisceau avec et sans le masque de phase, à une distance donnée. Le rapport des deux profils permet de mesurer la surintensification. Les résultats sont représentés sur la figure 3.4.



**Figure 3.4** – Comparaison entre la surintensification mesurée sur le banc EPSILON et le modèle analytique développé par TOURNEMENNE *et al.* [74].

Ces résultats montrent que la dernière surintensification est de  $\times 12$  contrairement au  $\times 25$  prévu par l'équation 3.4. Cette différence est liée aux imperfections de fabrication de l'anneau [74]. Par exemple, comme le montre la figure 3.5b, la profondeur de l'anneau n'est pas constante sur la distance  $R_2 - R_1$  et la pente entre la surface et le fond de l'anneau n'est pas parfaitement raide (on parle d'escarpement). En conséquence, le déphasage n'est pas uniforme (c.f. figure 3.5a) et la surintensification inférieure à la valeur théorique. L'impact de ces paramètres a été modélisé par TOURNEMENNE *et al.* [74]. Les résultats de ce modèle correspondent au trait plein de la figure 3.4.

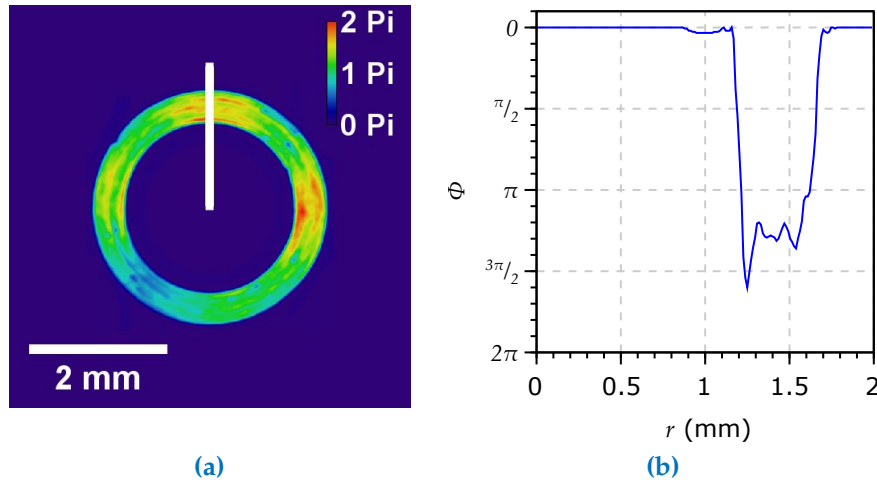


Figure 3.5 – (a) Mesure du déphasage produit par un masque de phase. (b) Coupe de la figure 3.5a sur le trait blanc.

Les masques de phase ont ensuite été intégrés au banc MELBA, entre la lentille de focalisation et la lame de prélèvement à une distance de 1,7 m du composant. Cette distance correspond à la position de la dernière surintensification maximale observée sur la figure 3.4. En appliquant le même traitement d'image que celui présenté dans la section 2.4.2, la fluence sur les points chauds résultant de la diffraction du faisceau par les masques de phase est mesurée. La figure 3.6 présente un exemple de cartographie

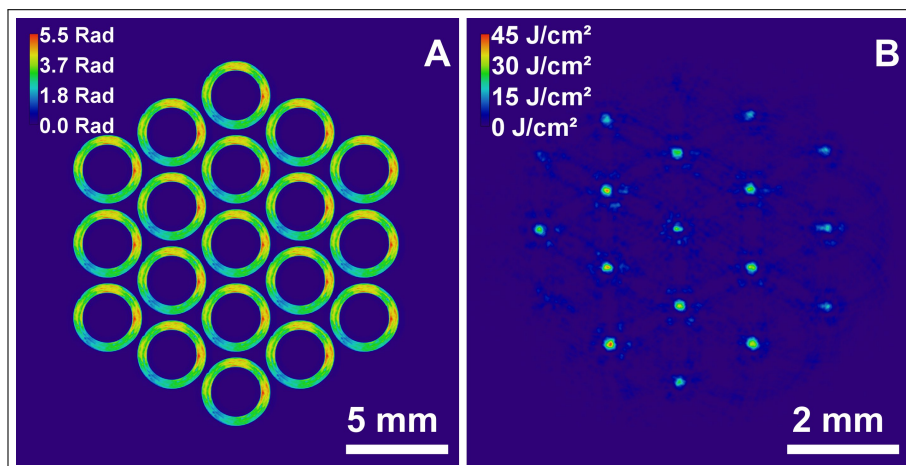


Figure 3.6 – Exemple de profil spatial (image de droite) résultant de la diffraction du faisceau MELBA par les masques de phase (image de gauche).

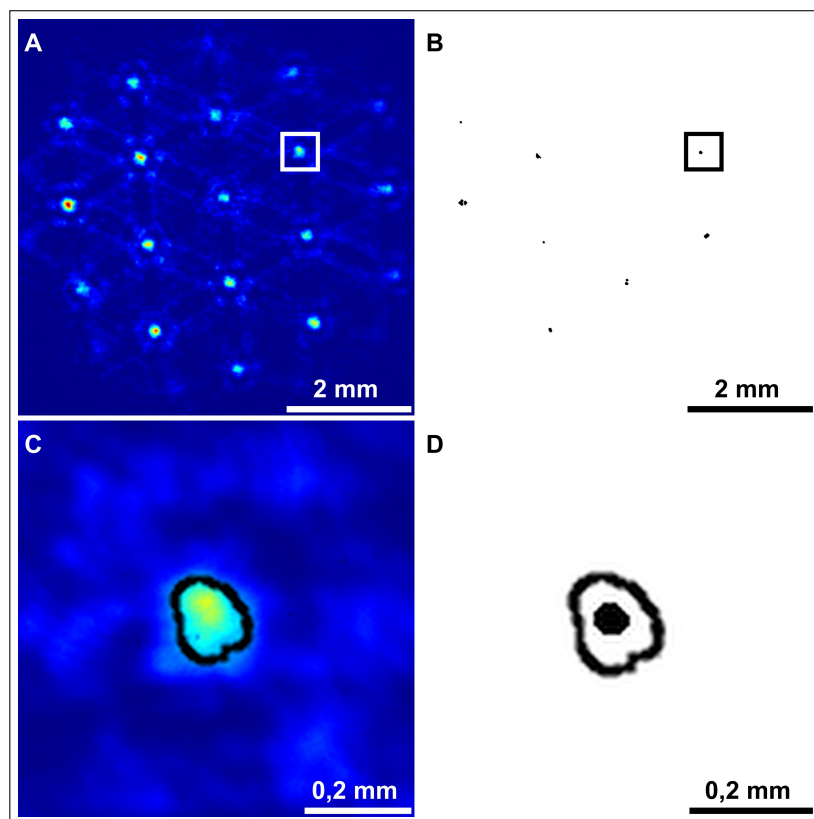
de fluence (à droite) résultant de la diffraction du faisceau MELBA par les 19 masques de phase (à gauche). L'énergie du faisceau incident est de 0,5J.

Nous avons effectué une série de mesures de la densité de dommages d'un composant de silice de 100 mm de diamètre et 10 mm d'épaisseur, avec et sans les masques de phase. Les résultats de cette série de mesures sont présentés dans la section suivante.

### 3.2.3 Densité de dommages mesurée avec les masques de phase

Une surface de 12 mm<sup>2</sup> a été illuminée par le faisceau MELBA « classique ». La même surface a été illuminée par le faisceau résultant de la diffraction par les masques de phase. Si la fluence est correctement mesurée, alors la densité de dommages mesurée avec et sans les masque de phase doit être identique.

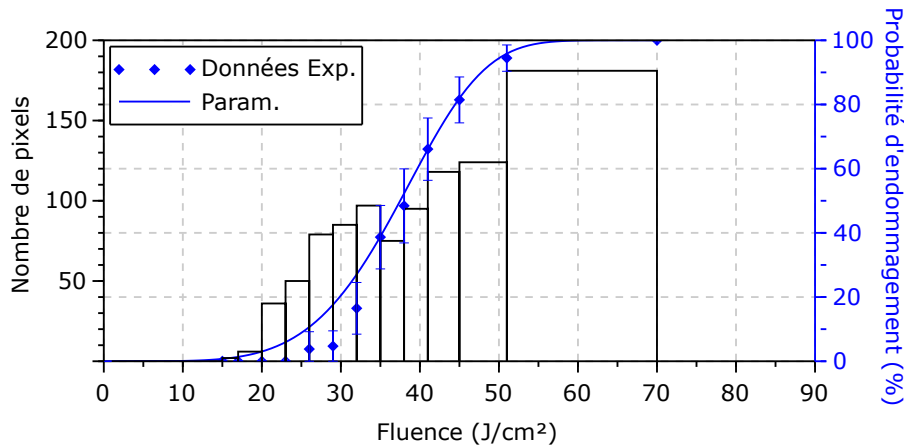
Deux techniques ont été utilisées afin de mesurer la densité de dommages avec le faisceau résultant de la diffraction par les masques de phase. Dans un premier temps, la densité de dommages a été calculée selon la fluence locale, comme présenté dans la [section 1.3](#). Dans un second temps, un seuillage automatique a été appliqué aux images de cartographie de fluence. Comme le montre la [figure 3.7-C](#), ce seuillage permet de détecter automatiquement les points chauds. Le programme mesure alors la fluence



**Figure 3.7** – (A) faisceau résultant de la diffraction par les masques de phase. (B) cartographie des dommages associée au faisceau de l'image A. (C) Zoom sur un point chaud entouré par le résultat du seuillage. Cette zone correspond au carré blanc de l'image A (D) Zoom sur un dommage entouré par le résultat du seuillage de l'image de la figure A. Cette zone correspond au carré noir de l'image B.

maximale contenue dans cette zone. La zone correspondant au point chaud est ensuite reportée sur l'image de la cartographie des dommages (c.f. [figure 3.7-D](#)). Le programme écrit finalement un fichier contenant la fluence maximale dans la première colonne et si la zone contient un dommage (1) ou non (0) dans la seconde colonne.

Les fluences mesurées sur chaque point chaud sont rangées dans des classes d'intervalle  $\delta F$  et la probabilité d'endommagement en fonction de la fluence  $\mathcal{P}(F)$  est calculée dans chaque classe comme le rapport entre le nombre de zones contenant des dommages et le nombre total de zones dans la classe de fluence  $[F, F + \delta F]$ . Le résultat de la probabilité d'endommagement ainsi que l'histogramme des classes de fluence sont représentés sur la [figure 3.8](#).



**Figure 3.8** – Evolution de la probabilité d'endommagement en fonction de la fluence et histogramme des fluences associé à ces résultats.

La densité de dommages peut ensuite être estimée selon la relation suivante [6, 7],

$$(3.5) \quad \mathcal{D}(F) = -\beta \frac{\log[1 - \mathcal{P}(F)]}{S}$$

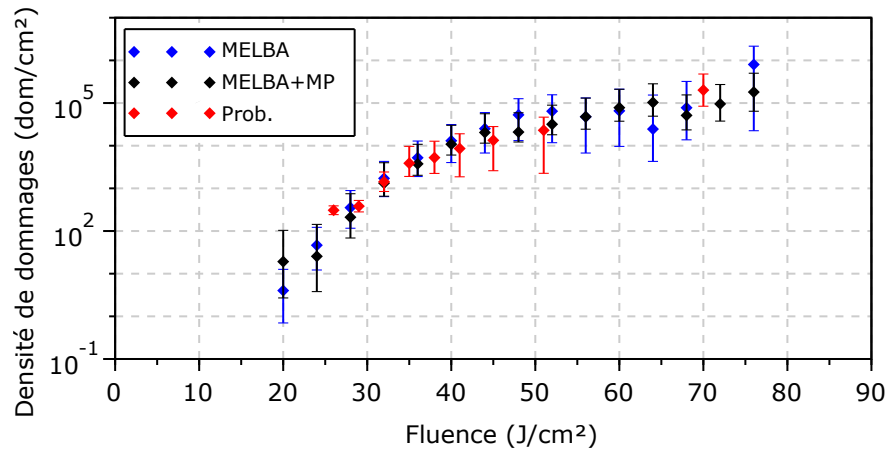
Avec  $S = 2,7 \times 10^{-4} \text{ cm}^2$ , la surface moyenne d'un point chaud. Cette valeur a été mesurée comme la moyenne de la surface des zones issues du seuillage de la cartographie de fluence. Le terme  $\beta$  correspond au paramètre de régression de l'équation 1.2. Il traduit du couplage entre la réponse des défauts et le profil spatial du faisceau [6].

Nous pouvons observer sur la [figure 3.9](#) que les deux méthodes de mesure de la densité de dommages donnent des résultats similaires. Les deux méthodes peuvent donc être utilisées afin de mesurer la densité de dommages.

De même, les résultats de la [figure 3.9](#) indiquent clairement que les valeurs de densité de dommages mesurées avec le faisceau MELBA classique sont du même ordre de grandeur que celles mesurées avec le faisceau résultant de la diffraction par les masques de phase.

Par conséquent, la fluence mesurée sur les images du faisceau résultant de la diffraction par les masques de phase est correctement mesurée. Nous pouvons donc connaître la fluence d'initiation lors des séries de mesures réalisées sur des dommages initiés par les masques de phase. Le masque de phase est donc un outil puissant pour mesurer la tenue au flux laser de composants optiques. Lors de l'étude statistique de la croissance des dommages présentée dans le chapitre suivant, les masques de phase ont été utilisés





**Figure 3.9** – Evolution de la densité de dommages en fonction de la fluence. La densité de dommages est mesurée avec le faisceau MELBA « classique » (MELBA), en bleu ; avec le faisceau résultant de la diffraction par les masques de phase (MELBA+MP), en noir et en dérivant la mesure de la probabilité d’endommagement selon l’équation 3.5, en rouge.

afin d’initier une grande population de dommages espacés de quelques millimètres, à différentes durées d’impulsion. Cet agencement nous a permis de mesurer la probabilité et le coefficient de croissance des dommages, à différentes durées d’impulsion, sur une dizaine de tirs, sans coalescence.

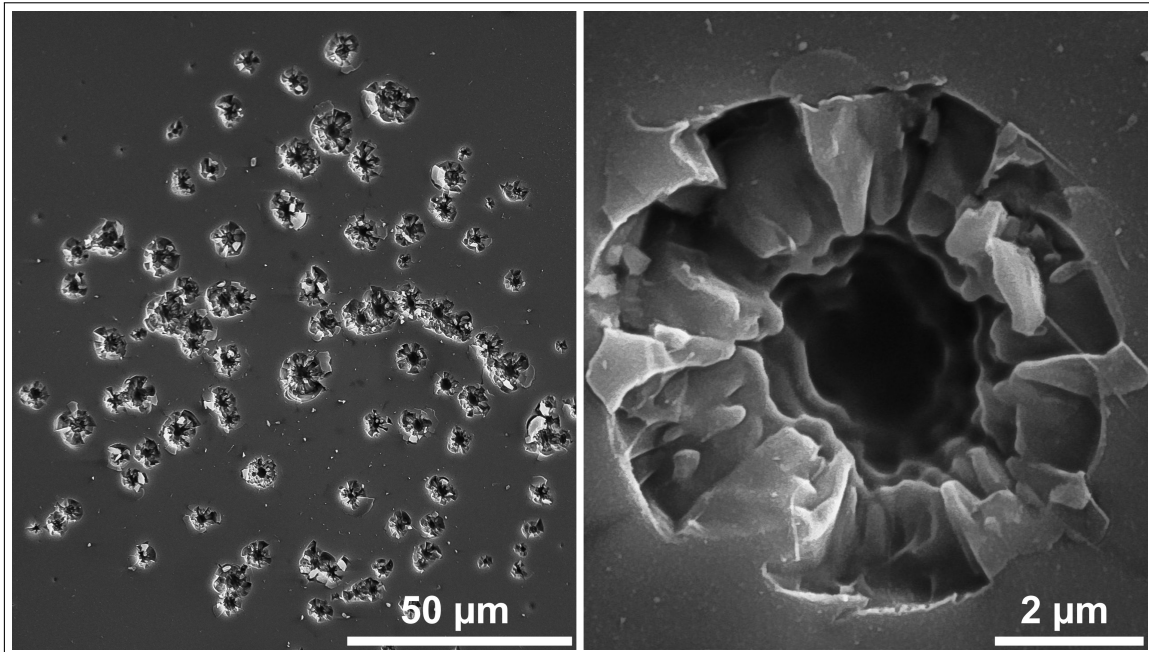
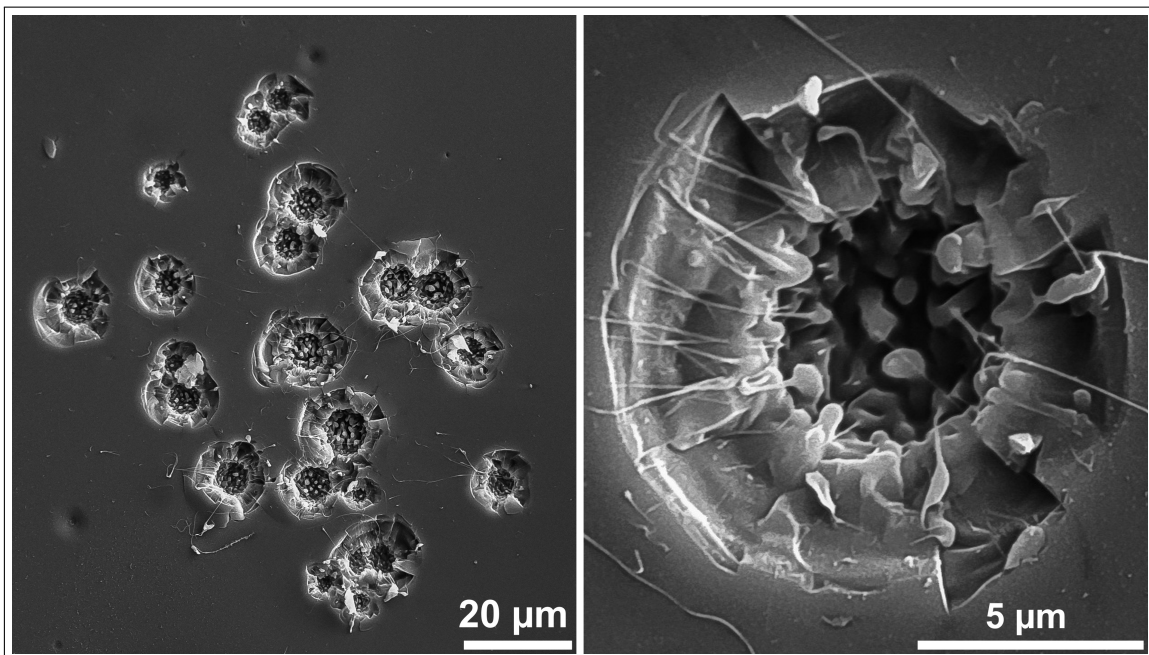
#### 3.2.4 Morphologie des dommages

Avant ces mesures, nous avons voulu caractériser la morphologie des dommages initiés par l’intermédiaire du masque de phase. Ainsi, nous avons effectué une série de tirs sur un composant de silice de 50 mm de diamètre et de 5 mm d’épaisseur, poli par la société Thales SESO, suivant un polissage double-face. Les dommages ont été initiés par le faisceau résultant de la diffraction par les masques de phase, à des durées d’impulsion de 1,5; 3; 5; 7 et 10 ns.

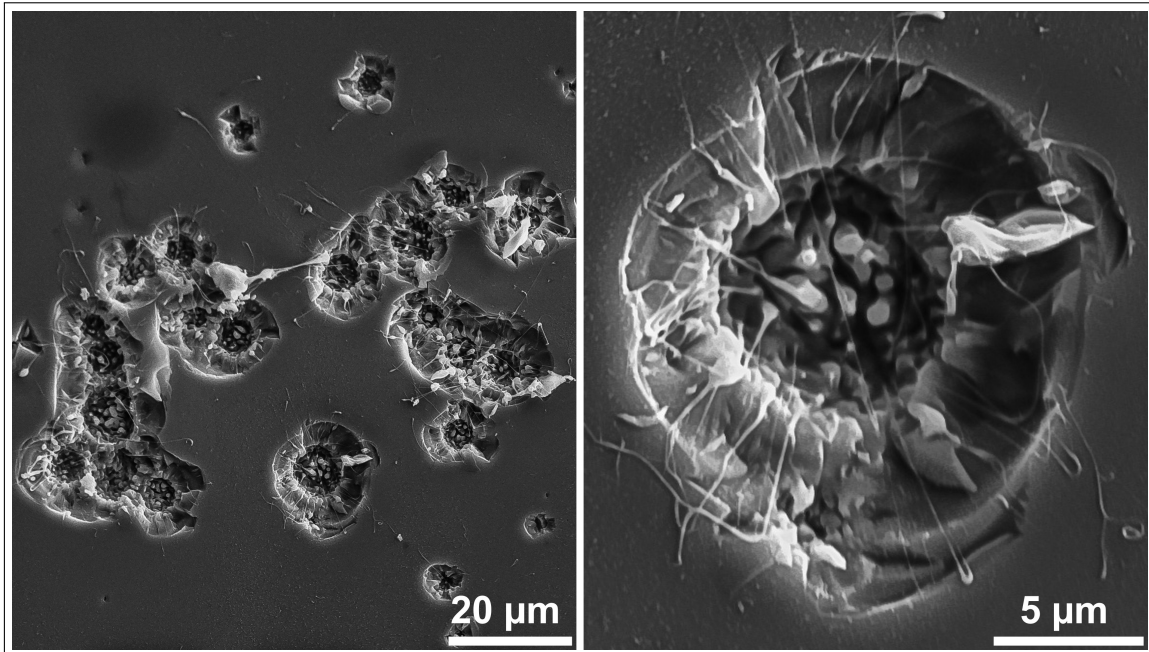
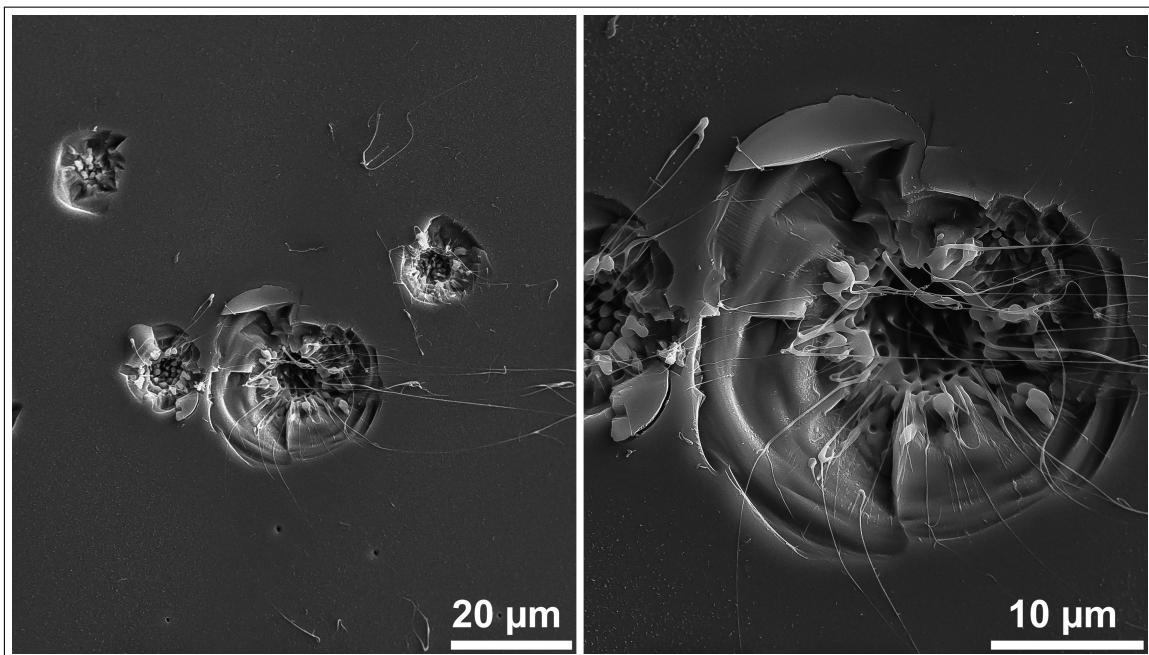
Les dommages initiés lors de ces tirs ont été observés au microscope électronique à balayage avec l’aide de P. Legros de la PLateforme Aquitaine de CARactérisation des MATériaux (PLACAMAT). Les résultats sont présentés sur la figure 3.10.

Il est clairement observable que le nombre de dommages initiés par un point chaud diminue avec la durée d’impulsion. Nous pouvons également observer que la zone centrale des dommages illuminés par le faisceau avec une durée d’impulsion de 1,5 ns est différente de la zone centrale des dommages illuminés par les autres durées d’impulsion. Les sites illuminés par le faisceau avec des durées d’impulsion plus longues ont tous un coeur avec des structures granulaires de silice fondue. Des structures filandreuses, également constituées de silice fondue, sont reliées à certains de ces grains. Dans le cas des dommages initiés à 1,5 ns, les structures fondues ne sont pas observées. Les effets thermiques sont donc réduits dans ce régime d’impulsions. Ces résultats indiquent également que la taille des dommages initiés augmente avec la durée d’impulsion (la taille de la barre d’échelle sur les micrographies de la figure 3.10 augmente avec la durée d’impulsion). Ces différences de morphologie observées n’ont pas été décrites par la littérature. Ces mesures méritent donc d’être approfondies dans une étude dédiée.



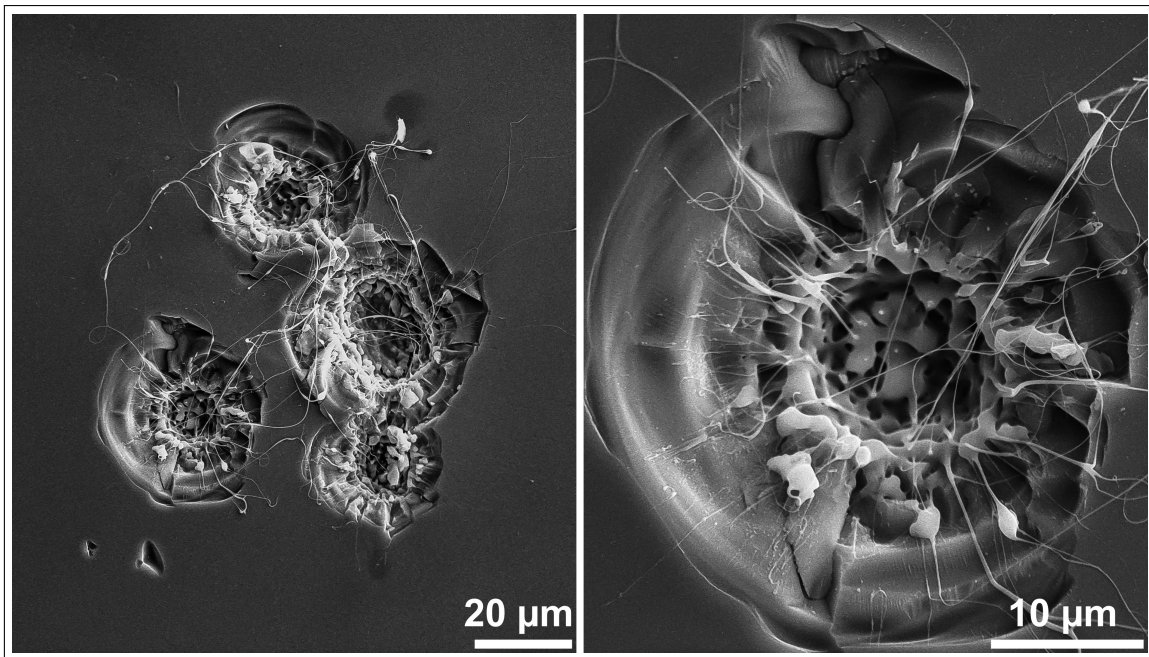
(a)  $\tau = 1,5 \text{ ns}$ (b)  $\tau = 3 \text{ ns}$ 

**Figure 3.10** – Micrographies acquises au microscope électronique à balayage de dommages initiés par une durée d’impulsion de 1,5 ns (a) et par une durée d’impulsion de 3 ns (b). Les images de gauche correspondent à la surface d’un point chaud induit par la diffraction du faisceau par un des 19 masques de phase. Les images de droite correspondent à un dommage typique de cette zone.

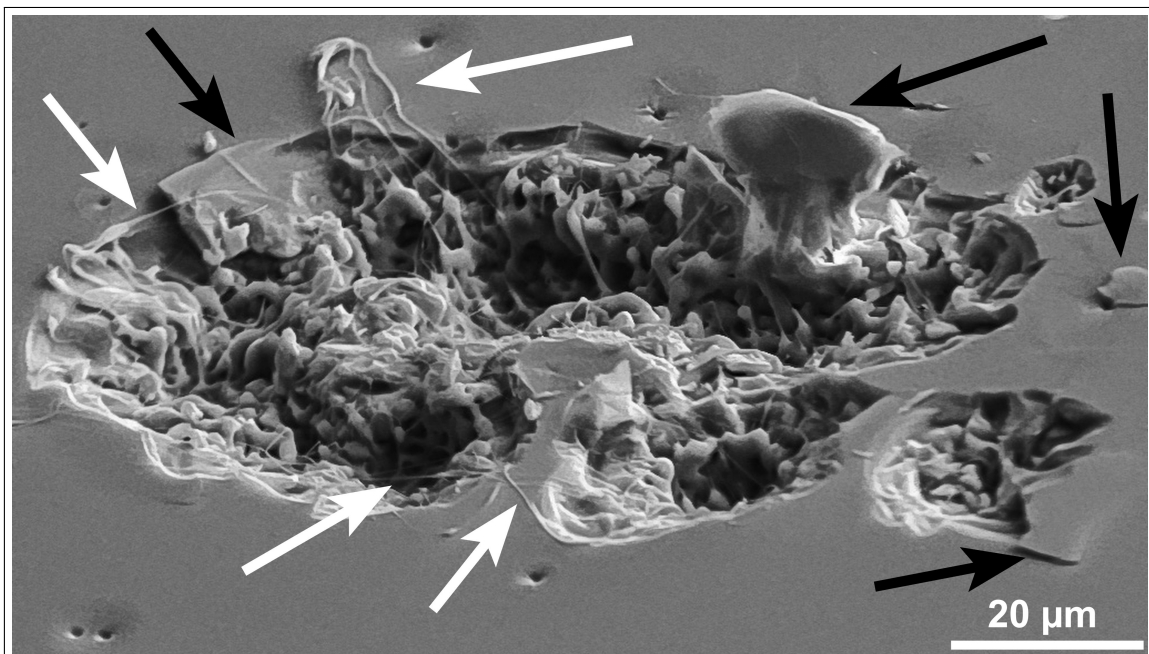
(c)  $\tau = 5 \text{ ns}$ (d)  $\tau = 7 \text{ ns}$ 

**Figure 3.9** – Micrographies acquises au microscope électronique à balayage de dommages initiés par une durée d’impulsion de 5 ns (c) et par une durée d’impulsion de 7 ns (d). Les images de gauche correspondent à la surface d’un point chaud induit par la diffraction du faisceau par un des 19 masques de phase. Les images de droite correspondent à un dommage typique de cette zone



(e)  $\tau = 10$  ns

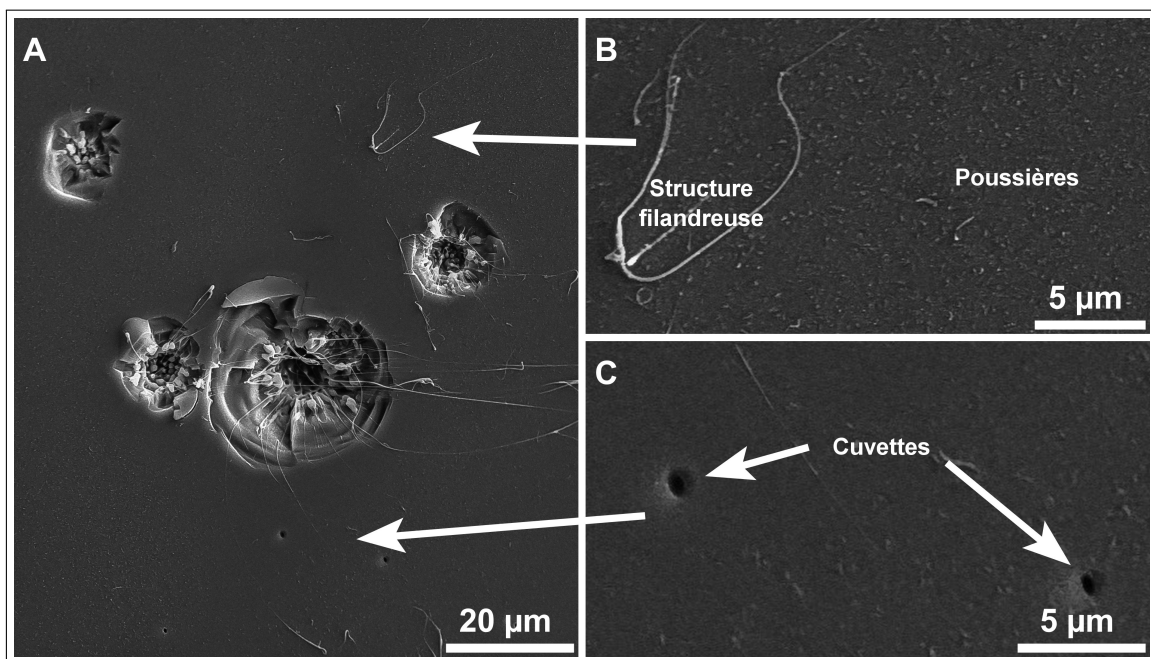
**Figure 3.8** – Micrographies acquises au microscope électronique à balayage de dommages initiés par une durée d’impulsion de 10 ns (e). Les images de gauche correspondent à la surface d’un point chaud induit par la diffraction du faisceau par un des 19 masques de phase. Les images de droite correspondent à un dommage typique de cette zone.



**Figure 3.9** – Micrographie acquise au microscope électronique à balayage d’un dommage initié à une durée d’impulsion de 10 ns. Le composant a été tourné d’un angle de  $76^\circ$  par rapport au faisceau d’électrons du microscope. Les structures filandreuses sont indiquées par des flèches blanches et les écailles par des flèches noires.

L'image de la [figure 3.9](#) a été acquise en tournant le composant d'un angle de  $76^\circ$  par rapport au faisceau d'électrons du microscope. Il est possible d'observer que les structures filandreuses (indiquées par des flèches blanches) sortent du cratère du dommage et, dans certains cas, sont collées à la surface du composant ou relient deux zones du cratère. Des écailles de silice fracturée sont également observables (flèches noires). Ces écailles sont susceptibles d'être éjectées aux tirs suivants et, par conséquent, contribuent à la croissance surfacique des dommages.

Sur la [figure 3.10](#) est représenté un exemple de dommage initié par les masques de phase à une durée d'impulsion de 7 ns. Des structures filandreuses, isolées et déposées sur la surface sont observables sur la zone d'intérêt (B). Des poussières sont également observables sur cette zone d'intérêt. Des structures circulaires, sombres, que nous appellerons « *cuvettes* » sont également observables sur la zone d'intérêt (C). Les poussières et les cuvettes ont été observées quelle que soit la durée d'impulsion.



**Figure 3.10** – (A) Micrographie acquise au microscope électronique à balayage d'un dommage initié à une durée d'impulsion de 7 ns. (B) zone d'intérêt de l'image (A) présentant une structure filandreuse déposée sur la surface ainsi que des poussières supposées éjectées lors de l'initiation. (C) zone d'intérêt de l'image (A) présentant des « *cuvettes* » supposées liées à l'absorption du flux par un défaut, sans endommagement

Les poussières ainsi que les structures filandreuses isolées sont supposées être des conséquences de l'éjection de la matière lors de l'endommagement. Les cuvettes sont supposées dues à l'absorption du flux en dessous du seuil d'endommagement par des défauts. Nous supposons que cette absorption est insuffisante pour chauffer la surface au dessus du point de fusion et initier un dommage, mais suffisante pour éjecter le défaut. Aux tirs suivants, ces structures représentent une zone fragilisée du matériau et sont susceptibles d'augmenter localement la probabilité d'endommagement. Nous pouvons supposer que, au fur et à mesure de l'initiation des dommages, les particules

éjectées et les cuvettes dégradent l'état de surface du composant et engendrent un sur-endommagement par rapport à un composant vierge. On parle de « *fatigue* ».

Nous avons vu dans la [section 1.5](#) que la propagation non-linéaire du faisceau peut également augmenter localement la fluence sur la face de sortie du composant et ainsi fausser la métrologie de la fluence lors des mesures de densité de dommages sur des composants épais. Ainsi, nous avons développé un système optique afin de mesurer correctement la fluence du faisceau après la propagation. Ces mesures sont présentées dans la section suivante.

### 3.3 Impact de la propagation non-linéaire sur la mesure de l'endommagement

Les composants optiques épais sont nécessaires aux lasers de puissance afin de garantir le maintien du vide de la chambre d'expériences. L'impact de la propagation non-linéaire sur la répartition spatiale de l'énergie du faisceau laser est fonction de l'épaisseur du composant optique [44, 45, 77]. Lors de la mesure de la densité de dommages en fonction de la fluence de ces composants, il est donc nécessaire de prendre en compte l'impact de la propagation non-linéaire sur l'endommagement en mesurant correctement l'évolution de la densité d'énergie après la propagation. C'est pour cette raison qu'une mesure précise de la densité de dommages d'un composant épais n'a jamais été présentée dans la littérature.

Ces composants optiques sont principalement qualifiés en base arrière du laser de puissance, via des tests « *rasterscan* » [5, 25] sur des bancs laser impliquant des faisceaux gaussiens sub-millimétriques. Afin de prévenir de la rétrodiffusion Brillouin stimulée, ces installations ont été modifiées [52] en injectant un faisceau modulé en phase dans la cavité laser. Le faisceau en sortie de la cavité a donc un spectre large et un profil temporel gaussien peu modulé. Ces deux facteurs éliminent l'effet Brillouin et diminuent l'effet Kerr [78].

Dans le cas d'un faisceau millimétrique tel que MELBA, divers phénomènes sont susceptibles d'induire du bruit dans la répartition spatiale de l'énergie. Par exemple, la rugosité de surface des composants optiques de la chaîne laser est à l'origine de retards de phase locaux, convertis en modulations d'amplitude spatiales par diffraction. La propagation non-linéaire de ces modulations spatiales initiales amène à des auto-focalisations locales. Le bruit initial est alors amplifié de façon exponentielle [44, 45, 77] avec l'énergie du laser et la distance de propagation. Cette auto-focalisation locale engendre finalement des fluences plus élevées sur la face de sortie du composant.

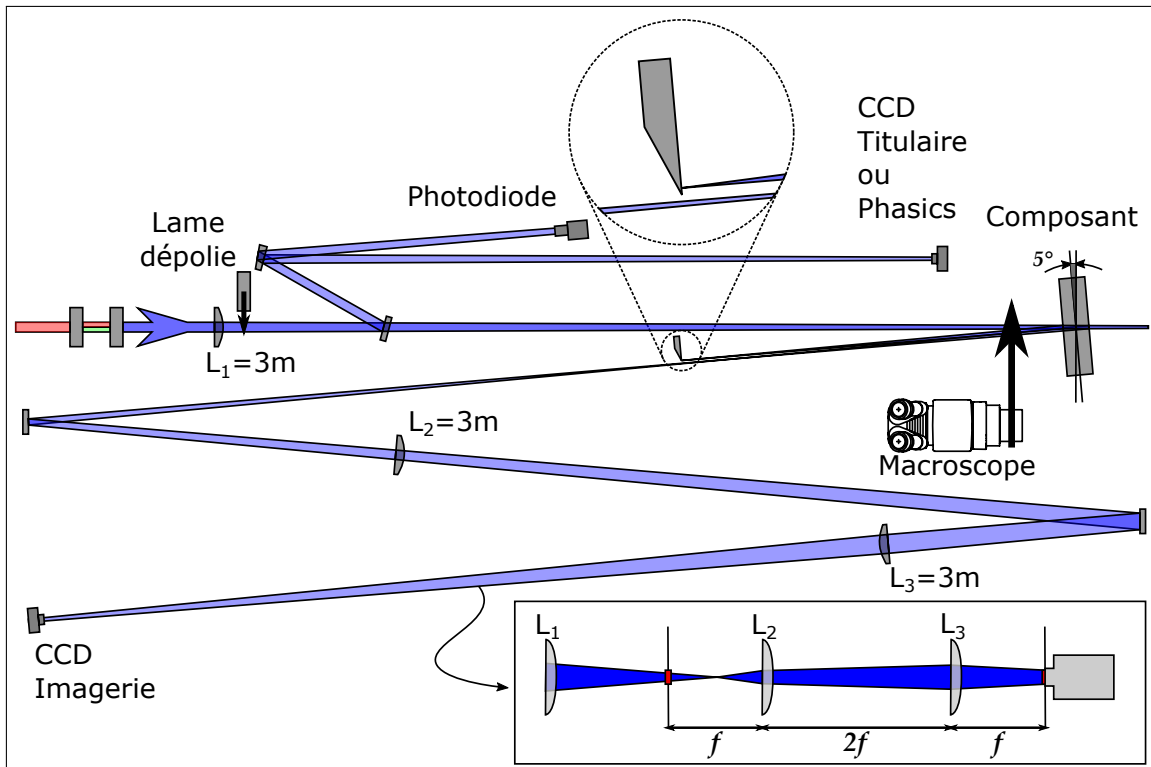
Lors de cette thèse, nous avons développé un dispositif expérimental dédié, intégré au banc MELBA, afin de mesurer la densité de dommages de lames épaisses en tenant compte de la propagation non linéaire. Ce dispositif expérimental est présenté dans la section suivante.

#### 3.3.1 Dispositif et protocole expérimental

Le système d'imagerie développé et intégré au banc MELBA a pour but de mesurer le profil spatial sur la face de sortie du composant, après la propagation du faisceau. Ce dispositif est capable de mesurer et quantifier l'amplification des modulations spatiales par la propagation non-linéaire. Un schéma de ce dispositif est représenté sur la

---





**Figure 3.11** – Schéma simplifié du système d'imagerie. La réflexion du faisceau sur la face de sortie du composant est imagée par un système afocal vers une caméra CCD.

figure 3.11. Le profil spatial imagé par ce dispositif est comparé à celui mesuré par la caméra placée après la lame de prélèvement et placée sur un plan optique équivalent à celui de la face de sortie du composant. Nous appellerons cette caméra «  $CCD_{Tit.}$  » et la caméra du système d'imagerie «  $CCD_{Im.}$  ».

Le faisceau observé par la caméra  $CCD_{Tit.}$  ne se propage pas dans le composant et n'est donc pas perturbé par l'auto-focalisation. Le faisceau principal se propage dans le composant et interagit avec le milieu de propagation. 4% de ce faisceau est réfléchi par la face de sortie du composant et est imagé sur la caméra  $CCD_{Im.}$  par un objectif afocal avec un facteur de grandissement de 1. La réflexion du faisceau par la face d'entrée est bloquée par une lame de couteau. L'objectif afocal est composé de deux lentilles de focale  $f = 3\text{ m}$ . La première lentille  $L_1$  est espacée de la face de sortie du composant d'une distance égale à sa longueur focale. Les deux lentilles sont espacées entre elles d'une distance de  $2f = 6\text{ m}$ . Finalement, la seconde lentille  $L_2$  est espacée de la caméra  $CCD_{Im.}$  d'une distance égale à sa longueur focale. Le faisceau sur le plan optique de la face de sortie du composant, après la propagation, est donc imagé par ce système.

La réponse spectrale de ce système a été qualifiée en insérant une lame dépolie entre la lentille focalisant le faisceau sur le composant et la lame de prélèvement. La propagation du faisceau à travers la rugosité de surface de cette lame produit un spectre blanc de modulations de phase spatiales. Par diffraction de Fresnel, ce spectre blanc est converti en modulations d'amplitude spatiales : un motif de tavelure (speckle). Les images des motifs de tavelure sur les deux caméras sont présentées dans la figure 3.12.

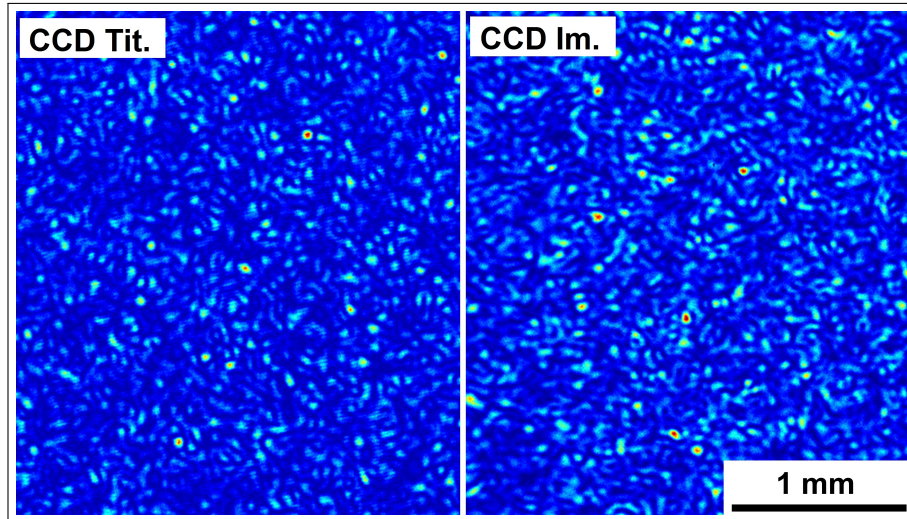


Figure 3.12 – Motifs de tavelure sur les deux caméras, résultant de la propagation du faisceau MELBA à travers la lame dépolie.

Ce motif est ensuite imagé sur les deux caméras. La densité spectrale de puissance (DSP) des deux images correspond donc au produit du bruit blanc et de la réponse spectrale du système. Le rapport entre la DSP de l'image de la caméra  $CCD_{Im.}$  et la DSP de l'image de la caméra  $CCD_{Tit.}$  nous permet de connaître les fréquences spatiales pour lesquelles les deux caméras mesurent le même motif. Ce rapport ainsi que les DSP des images de la figure 3.12 sont présentés dans la figure 3.13.

Nous pouvons observer que le rapport des DSP est de 1 pour les fréquences spatiales de 1 à  $24\text{ mm}^{-1}$ . Nous pouvons donc conclure que la réponse fréquentielle des deux caméras est la même jusque  $24\text{ mm}^{-1}$ .

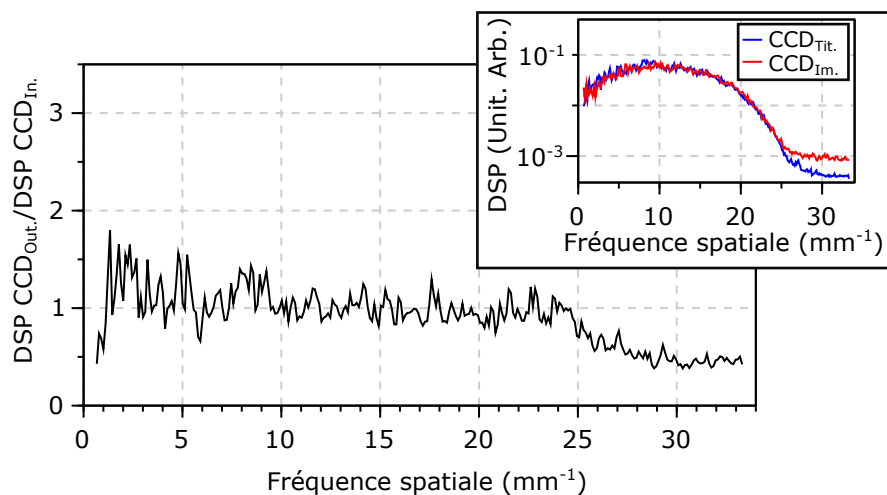


Figure 3.13 – Rapport entre la DSP des images de speckle de la figure 3.12. L'insert en haut à droite présente les DSP des deux caméras utilisées pour calculer ce rapport.



### 3.3.2 Simulations numériques et modèle physique

Le but des simulations numériques est de prédire l'impact de l'indice de réfraction non-linéaire du composant sur le profil spatial expérimental, pour différentes énergies laser. Ces simulations numériques ont été effectuées avec le code MIRÓ, avec l'aide de E. Bordenave du CEA-CESTA. MIRO résout l'équation de Schrodinger non-linéaire pour un champ électrique défini par l'utilisateur. Le programme calcule le champ électrique à partir de formules analytiques ou, comme dans notre cas, de mesures expérimentales de cartographies de fluence et de phase.

Le profil spatial (mesuré par la caméra CCD<sub>Tit.</sub> sur le plan optique équivalent à la face d'entrée) et le front d'onde (mesuré en plaçant la caméra Phasics à la place de la caméra CCD<sub>Tit.</sub>) expérimentaux ont été utilisés comme données d'entrée du code. La caméra phasics mesure le front d'onde du faisceau par interférométrie de Shearing à cisaillement latéral [61]. Cet outil a été présenté dans la [section 2.3.1.5](#).

Afin de reproduire numériquement les conditions expérimentales, le milieu de propagation a été défini avec une distance de propagation de 34 mm et un indice de réfraction linéaire,  $n_0 = 1,47$ . Le but étant de comparer la propagation du faisceau sur 34 mm avec et sans auto-focalisation, l'indice non linéaire a été réglé à la valeur de l'indice non-linéaire de la silice à  $3\omega$  [79] ( $n_2 = 3,6 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ ). Afin de simuler le faisceau non perturbé par l'auto-focalisation, le terme non linéaire du milieu a été désactivé. Le programme produit donc deux fichiers de sortie. Une cartographie de fluence du faisceau non perturbé par la propagation dans le composant (indice non-linéaire désactivé) et une cartographie de fluence du faisceau modifiée par le terme non linéaire de l'indice de réfraction.

Les résultats des simulations numériques et les résultats expérimentaux ont été comparés au modèle de BESPALOV & TALANOV [45], présenté dans la [section 1.5](#). D'après ce modèle, dans le cas d'un faisceau modulé spatialement en phase et en amplitude, la propagation non linéaire a pour effet de répartir l'énergie préférentiellement dans les fréquences spatiales comprises autour d'une fréquence critique  $\zeta_c$  variant avec les propriétés du milieu de propagation et du laser, tel que,

$$(3.6) \quad \zeta_c = \frac{k_0}{\pi} \sqrt{\frac{n_2}{n_0} I_0}$$

avec  $I_0$  et  $k_0$  l'intensité et le nombre d'onde du faisceau, respectivement. Un « *Gain spectral* » peut-être défini en traçant le rapport de la DSP du faisceau non perturbé par la propagation non linéaire sur la DSP du faisceau perturbé par cette propagation. Ce gain sera maximal à la fréquence  $\zeta_c$ .

### 3.3.3 Résultats

L'ensemble des mesures ont été effectuées sur des lames de silice 34 mm d'épaisseur, polies par la société ZYGO, suivant un polissage double-face, à une durée d'impulsion de 5 ns. Deux types de mesures ont été effectuées.

Dans un premier temps, plusieurs tirs ont été effectués sur un seul site en augmentant progressivement l'énergie du laser. Les tirs étaient arrêtés dès l'initiation des dommages. Ces rampes d'énergie nous ont permis de quantifier l'augmentation du gain spectral en

fonction de l'énergie. Le gain spectral est défini comme le rapport de la DSP intégrée en angle du profil spatial mesuré par la caméra CCD<sub>Im.</sub> (donc le faisceau perturbé par la propagation non-linéaire) sur la DSP intégrée en angle du profil spatial mesuré par la caméra CCD<sub>Tit.</sub> (donc le faisceau non perturbé par la propagation non-linéaire).

Dans un deuxième temps, une surface de 16 cm<sup>2</sup> du composant a été illuminée par le faisceau MELBA à des énergies variant entre 2 et 4 J. Ce balayage permet de mesurer la densité de dommages. La profondeur de modulation était réglée à  $m = 1,3$  rad.

Les rampes d'énergie et le balayage ont été réitérées sur deux autres composants, à différentes valeurs de profondeur de modulation ( $m = 1,3$  à 10 rad), afin de quantifier l'impact de la conversion FM-AM sur la mesure de la densité de dommages et sur la propagation du faisceau.

### 3.3.3.1 Impact de la propagation du faisceau sur la répartition de l'énergie

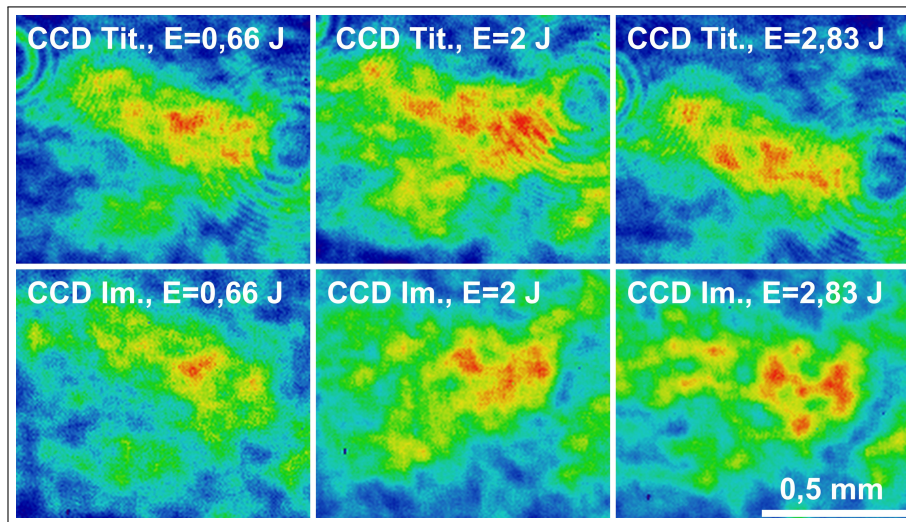


Figure 3.14 – Comparaison d'une sous-pupille du profil spatial du faisceau à différentes énergies sur les deux caméras.

La figure 3.14 a été construite avec les images des profils spatiaux des deux caméras, à différentes énergies. Les profils spatiaux ont été coupés sur une zone d'intérêt dans laquelle il est possible d'observer un point chaud du faisceau. A 0,66 J, le profil spatial est similaire sur les deux caméras. Au fur et à mesure que l'énergie augmente, le point chaud est de plus en plus modulé spatialement. Ces observations peuvent être quantifiées en mesurant le contraste de fluence, défini comme le rapport entre l'écart-type  $\sigma_F$  et la moyenne  $\langle F \rangle$  des histogrammes de fluence de la figure 3.15. Ces histogrammes sont mesurés sur les images pleine pupille de la figure 3.14. A 0,66 J, le contraste est similaire sur les deux caméras ( $\sim 22\%$ ). A 2,83 J, le contraste est significativement plus élevé pour la caméra CCD<sub>Im.</sub> que pour la caméra CCD<sub>Tit.</sub> (respectivement 32 % et 25 %). Les différentes mesures statistiques calculées à partir des histogrammes de la figure 3.15 sont résumées dans le tableau 3.1. A 0,66 J tous les mesurands sont similaires sur les deux caméras. A contrario, aux énergies plus élevées, le contraste, la fluence moyenne, l'écart-type et la fluence maximale sont plus élevés pour la caméra CCD<sub>Im.</sub> que pour la caméra CCD<sub>Tit.</sub>

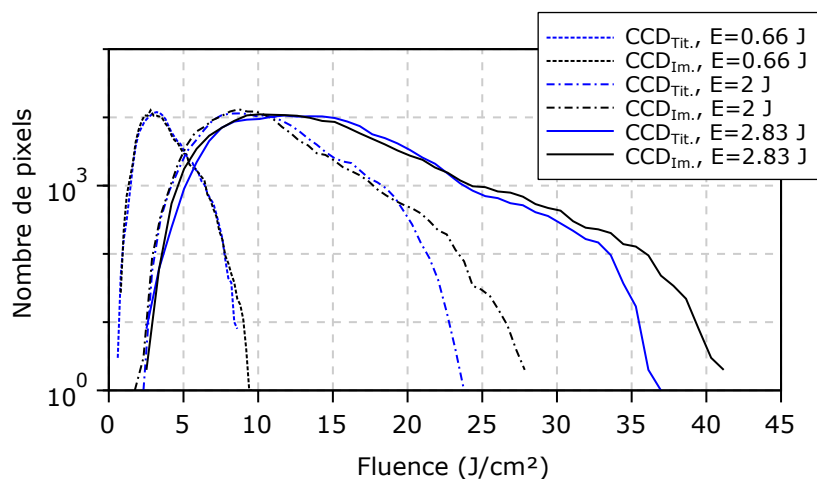


Figure 3.15 – Histogrammes de fluence des images de la figure 3.14.

E (J)	CCD <sub>Tit.</sub>			CCD <sub>Im.</sub>		
	$\langle F \rangle$ (J/cm <sup>2</sup> )	$\sigma_F / \langle F \rangle$ (%)	$F_{\max}$ (J/cm <sup>2</sup> )	$\langle F \rangle$ (J/cm <sup>2</sup> )	$\sigma_F / \langle F \rangle$ (%)	$F_{\max}$ (J/cm <sup>2</sup> )
0,66	3.3	22	5.9	3.1	22	6.2
2	8.4	20	14.0	7.8	20	14.3
2,83	14.6	25	25.8	15.4	32	36.2

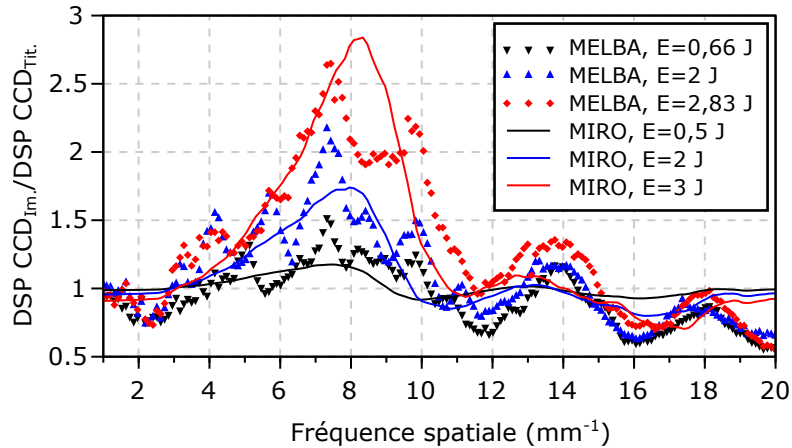
Tableau 3.1 – Résumé des mesures statistiques effectuées sur les histogrammes de fluence des images de la figure 3.14.

Les histogrammes de fluence mesurés d’après les images de CCD<sub>Im.</sub> ont plus de pixels, donc une surface plus importante aux hautes valeurs de fluence. Cet effet est d’autant plus prononcé au fur et à mesure que l’énergie augmente.

Nous pouvons donc conclure que la propagation non-linéaire a un impact significatif sur la distribution spatiale de l’énergie du faisceau. Il est donc pertinent de quantifier ce phénomène dans le domaine spectral. La figure 3.16 présente le rapport entre la DSP, intégrée en angle, calculée à partir des images de CCD<sub>Im.</sub> et la DSP calculée à partir des images de CCD<sub>Tit.</sub>, sur la pleine pupille des images de la figure 3.14, à 0,66 et 2,83 J. Ce calcul a également été effectué sur les résultats de simulations MIRÒ.

Ces résultats indiquent que les fréquences spatiales entre 2 et 12 mm<sup>-1</sup> sont les plus amplifiées par la propagation non-linéaire. Les mêmes fréquences amplifiées sont observées sur les résultats des simulations numériques, avec une amplitude proche de celle des résultats expérimentaux. D’après l’équation 3.6, pour les propriétés laser expérimentales (durée d’impulsion  $\tau = 5$  ns ; surface du faisceau  $S = 17$  mm<sup>2</sup> ; longueur d’onde  $\lambda = 351$  nm), à 3 J, le gain prédit par le modèle de BESPALOV & TALANOV [45] est maximal pour la fréquence spatiale critique  $\zeta_c = 7,8$  mm<sup>-1</sup>. Cette valeur est cohérente avec les résultats expérimentaux et les simulations numériques. Par conséquent, la caméra CCD<sub>Im.</sub> mesure correctement le profil spatial du faisceau sur la face de sortie du composant.

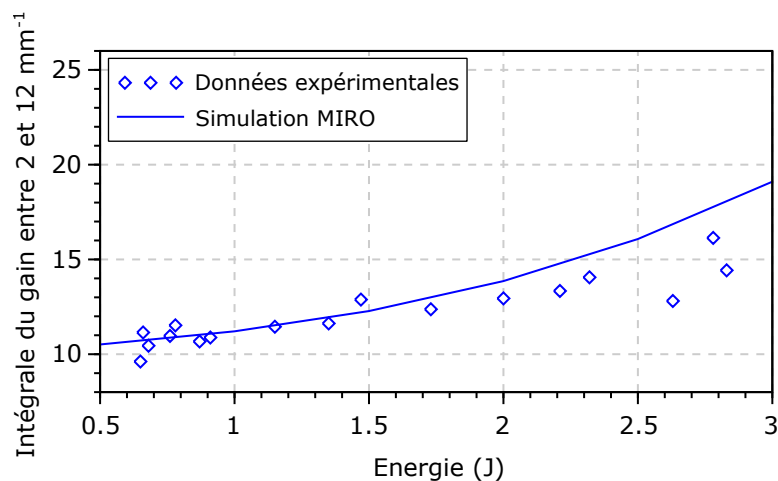
Afin d’illustrer l’augmentation du gain spectral avec l’énergie, la figure 3.17 a été construite en calculant l’intégrale du gain des fréquences spatiales entre 2 et 12 mm<sup>-1</sup> pour chaque tir des rampes d’énergie. Cette gamme de fréquences spatiales correspond



**Figure 3.16** – Rapport entre la DSP calculée à partir des images de  $CCD_{Im.}$  et la DSP calculée à partir des images de  $CCD_{Tit.}$ , sur la pleine pupille des images de la [figure 3.14](#), à 0,66 et 2,83 J.

au gain maximal observé sur la [figure 3.16](#). Les résultats indiquent que l'intégrale du gain spectral augmente avec l'énergie dans cette gamme de fréquences spatiales. Cette figure montre également une bonne corrélation entre les résultats expérimentaux et les simulations numériques. Ces résultats montrent également que l'intégrale du gain dans cette gamme de fréquences ne varie pas de façon significative pour des énergies du laser de l'ordre de 1,6 J. Dans ces conditions expérimentales, et dans ces gammes d'énergie, le faisceau est peu perturbé par la propagation non-linéaire dans l'épaisseur du composant. La mesure de fluence ne sera donc pas faussée par la propagation et des mesures de tenue au flux sont donc possibles à ces énergies.

Ces résultats indiquent que l'amplification des modulations d'amplitude spatiales du faisceau par la propagation non-linéaire engendre des valeurs de fluence plus élevées sur la face de sortie du composant. Par conséquent, si la fluence est seulement mesurée sur un plan optique équivalent à la face de sortie (comme  $CCD_{Tit.}$ ), cette mesure est

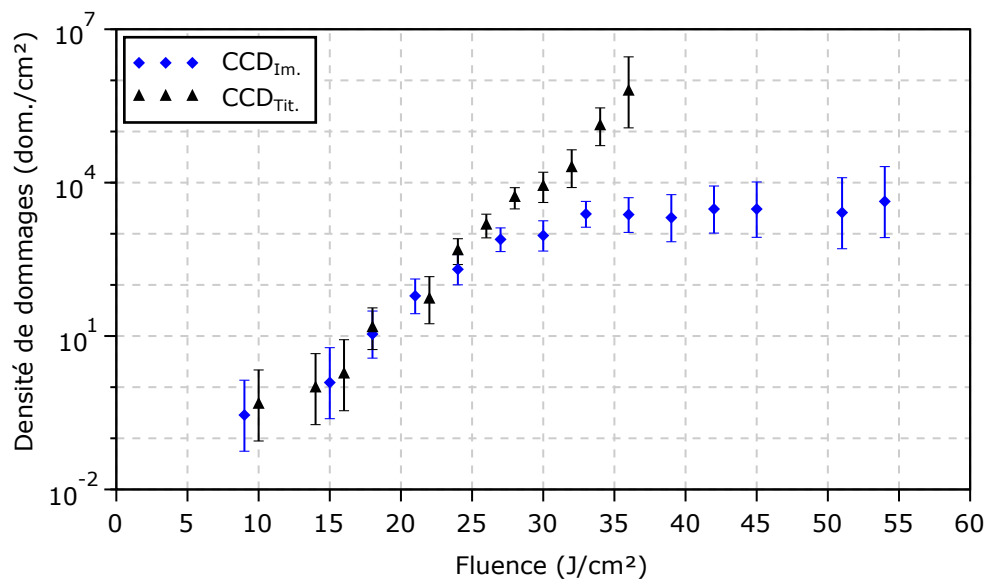


**Figure 3.17** – Evolution de l'intégrale du gain spectral pour les fréquences spatiales entre 2 et  $12 \text{ mm}^{-1}$ , pour les résultats expérimentaux et les simulations numériques.

biaisée. Par conséquent, ce biais sur la mesure de fluence fausse la mesure de la densité de dommages (en fonction de la fluence). Ces résultats démontrent également que  $CCD_{Im.}$  est capable de mesurer les fréquences spatiales amplifiées par la propagation non-linéaire. Le système d'imagerie est donc capable de mesurer la fluence du laser sur la face de sortie du composant et devrait correctement mesurer la densité de dommage des composants épais.

### 3.3.3.2 Mesure de la densité de dommages

Les résultats de mesure de la densité de dommages en fonction de la fluence sont présentés dans la [figure 3.18](#).

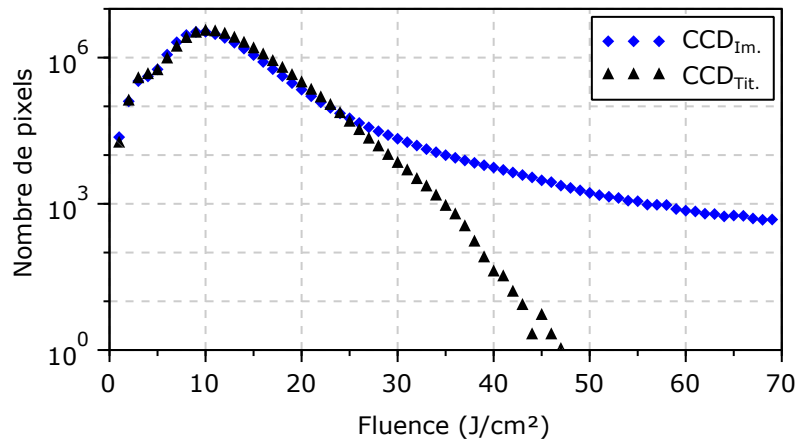


**Figure 3.18** – Densité de dommages du composant testé, avec la fluence mesurée à partir des images de la caméra  $CCD_{Tit.}$  (triangles noirs) et des images de la  $CCD_{Im.}$  (losanges bleus), tenant compte de la propagation non-linéaire.

Pour les fluences locales jusque  $25 \text{ J/cm}^2$ , les densités de dommages mesurées à partir des images des deux caméras sont similaires. Au delà de cette valeur, la densité de dommages mesurée à partir des images de la caméra du système d'imagerie est inférieure à la densité de dommages mesurée à partir des images de la caméra  $CCD_{Tit.}$ . Il est également possible d'observer que les valeurs de densité de dommages mesurée à partir des images de la caméra du système d'imagerie saturent à une valeur proche de  $10^4 \text{ dom/cm}^2$ . Une telle saturation a préalablement été observée expérimentalement [16, 17, 80]. Les travaux de GRUA *et al.* [17] ont avancé l'hypothèse que cette saturation est due à un nombre fini de défauts par unité de surface.

La [figure 3.19](#) a été construite en additionnant les histogrammes de fluence du balayage correspondant aux mesures de la densité de dommages.

La propagation non-linéaire du faisceau a pour effet d'amplifier les modulations d'amplitude spatiales déjà présentes dans le faisceau. Comme le montre la [figure 3.19](#), au delà de  $25 \text{ J/cm}^2$ , chaque classe de fluence mesurées à partir des images de  $CCD_{Im.}$  contiennent plus de pixels que celles mesurées à partir des images de  $CCD_{Tit.}$ . A titre d'exemple, le nombre de pixels à  $35 \text{ J/cm}^2$  sur les histogrammes mesurés à partir des images de la caméra  $CCD_{Im.}$  est dix fois supérieur à ceux mesurés à partir des images



**Figure 3.19** – Somme des histogrammes du balayage correspondant aux mesures de la densité de dommages.

de la caméra CCD<sub>Tit.</sub>. La surface effective à 35 J/cm<sup>2</sup> est donc plus élevée pour la caméra CCD<sub>Im.</sub> que pour la caméra CCD<sub>Tit.</sub>.

Dans le cas des mesures effectuées via la caméra CCD<sub>Tit.</sub>, les dommages initiés par les hautes fluences résultant de la propagation sont associés à des valeurs de fluence plus faibles. Les points au dessus de 25 J/cm<sup>2</sup> de la densité de dommages mesurée à partir des images de la caméra CCD<sub>Tit.</sub> comprennent donc des dommages initiés à des valeurs de fluence plus élevées. A titre d'exemple, à 35 J/cm<sup>2</sup>, dix fois plus de dommages sont associés à cette valeur de fluence. Les faisceaux acquis via la caméra CCD<sub>Im.</sub> montrent que ces dommages ont été initiés par des fluences plus élevées.

A 35 J/cm<sup>2</sup>, le résultat expérimental mesuré à partir des faisceaux acquis via CCD<sub>Tit.</sub> attribue donc dix fois plus de dommages et dix fois moins de pixels à cette valeur de fluence que via CCD<sub>Im.</sub>. La densité de dommages est donc cent fois plus élevée que celle mesurée à partir des images de la caméra CCD<sub>Im.</sub>.

Pour les mêmes paramètres laser, la densité de dommages est inhérente au composant testé. La disparité observée entre les deux caméras observée au deçà de 25 J/cm<sup>2</sup> sur la [figure 3.18](#) est donc due à une mauvaise mesure de la fluence par la caméra CCD<sub>Tit.</sub>.

Ces travaux ont permis de démontrer que le système d'imagerie de la [figure 3.11](#) est capable de mesurer la densité de dommages d'une lame épaisse, en mesurant la fluence locale après la propagation du faisceau.

La saturation de la courbe de densité de dommages en fonction de la fluence a été préalablement observée [16, 17, 80] sur des lames de silice de 10 mm d'épaisseur. GRUA *et al.* [17] ont développé un modèle statistique qui prédit ce comportement. Ce modèle est basé sur deux types de défauts, avec deux seuils d'endommagement : les fractures sous surfaciques issues des procédés de polissage et les impuretés de surface déposées par les étapes de nettoyage des composants optiques. Ce modèle prédit l'augmentation exponentielle du nombre de dommage par unité de surface avec la fluence, ainsi que la saturation de la densité de dommages en supposant un nombre fini de défauts précurseurs par unité de surface. Nous pouvons donc conclure que, aux hautes valeurs de fluence, tous les défauts précurseurs sont initiés, ce qui résulte en une saturation de la densité de dommages.

Il est possible de supposer que la diffusion thermique de la chaleur produite lors de l'initiation d'un dommage affecte un défaut voisin et fausse ainsi la mesure de la densité



de dommages. Une densité de  $10^4$  dommage/cm<sup>2</sup> implique une distance moyenne entre les dommages initiés de 100 μm. La distance de diffusion [17]  $l$  de la chaleur produite lors de l'initiation d'un dommage à une durée d'impulsion  $\tau$  peut être estimée par la relation suivante,

$$(3.7) \quad l \sim \sqrt{D\tau}$$

Avec  $D = 10^{-6}$  m<sup>2</sup>/s la diffusivité thermique de la silice. Pour  $\tau = 5$  ns,  $l \sim 70$  nm. Cette distance est inférieure à la distance moyenne entre les dommages. Par conséquent, dans les travaux de cette section, la mesure de la densité de dommages n'est pas faussée par l'échange thermique entre un dommage initié et les défauts voisins.

Le système d'imagerie de la [figure 3.11](#) a donc été utilisé afin de mesurer, pour la première fois, la densité de dommages d'un composant optique de silice de 34 mm d'épaisseur. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication dans le journal « *Journal of Applied Physics* » [81].

Le processus de propagation non-linéaire est dépendant de l'intensité du laser. Pour une même valeur d'énergie, des durées d'impulsion plus courtes auront donc plus d'impact sur le profil spatial du faisceau. De même, la modulation de phase produit des modulations d'amplitude temporelles par conversion FM-AM. Ces modulations d'amplitude temporelles produisent de plus hautes valeurs d'intensité et sont donc susceptibles d'aggraver l'auto-focalisation.

Nous avons donc voulu quantifier l'impact de la modulation de phase sur la propagation du faisceau et, par conséquent, sur la mesure de la densité de dommages. Ces mesures sont présentées dans la section suivante.

### 3.3.4 Impact de la conversion FM-AM

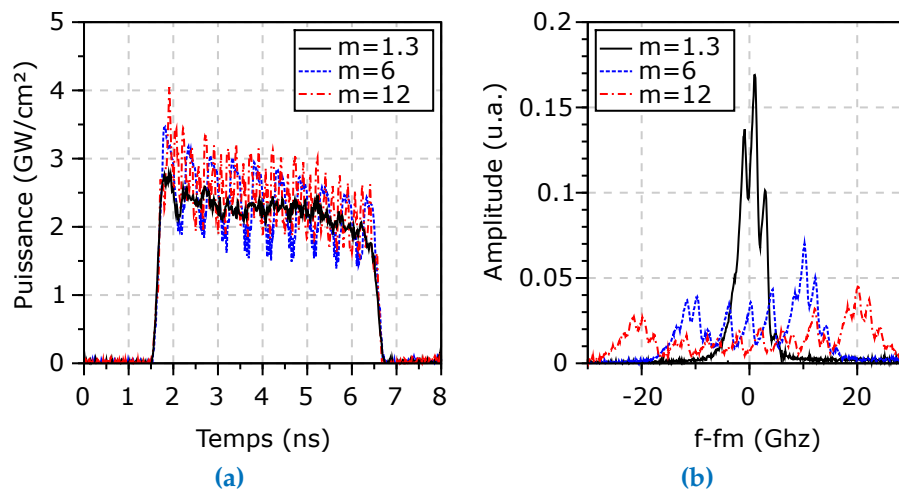
La modulation de phase appliquée dans la source permet d'éliminer la diffusion Brillouin stimulée dans la chaîne laser. En raison de la réponse spectrale des composants optiques utilisés afin d'amplifier l'énergie et de convertir la fréquence du faisceau, la modulation de phase est partiellement convertie en modulations d'amplitude temporelles (conversion FM-AM). Il en résulte que, localement, l'intensité du faisceau est plus élevée. Ces surintensités aggravent l'auto focalisation. Le but des mesures présentées dans cette section est donc de quantifier cet impact avec le système d'imagerie de la [figure 3.11](#). Nous avons donc effectué les mêmes mesures que celles présentées dans la section précédente, à différentes profondeurs de modulation sur une lame de silice de 34 mm d'épaisseur.

Un balayage du composant a été effectué avec le faisceau MELBA, à des profondeurs de modulation de  $m = 1, 3, 6$  et  $12$  rad. La fluence a été mesurée à partir des images de la caméra CCD<sub>Im</sub>.

Des exemples de profils temporels à ces profondeurs de modulation et leurs spectres associés sont présentés dans la [figure 3.20](#).

Les surintensités résultantes de la conversion FM-AM du profil temporel à  $m = 12$  rad sont plus faibles que à  $m = 6$  rad. Les fréquences maximales par conversion FM-AM attendues à  $3\omega$  pour ces profondeurs de modulation sont estimée par l'[equation 2.1](#). A  $m = 6$  rad,  $\Delta f_m = 76$  GHz. A  $m = 12$  rad,  $\Delta f_m = 148$  GHz





**Figure 3.20** – (a) Profils temporels à  $3\omega$  des mesures de tenue au flux. (b) Spectres mesurés à  $1\omega$  associés aux profils temporels de la [figure 3.20a](#).

Profondeur de modulation (rad)	1.3	6	12
Surface scannée (cm <sup>2</sup> )	9,8	12,1	7,0
Fluence moyenne (J/cm <sup>2</sup> )	11,0	10,9	11,0
Nombre de dommages	109	295	368
Densité de dommages moyenne (Dom/cm <sup>2</sup> )	11,1	24,3	52,6

**Tableau 3.2** – Synthèse du nombre de dommages initiés pour différents paramètres expérimentaux.

Dans les deux cas, la résolution de la photodiode (33 GHz) n'est pas suffisante pour correctement mesurer toutes les fréquences temporelles résultantes de la conversion FM-AM. Il est donc possible de supposer que les modulations temporelles de ces deux profils sont plus élevées que celles présentées sur la [figure 3.20a](#).

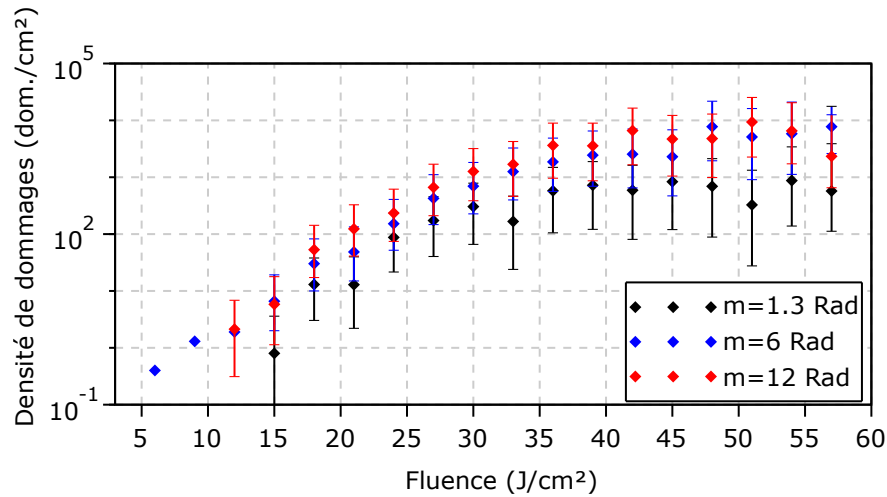
Les résultats des mesures du nombre de dommages initiés en fonction de la profondeur de modulation sont résumés dans le [tableau 3.2](#). Nous constatons que le nombre de dommages initiés augmente avec la profondeur de modulation.

Les densités de dommages associées à ces mesures sont présentées dans la [figure 3.21](#). Ces résultats indiquent que les densités de dommages mesurées à  $m=6$  et  $12$  rad sont plus élevées que la densité de dommages mesurée à  $m=1,3$  rad.

Ce résultat est contre-intuitif. La densité de dommages est une propriété intrinsèque du composant, si la fluence est correctement mesurée, pour une même durée d'impulsion, deux mesures de la densité de dommages doivent donc donner le même résultat.

Deux hypothèses sont susceptibles d'expliquer les observations de la [figure 3.21](#). Soit le système d'imagerie n'est plus capable de mesurer correctement la fluence. Soit la réponse des défauts est différente lors d'une illumination par un faisceau modulé temporellement.

Afin de discriminer ces deux hypothèses, nous avons mesuré l'impact de la profondeur de modulation sur le profil spatial du faisceau. Si la résolution de la caméra CCD<sub>Im</sub>.



**Figure 3.21** – Densité de dommages mesurés sur une lame de 34 mm d’épaisseur à  $m=1,3; 6$  et  $12$  rad.

n’est plus suffisante pour mesurer la fluence du laser à  $m=6$  et  $12$  rad, le gain en fréquence observé sur la [figure 3.16](#) devrait être différent de celui mesuré à  $m=1,3$  rad. Cette différence de gain pourrait également être due à un impact plus modéré de la propagation du faisceau sur le profil spatial à  $m=6$  et  $12$  rad que à  $m=1,3$  rad. Cependant, dans ce cas, l’augmentation de la fluence serait plus faible à  $m=6$  et  $12$  rad que à  $m=1,3$  rad. Par conséquent, moins de dommages seraient initiés. Cette hypothèse peut donc être infirmée par les observations du [tableau 3.2](#).

Afin de quantifier l’impact de la modulation de phase sur le profil spatial du faisceau après propagation, des rampes d’énergies ont donc été effectuées à  $m=1,3; 1,4; 2; 3; 5; 7; 8; 9; 11$  et  $12$  rad), (un site par rampe et par profondeur de modulation).

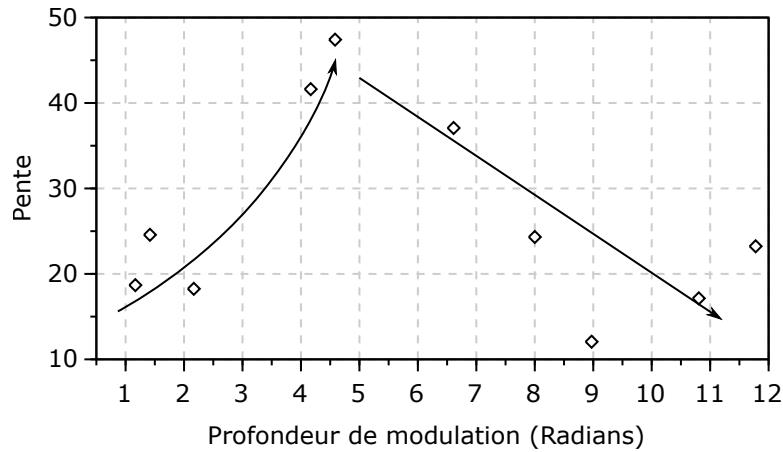
Afin de comparer les résultats de ces rampes d’énergie, le même traitement des données que celui présenté dans la [figure 3.17](#) a été effectué pour chaque profondeur de modulation. Les points de mesure de l’intégrale du gain spectral ( $\mathcal{G}_\gamma$ ) pour les fréquences spatiales comprises entre  $2$  et  $12 \text{ mm}^{-1}$  en fonction de l’énergie ( $E$ ) ont été paramétrés selon une régression linéaire, telle que,

$$(3.8) \quad \mathcal{G}_\gamma(E) = aE + b$$

Cette régression linéaire n’a pas de sens physique. Le but est seulement d’extraire un paramètre qualitatif rendant compte de la pente de l’augmentation du gain avec l’énergie. Dans notre cas, nous avons reporté l’évolution de la pente  $a$  de ces régressions en fonction de la profondeur de modulation. Ces résultats sont présentés dans la [figure 3.22](#).

Nous pouvons observer que ce paramètre augmente avec la profondeur de modulation, jusque  $m=5$  rad. Au delà de cette valeur, la pente de la régression diminue avec la profondeur de modulation.

Par conséquent, nous pouvons supposer que la résolution du système d’imagerie n’est plus suffisante pour mesurer l’impact de la propagation non-linéaire aux valeurs de profondeur de modulation supérieures à  $m=5$  rad. L’hypothèse avancée est que les modulations d’amplitude temporelles résultantes de la conversion FM-AM augmentent



**Figure 3.22** – Evolution de la pente  $a$  du paramétrage en fonction de la profondeur de modulation.

Profondeur de modulation (rad)	1,3	4
Surface scannée (cm <sup>2</sup> )	13,1	19,7
Fluence moyenne (J/cm <sup>2</sup> )	10,9	10,7
Nombre de dommages	633	1205
Densité de dommages moyenne (Dom/cm <sup>2</sup> )	48	62

**Tableau 3.3** – Synthèse du nombre de dommages initiés sur la seconde série de mesures.

localement l'intensité du faisceau. Ces surintensités aggravent l'auto focalisation au point que la taille des points chauds est inférieure à la résolution de la caméra CCD<sub>Im</sub>.

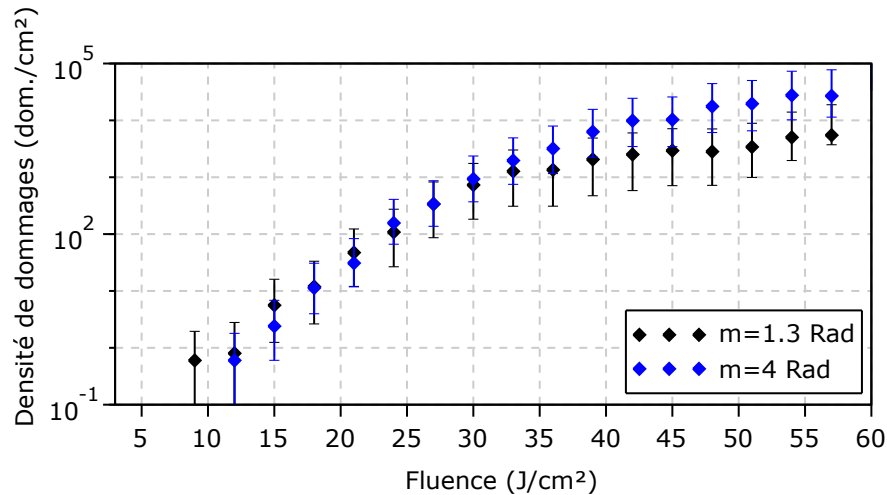
A la vue de ces conclusions, nous avons effectué une nouvelle série de mesures sur un autre composant. Un balayage a été effectué avec le faisceau MELBA avec des profondeurs de modulation de  $m = 4$  et  $1,3$  rad.

A nouveau, comme le montre le [tableau 3.3](#), plus de dommages ont été observés sur les sites exposés au faisceau avec une profondeur de modulation de  $m = 4$  rad que à  $m = 1,3$  rad.

Comme le montre la [figure 3.23](#), aux fluences supérieures à  $30 \text{ J/cm}^2$ , la densité de dommages mesurée sur les sites exposés au faisceau avec une profondeur de modulation de  $m = 4$  rad est supérieure à celle mesurée à  $m = 1,3$  rad.

L'analyse fréquentielle des images des rampes d'énergie nous a permis de conclure que, à  $m = 4$  rad, la résolution du système d'imagerie est suffisante pour mesurer l'impact de la propagation non-linéaire sur la répartition spatiale de l'énergie. Une hypothèse envisagée afin d'expliquer les résultats de la [figure 3.23](#) est que la réponse des défauts est différente lors de l'illumination par un faisceau modulé temporellement. Nous supposons également que une profondeur de modulation de  $m = 1,3$  rad n'est pas suffisante pour complètement éliminer la diffusion Brillouin stimulée lors de la propagation du faisceau. Cette perte par diffusion serait suffisante pour fausser la mesure d'énergie, et, par conséquent, les mesures de densité de dommages.

Les travaux de DIAZ *et al.* [82] ont montré que, sur un composant de  $10 \text{ mm}$  d'épaisseur, la densité de dommages mesurée avec un faisceau spatialement Gaussien et tem-



**Figure 3.23** – Densités de dommages mesurées sur une lame de 34 mm d'épaisseur à  $m=1,3$  et 4 rad.

porellement MLM (Multi Longitudinal Mode) est inférieure à la densité de dommages mesurée avec le même faisceau, temporellement SLM (Single Longitudinal Mode). Un faisceau MLM présente de fortes modulations d'amplitude temporelles pouvant retomber à 0. L'intensité maximale de chaque modulation augmente progressivement au cours de l'impulsion (*c.f.* figures 1 et 5 de la référence [82]). A contrario, un faisceau SLM a un profil temporel gaussien lisse.

Les auteurs ont supposé que la différence mesurée sur la densité de dommages est due au fait que l'augmentation progressive de l'intensité maximale des modulations d'amplitude augmente progressivement la température des fractures sous surfaciques. Les simulations numériques effectuées dans le cadre de ces travaux ont montré que ce chauffage progressif cicatrice les fractures sous-surfaciques et améliore la tenue au flux du composant.

Dans le cas des mesures effectuées avec le faisceau MELBA, les profils temporels sont différents des travaux de DIAZ *et al.*. L'intensité n'augmente pas progressivement au cours de l'impulsion. Nous pouvons cependant supposer que la réponse des défauts sous-surfaciques est également différente à  $m=4$  rad que à  $m=1,3$  rad.

Des mesures supplémentaires sont prévues afin de mesurer la densité de dommages à différentes profondeurs de modulation sur une lame fine, avec le faisceau MELBA. Dans ce cas, seule la réponse des défauts au faisceau MELBA impacte la mesure de la densité de dommages. Si les résultats amènent aux mêmes conclusions que celles de la [figure 3.23](#), alors nous pourrions conclure que les mécanismes de l'endommagement laser sont différents selon la modulation de phase appliquée et selon le profil temporel du faisceau.

Il est également possible de supposer que la résolution du système d'imagerie est encore insuffisante pour mesurer correctement la fluence à  $m=4$  rad. Cette hypothèse peut être approfondie en insérant une lame fluorescente sur la face arrière du composant, comme dans les travaux de KHRAPKO *et al.* [83]. Il est ainsi possible d'observer directement la dégradation du profil spatial du faisceau au cours de la propagation dans le composant, avec une résolution supérieure au système d'imagerie de la [figure 3.11](#). Un

tel dispositif est capable de déterminer si l'auto-focalisation des modulations d'amplitude spatiales amène à des fréquences spatiales non résolues par le système d'imagerie.

### Synthèse du [chapitre 3](#)

Nous avons vu dans ce chapitre que l'étude de l'initiation des dommages sur les composants de silice peut être réalisée en laboratoire en mesurant la densité de dommages. Ce mesurande traduit de la distribution des défauts sous-surfaciques et de leur réponse au flux laser. Nous avons vu que la fluence nécessaire afin d'initier des dommages dépend de la durée d'impulsion. En conséquence, la densité de dommages évolue en fonction de ce paramètre.

Les derniers procédés de polissage ont permis d'atteindre des valeurs de densité de dommages inférieures à 0,01 Dommages croissants/cm<sup>2</sup> à une fluence de 14 J/cm<sup>2</sup> et une durée d'impulsion de 3 ns.

Cependant, plusieurs phénomènes sont susceptibles de modifier la fluence du faisceau sur la face de sortie du composant. Deux exemples ont été présentés. En premier, la diffraction du faisceau par des défauts, représentés par des masques de phase, sur la surface de l'optique engendre des surintensités pouvant initier des dommages sur les composants situés en aval. Cette problématique est traitée dans la thèse de F. Tourne-  
menne, menée au laboratoire de métrologie optique du CEA-CESTA. Les mesures effectuées afin de qualifier les masques de phase ont montré que la métrologie du faisceau résultant de la diffraction par ces derniers permet de correctement mesurer la fluence lors de l'initiation des dommages. Cet outil peut donc être utilisé afin de mesurer la tenue au flux des composants optiques. Ces travaux ont également permis de concevoir des masques de phase utilisés pour initier des dommages répartis de façon régulière sur une matrice. Cet arrangement sera utile afin d'étudier la croissance des dommages de façon statistique. Ces travaux sont présentés dans le chapitre suivant. Les dommages initiés par ces masque de phase ont été observés au microscope électronique à balayage. Nous avons observé une différence de morphologie à courte durée d'impulsion (1,5 ns) indiquant que les effets thermiques impliqués lors de l'initiation des dommages sont amoindris. Ces différences de morphologie n'ont pas été décrites par la littérature. Ces mesures méritent donc d'être approfondies dans une étude dédiée.

En second, nous avons vu que la propagation non linéaire du faisceau dans les composants épais a pour effet d'augmenter la fluence sur la face de sortie. Sans un système capable de correctement mesurer l'évolution de la distribution spatiale de l'énergie, la densité de dommages du composant ne peut pas être qualifiée. En développant un système d'imagerie dédié, il a été possible, pour la première fois, de mesurer la densité de dommages d'un composant épais. Ces mesures ont été réitérées en ajustant la profondeur de modulation. Les résultats ont montré que les surintensités temporelles résultant de la conversion FM-AM aggravent la propagation non linéaire. A même énergie, plus de dommages sont initiés au fur et à mesure que la profondeur de modulation est augmentée.

Ces mesures ont également montré les limites du système d'imagerie. Ce dernier n'est en effet plus suffisamment résolu pour mesurer l'évolution du faisceau à des profondeurs de modulation supérieures à  $m = 5$  rad. Les résultats ont également montré que la densité de dommages mesurée à  $m = 4$  rad est supérieure à celle mesurée à  $m = 1,3$  rad.

---

---

Ces mesures seront réitérées sur une lame fine afin de déterminer si cette différence est due à la résolution du système, à une perte d'énergie par diffusion Brillouin stimulées ou bien à une réponse différente des défauts face aux modulations temporelles.

Après l'initiation des dommages par le flux laser, la zone endommagée est fragilisée et comprend une concentration de défauts plus importante que la silice vierge. Aux tirs suivants, cette zone fragilisée est susceptible de ré-initier le processus d'endommagement. La surface du dommage augmente. On parle de croissance. L'étude paramétrique de la croissance des dommages est présentée dans le chapitre suivant.

---





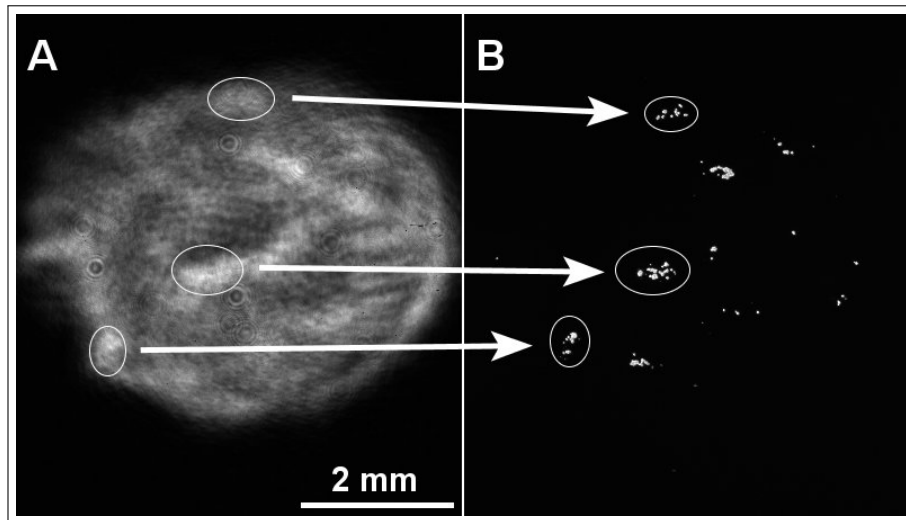
Ce chapitre présente les résultats expérimentaux de l'étude de la croissance des dommages. Dans un premier temps, deux séries de mesures ont été réalisées. Premièrement, des dommages ont été initiés à différentes durées d'impulsion sur des points chauds produits via un masque de phase, comme présenté dans la [section 3.2](#). Le masque de phase a par la suite été retiré et les dommages initiés ont été exposés au faisceau MELBA à la même durée d'impulsion que celle utilisée lors de l'initiation. Les résultats montrent que, sur une population de dommages initiés, selon les paramètres du laser, une partie de cette population croît et l'autre non. Ces mesures ont donc permis de mesurer la probabilité de croissance des dommages en fonction de la fluence, la durée d'impulsion et la taille des dommages initiés. De même en paramétrant les courbes de croissance par la loi exponentielle de l'[équation 1.8](#), l'évolution du coefficient de croissance en fonction de ces mêmes paramètres a été déterminé. Les résultats de cette étude sont reportés dans la [section 4.1](#). Dans un second temps, afin d'étudier la croissance de dommages de taille centimétrique, des dommages uniques ont été initiés par un faisceau laser gaussien, micrométrique, puis exposés au faisceau MELBA. Des comportements atypiques vis à vis de la loi exponentielle ont été observés dans la majorité des cas. L'observation de la structure volumique de la croissance de ces dommages a montré que les différents régimes observés sont corrélés avec des changements dans la morphologie du dommage. Ces mesures sont reportées dans la [section 4.2](#).

#### 4.1 Etude statistique

Nous avons vu dans la [section 1.4](#) que l'approche statistique de la croissance des dommages a été étudiée par les équipes américaines du LLNL. Dans ces expériences, un échantillon était préalablement endommagé en focalisant un faisceau gaussien à des intervalles réguliers sans recouvrement. La durée d'impulsion de ce faisceau est fixe. Les dommages ont ensuite été irradiés  $n$ -fois par un faisceau millimétrique, dont l'énergie est répartie de façon homogène, recouvrant toute la surface scannée. Les résultats ont été traités en comptant le nombre de dommages ayant crû et ceux n'ayant pas crû en fonction de la fluence et la taille initiale des dommages. Ce traitement a permis de mesurer la probabilité de croissance des dommages. Le coefficient de croissance des dommages ayant crû a également été mesuré selon la fluence ; la taille initiale des dommages et la durée d'impulsion du laser.

Lors de cette thèse, nous avons voulu réitérer ces mesures avec le faisceau MELBA. Notons que les équipes du LLNL n'ont pas reporté de mesures de probabilité de croissance en fonction de la durée d'impulsion, que nous proposons d'étudier ici. De plus, les mesures reportées par le LLNL ont utilisé deux lasers différents pour l'initiation et la croissance. Les dommages étaient donc initiés à une durée d'impulsion différente que celle utilisée pour étudier la croissance, ce qui complique l'interprétation des résultats.

La [figure 4.1](#) présente le résultat de l'initiation de dommages avec le faisceau MELBA. On remarque que la position des dommages coïncide avec la position des points chauds du faisceau. On remarque également que les dommages initiés sont proches les uns des autres. Cette proximité est problématique pour l'étude de la croissance. En effet, aux tirs suivants, ce groupe de dommages voisins est susceptible de coalescer en un seul dommage. Il est donc nécessaire d'utiliser une technique capable d'initier des dommages espacés d'une centaine de micromètres à des intervalles réguliers, avec le faisceau MELBA. C'est pour ces raisons que les masques de phase présentés dans la [section 3.2](#) ont été réalisés.



**Figure 4.1** – (A) profil spatial du faisceau MELBA ayant initié les dommages de l'image (B).  $3\omega$ ,  $\tau = 5$  ns

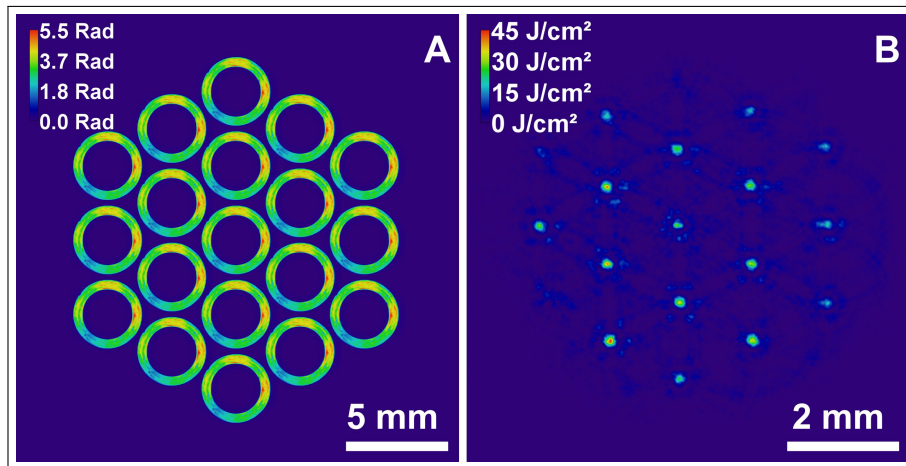
A l'aide de ces masques de phases, nous avons initié les dommages avec le faisceau MELBA. Nous les avons ensuite retirés pour irradier  $n$ -fois les dommages initiés. Ainsi, l'initiation et la croissance ont été réalisés à la même durée d'impulsion.

Toutes les mesures présentées dans cette section ont été réalisées sur des lames de silice de 100 mm de diamètre et de 10 mm d'épaisseur, polies par la société Thales SESO, suivant un polissage double-face.

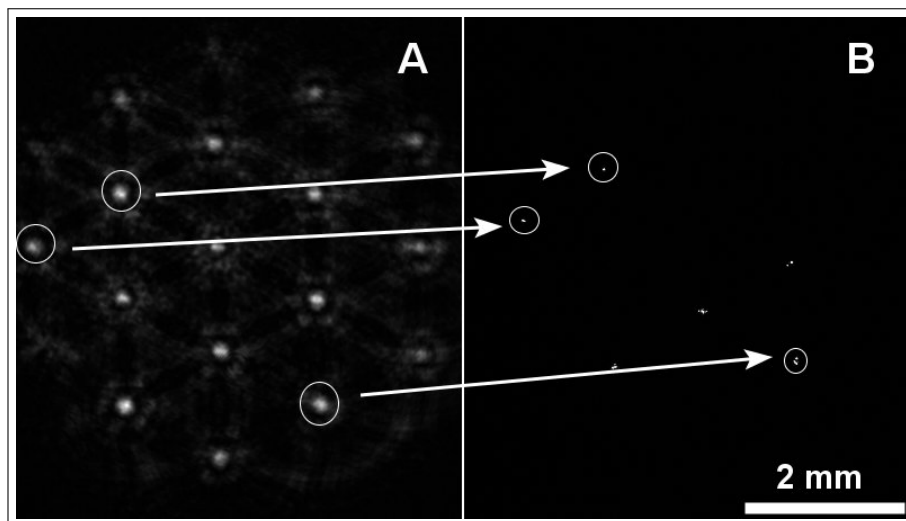
#### 4.1.1 Protocole expérimental

Les masques de phase sont placés avant la lentille focalisant le faisceau sur l'échantillon (*c.f.* [figure 2.9](#)). Par diffraction de Fresnel, ils agissent comme des micro-lentilles focalisant localement le faisceau sur l'échantillon (*c.f.* [figure 4.2](#)). Comme le montre la [figure 4.3](#), les dommages initiés par l'impact des masques de phase sur le faisceau sont espacés de façon régulière. Un certain nombre de tirs pourront donc être effectués avant que deux dommages voisins coalescent.

L'initiation via les masques de phase est réitérée sur tous les sites du composant testé. Environ 5000 dommages répartis sur quatre échantillons ont été initiés par la propagation du faisceau MELBA dans les masques de phase. Ces dommages ont par la suite été exposés au faisceau MELBA, sans les masque de phase. Cinq différentes durées d'impulsion ont été utilisées pour l'initiation et la croissance (1,5; 3; 5; 7 et 10 ns).



**Figure 4.2** – (A) Profil spatial du déphasage des masques de phase. (B) Exemple de profil spatial du faisceau MELBA résultant de la diffraction par les masques de phase.

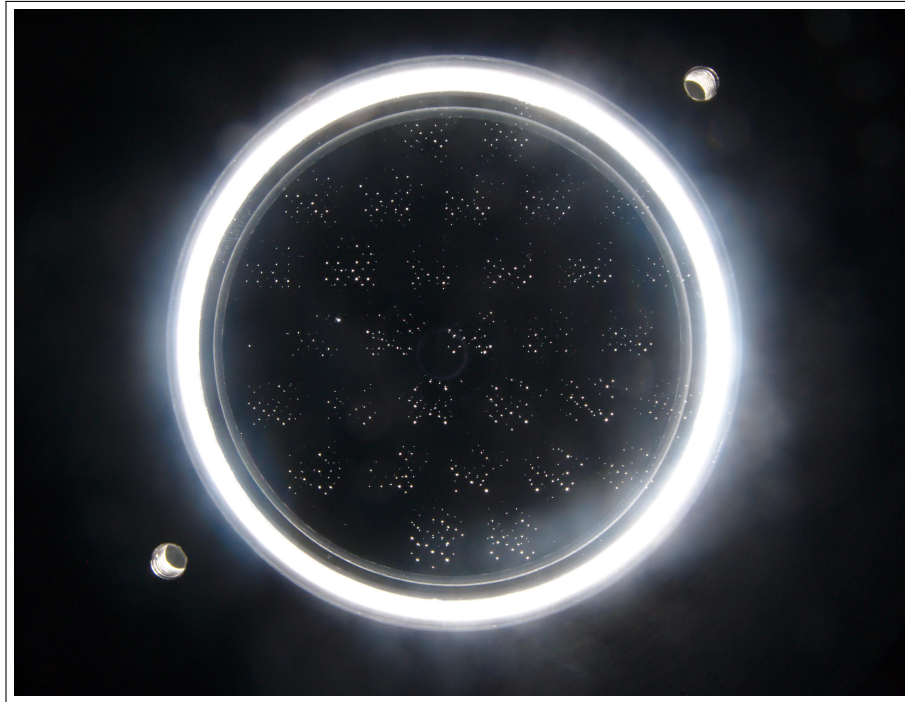


**Figure 4.3** – (A) Exemple de profil spatial du faisceau MELBA résultant de la diffraction par les masques de phase. (B) Exemple de résultat de l'initiation de dommages avec le faisceau MELBA couplé aux masques de phase.  $3\omega$ ,  $\tau = 5$  ns. Ce profil spatial est le même que celui de la [figure 4.2-B](#).

Dans tous les cas, le profil temporel était plat et la profondeur de modulation réglée à  $m = 1,5$  rad, afin de limiter les modulations d'intensité produites par la conversion FM-AM.

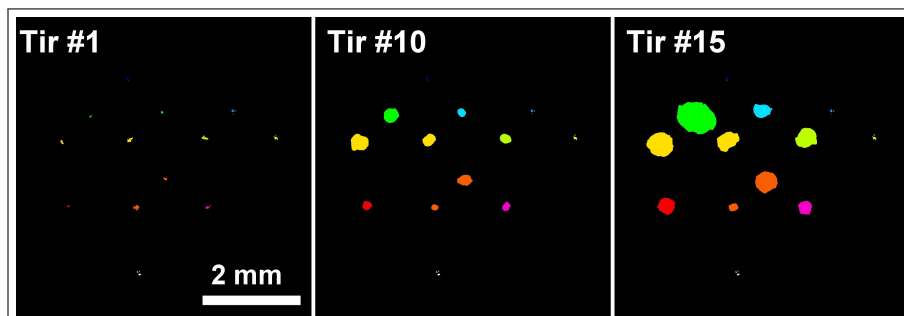
L'utilisation des masques de phase permet donc d'initier une grande population de dommages espacés de quelques millimètres. Ces mesures ont pour objectif de calculer la probabilité de croissance. Plus la population est grande, plus la marge d'erreur des mesures de probabilité sera faible. Une photographie d'un composant après l'initiation est reportée sur la [figure 4.4](#).

Les masques de phase sont ensuite retirés et les sites sont exposés au faisceau MELBA, à la même durée d'impulsion que pour l'initiation. Les dommages initiés sont exposés à différentes valeurs de fluence selon leur position lors du passage du faisceau. La fi-



**Figure 4.4** – Photographie d'un composant de silice de 5 cm de diamètre après illumination par le faisceau MELBA couplé aux masques de phase. Un total de 31 sites ont été illuminés dans ce cas.

Figure 4.5 présente un exemple d'une séquence de croissance d'une matrice de dommages préalablement initiés par les masques de phase. Sur les 13 dommages observables du site présenté, 9 ont crû et 4 n'ont pas crû.



**Figure 4.5** – Exemple de séquence de croissance de dommages initiés par le passage du faisceau MELBA dans les masques de phase.

Deux approches ont été utilisées afin de traiter les données. La première approche vise à calculer les probabilités et les coefficients de croissance en considérant l'évolution de la surface du dommage sur tous les tirs. Par exemple, un dommage ayant crû est défini comme tel si sa surface a évolué entre le premier et le dernier tir. Le coefficient de croissance est mesuré en paramétrant l'évolution du diamètre du dommage au cours des tirs selon l'équation 1.8.

A contrario, la seconde approche vise à mesurer ces paramètres à chaque tir. Par exemple, un dommage ayant crû est défini comme tel si sa surface a évoluée entre le

tir  $n$  et le tir  $n + 1$ . Le coefficient de croissance est mesuré en fonction du diamètre du dommage au tir  $n$ ,  $d_n$ , et le diamètre du dommage au tir  $n + 1$ ,  $d_{n+1}$  tel que,

$$(4.1) \quad \alpha = \ln \left( \frac{d_{n+1}}{d_n} \right)$$

Ces résultats sont résumés dans les sections suivantes.

#### 4.1.2 Probabilité de croissance en fonction de la fluence et de la durée d'impulsion

Nous avons vu que la surface d'un dommage est mesurée en seuillant localement l'histogramme des niveaux de gris de l'image. Cette méthode produit une image binaire dont le fond est blanc et les dommages noirs. Un dommage correspond alors à un groupe de pixels noirs adjacents. La surface  $\mathcal{S}$  d'un dommage correspond alors au produit du nombre de pixels contenus dans ce groupe par la surface d'un pixel  $s_{px}$  ( $6,45 \times 6,45 \mu\text{m}^2$ ). De cette mesure de surface est calculé le diamètre du dommage  $d$ , tel que,

$$(4.2) \quad d = \sqrt{\frac{4\mathcal{S}}{\pi}}$$

Par exemple, un dommage dont la surface mesurée est de 10 pixels correspond à un diamètre de  $23 \mu\text{m}$  (la surface d'un pixel est de  $6,45 \times 6,45 \mu\text{m}^2$ ). En raison de la fluctuation de l'intensité de l'éclairage du composant, la mesure de la surface du dommage via le traitement d'image n'est pas répétable tir à tir. Définir un dommage comme croissant si son diamètre a évolué entre le premier et le dernier tir peut donc donner lieu à des « *faux-positifs* ». Par exemple, un dommage dont la surface mesurée a augmenté de quelques pixels car l'éclairage était plus intense lors de la mesure. Les gros dommages diffusant plus la lumière, ils sont plus sensibles aux fluctuations de l'éclairage. Une faible variation du diamètre correspond à un faible coefficient de croissance. Précisons à nouveau que le coefficient de croissance est mesuré, dans cette approche, en paramétrant l'évolution du diamètre au cours des tirs selon l'[equation 1.8](#).

Nous avons donc défini des coefficients de croissance seuils, différents selon la taille initiale du dommage initié, afin de déterminer si un dommage a crû de façon significative ou non. Ces coefficients correspondent à un nombre de pixels supplémentaires mesurés entre le premier et le dernier tir, que nous considérons comme significatif pour déterminer si le dommage a vraiment crû. Les valeurs de ces coefficients seuil sont reportées dans le [tableau 4.1](#). Si ces critères ne sont pas remplis, le dommage est considéré comme n'ayant pas crû et son coefficient de croissance n'est pas enregistré.

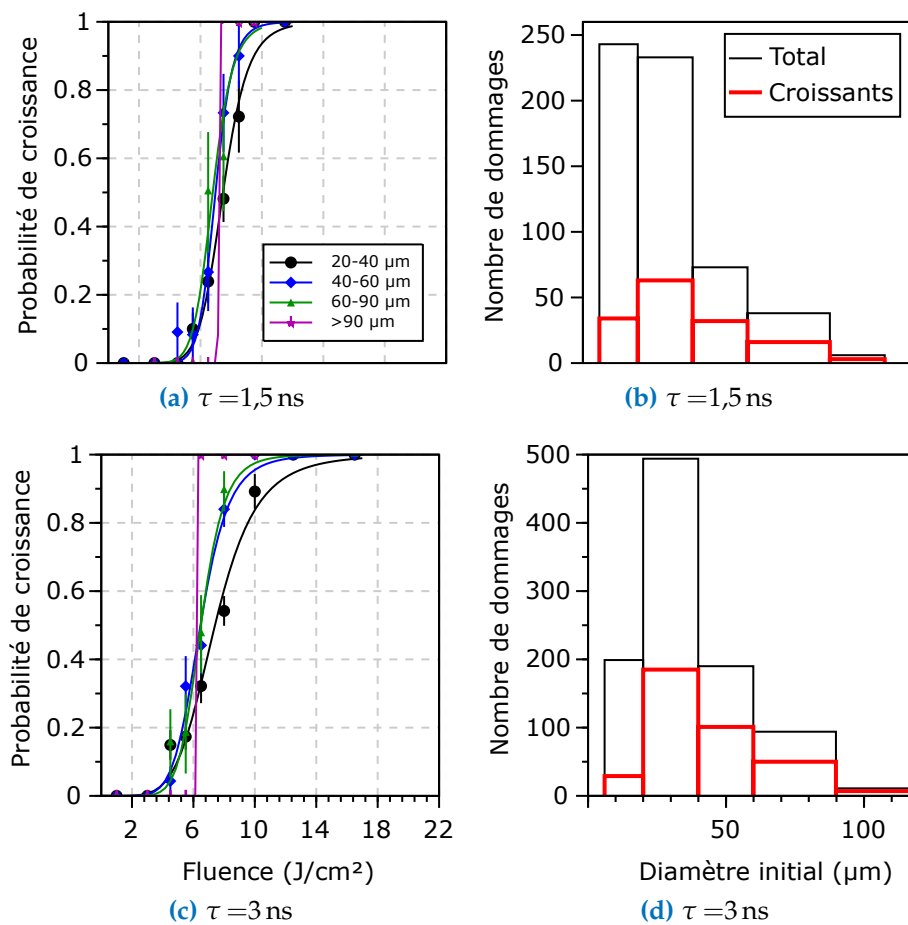
Chaque dommage est classé selon sa taille initiale et la moyenne de la fluence sur la séquence de tirs. Par la suite, le ratio du nombre de dommages ayant crû sur le nombre total de dommages exposés à la fluence  $F$  est calculé pour chaque classe de fluence et chaque classe de taille initiale. Le résultat obtenu correspond donc à la probabilité de croissance en fonction de la fluence et de la taille des dommages. Cette mesure est effectuée pour chaque durée d'impulsion.

Les courbes d'évolution de la probabilité de croissance en fonction de la fluence ont été paramétrées selon l'[equation 1.6](#) et les intervalles de confiance selon l'[equation 1.7](#).

	Diamètre du dommage ( $\mu\text{m}$ )					
	6 à 20	20 à 30	30 à 50	50 à 70	70 à 100	>100
<b>Coefficient seuil</b>	0,1	0,048	0,035	0,022	0,016	0,011

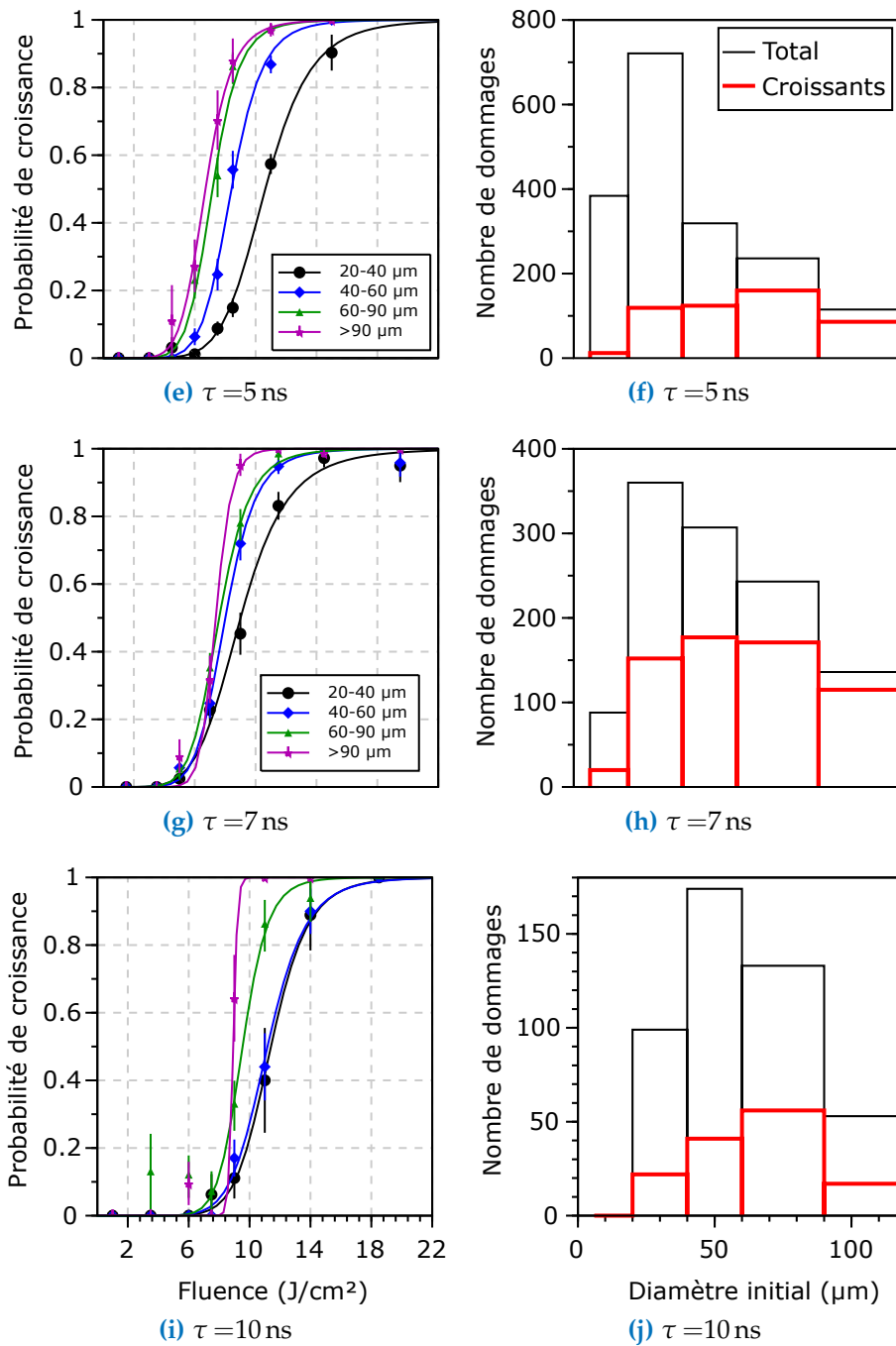
**Tableau 4.1** – Résumé des coefficients de croissance seuil selon le diamètre du dommage. Si le coefficient de croissance d'un dommage est inférieur au coefficient seuil, le dommage sera défini comme n'ayant pas crû.

L'ensemble des résultats est reporté dans les figures 4.6a ; 4.6c ; 4.6e ; 4.6g et 4.6i. Afin de représenter la population de dommages utilisés pour mesurer ces données, les histo-



**Figure 4.6** – (a) ; (c) Probabilités de croissance en fonction de la fluence et de la taille des dommages initiés pour différentes durées d'impulsion ( $\tau = 1,5$  et 3 ns, respectivement). Les symboles correspondent aux données expérimentales et les courbes au résultat du paramétrage. (b) ; (d) Histogrammes d'amorçage pour différentes durées d'impulsion ( $\tau = 1,5$  et 3 ns, respectivement). Les colonnes noires, au trait fin représentent le nombre total de dommages observés dans chaque classes. Les colonnes rouges, au trait gras, le nombre de dommages ayant crû dans chaque classes.





**Figure 4.5** – (e)(g); (i) Probabilités de croissance en fonction de la fluence et de la taille des dommages initiés pour différentes durées d’impulsion ( $\tau = 5; 7$  et  $10$  ns, respectivement). Les symboles correspondent aux données expérimentales et les courbes au résultat du paramétrage. (f) (h); (j) Histogrammes d’amorçage pour différentes durées d’impulsion ( $\tau = 5; 7$  et  $10$  ns, respectivement). Les colonnes noires, au trait fin représentent le nombre total de dommages observés dans chaque classes. Les colonnes rouges, au trait gras, le nombre de dommages ayant crû dans chaque classes.

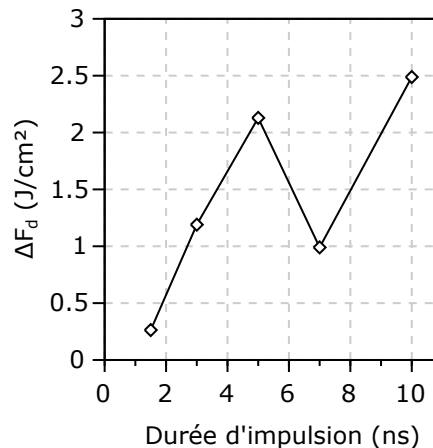


grammes de la taille des dommages amorcés sont reportés dans les figures 4.6b ; 4.6d ; 4.6f ; 4.6h et 4.6j.

Les figures 4.6b ; 4.6d ; 4.6f ; 4.6h et 4.6j rendent donc compte de la population de dommages amorcés selon la durée d'impulsion. En résumé, le diamètre des dommages amorcés augmente avec la durée d'impulsion. Comme le montre la figure 3.10, l'observation post-mortem de ces dommages au microscope électronique à balayage confirme cette observation.

Les figures 4.6a ; 4.6c ; 4.6e ; 4.6g et 4.6i montrent que, quelle que soit la durée d'impulsion et quelle que soit la taille du dommage initié, la probabilité de croissance d'un dommage augmente avec la fluence. De même, on peut observer que plus le diamètre initial d'un dommage est grand, plus la probabilité de croissance à une fluence donnée est élevée. Par exemple, à  $14 \text{ J/cm}^2$ , 5 ns, la probabilité de croissance des dommages dont la taille initiale est comprise entre 20 et  $40 \mu\text{m}$  est inférieure à la probabilité de croissance des dommages dont la taille initiale est comprise entre 40 et  $60 \mu\text{m}$ , et ainsi de suite.

Les figures 4.6a ; 4.6c ; 4.6e ; 4.6g et 4.6i semblent indiquer un impact de la durée d'impulsion sur l'écart entre les courbes. Afin de quantifier cet écart, nous avons reporté la différence entre la valeur de fluence correspondant à une probabilité de 50 % de la classe  $d_0 > 90 \mu\text{m}$  et celle de la classe  $d_0 \in [20-40 \mu\text{m}]$  (respectivement  $F_{0,5}^{20-40}$  et  $F_{0,5}^{>90}$ ). Nous nommerons cette différence  $\Delta F_d = F_{0,5}^{>90} - F_{0,5}^{20-40}$ . Les résultats sont présentés dans la figure 4.6.



**Figure 4.6** – Evolution de  $\Delta F_d$ , la différence entre la valeur de fluence correspondant à une probabilité de 50 % de la classe  $d_0 > 90 \mu\text{m}$  et celle de la classe  $d_0 \in [20-40 \mu\text{m}]$ , en fonction de la durée d'impulsion.

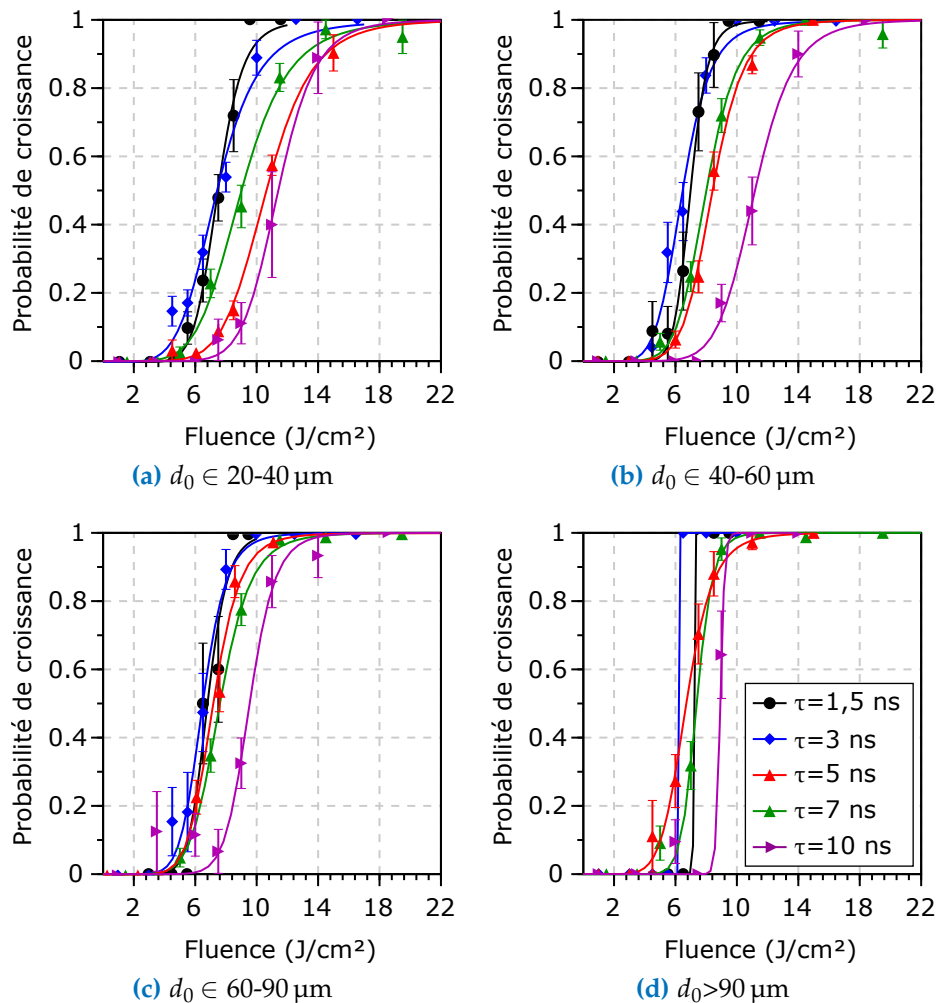
A 1,5 ns,  $\Delta F_d$  est de  $0,25 \text{ J/cm}^2$ . Aux durées d'impulsion plus longues, cet écart fluctue entre 1 et  $2 \text{ J/cm}^2$ . Aux longues durées d'impulsion, la taille initiale du dommage impacte plus la probabilité de croissance que pour des durées d'impulsion plus courtes.

Nous pouvons conclure de ces observations que la probabilité de croissance des dommages augmente avec la fluence du laser et la taille des dommages initiés. De même, à iso-fluence plus la durée d'impulsion du laser est courte, plus la probabilité de croissance des dommages est élevée.

Notons également que, la classe  $d_0 \in [6-20 \mu\text{m}]$  est susceptible de contenir de fausses données. En effet, un défaut sur la surface de l'optique ou une poussière non éjectée par les tir laser ont des dimensions comprises dans cette gamme de tailles. Un tel comportement serait interprété comme un dommage non croissant, ce qui sous-estimerait

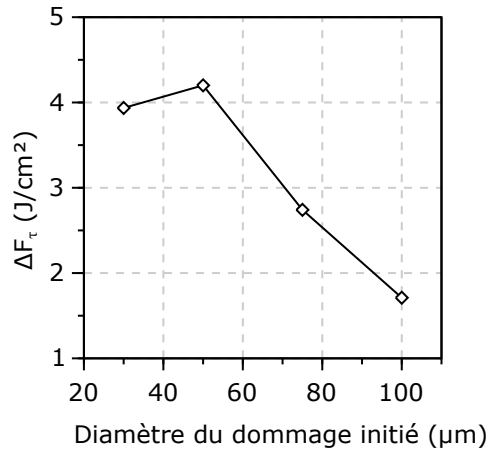
la probabilité de croissance calculée. Nous n'avons donc pas tenu compte de cette classe dans le traitement des données.

Comme le montre la [figure 4.7](#), si l'on compare les probabilités de croissance pour chaque durée d'impulsion dans chaque classe de taille, on remarque que plus la taille initiale du dommage est grande, plus l'écart entre les courbes est faible. Pour les classes  $d_0 \in 20\text{-}40\ \mu\text{m}$  et  $40\text{-}60\ \mu\text{m}$ , les probabilités de croissance à 10 ns sont plus faibles que à 5 et 7 ns elles-mêmes plus faibles que à 1,5 et 3 ns.



**Figure 4.7** – (a); (b); (c); (d) Probabilités de croissance en fonction de la fluence et de la durée d'impulsion pour différentes classes de taille initiale ( $d_0 \in 20\text{-}40\ \mu\text{m}$ ;  $40\text{-}60\ \mu\text{m}$ ;  $60\text{-}90\ \mu\text{m}$  et  $d_0 > 90\ \mu\text{m}$ , respectivement). Les symboles correspondent aux données expérimentales et les courbes au résultat du paramétrage.

Afin de quantifier cette observation, nous avons mesuré, pour chaque classe de taille initiale, l'écart entre la valeur de fluence correspondant à une probabilité de 50% pour les dommages exposés à une durée d'impulsion de 1,5 ns ( $F_{0,5}^{1,5\ \text{ns}}$ ) et celle des dommages exposés à une durée d'impulsion de 10 ns ( $F_{0,5}^{10\ \text{ns}}$ ). Nous nommerons cette différence  $\Delta F_\tau = F_{0,5}^{1,5\ \text{ns}} - F_{0,5}^{10\ \text{ns}}$ . Les résultats sont présentés dans la [figure 4.8](#).



**Figure 4.8** – Evolution de  $\Delta F_{\tau}$ , écart entre la valeur de fluence correspondant à une probabilité de 50 % pour les dommages exposés à une durée d’impulsion de 1,5 ns et celle des dommages exposés à une durée d’impulsion de 10 ns, en fonction du diamètre du dommage initié.

Pour les dommages dont la taille initiale est comprise entre 20 et 60  $\mu\text{m}$ ,  $\Delta F_{\tau}$  est de 4 J/cm<sup>2</sup>. Cette valeur diminue pour des dommages dont la taille initiale est plus grande, jusqu’à atteindre 1 J/cm<sup>2</sup> pour des dommages dont la taille est supérieure à 100  $\mu\text{m}$ .

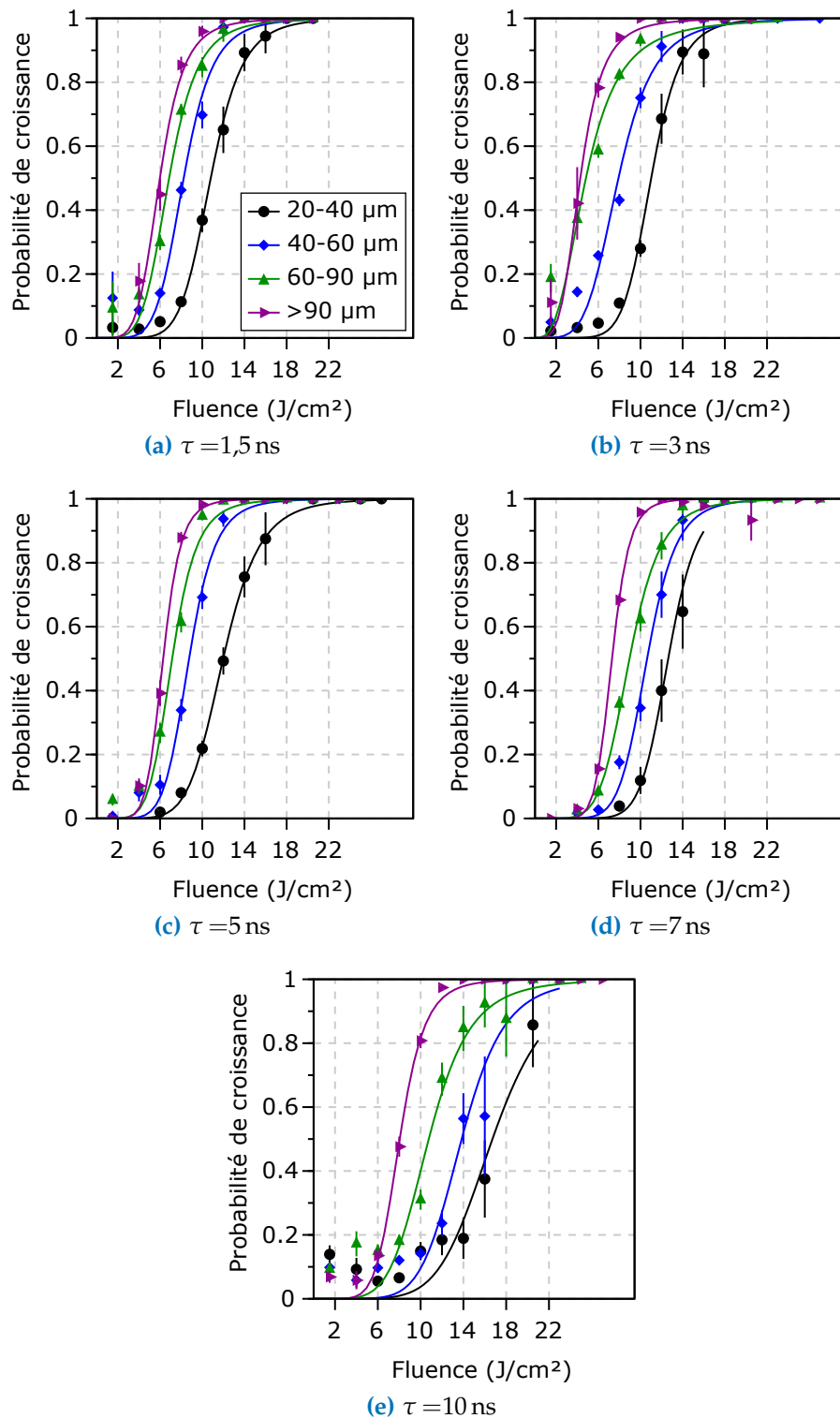
Nous pouvons donc conclure que la probabilité de croissance des dommages dont la taille est comprise entre 20 et 60  $\mu\text{m}$  est plus impactée par la durée d’impulsion du laser que pour les dommages dont la taille initiale est supérieure à 60  $\mu\text{m}$ . Pour des dommages dont la taille initiale est comprise entre 20 et 60  $\mu\text{m}$ , la croissance sous des courtes durées d’impulsion (1,5 et 3 ns) est plus probable que aux durées d’impulsion intermédiaires (5 et 7 ns). Aux longues durées d’impulsion (5 et 7 ns), à iso-fluence, la probabilité de croissance est plus faibles qu’aux durées plus courtes.

Dans le cas où les données sont traitées tir à tir, un dommage est défini comme ayant crû si sa surface a augmentée entre le tir  $n$  et le tir  $n + 1$  et si les critères établis sur le coefficient de croissance décrits dans le [tableau 4.1](#) sont remplis. Les résultats sont reportés dans la [figure 4.9](#)

A nouveau, on peut observer que plus le diamètre d’un dommage est grand, plus sa probabilité de croissance à une fluence donnée est élevée. De même, plus la durée d’impulsion est longue, plus l’écart entre la valeur de  $F_{50\%}$  de la classe  $d_0 \in [20-40 \mu\text{m}]$  et la valeur de  $F_{50\%}$  de la classe  $d_0 > 90 \mu\text{m}$  est important.

Pour plus de clarté, l’équivalent tir à tir de la [figure 4.7](#) est reportée en annexe (*c.f.* [figure A.1](#)). A nouveau pour les classes  $d_0 \in 20-40 \mu\text{m}$  et  $40-60 \mu\text{m}$ , les probabilités de croissance à 10 ns sont plus faibles que à 5 et 7 ns elles-mêmes plus faibles que à 1,5 et 3 ns.

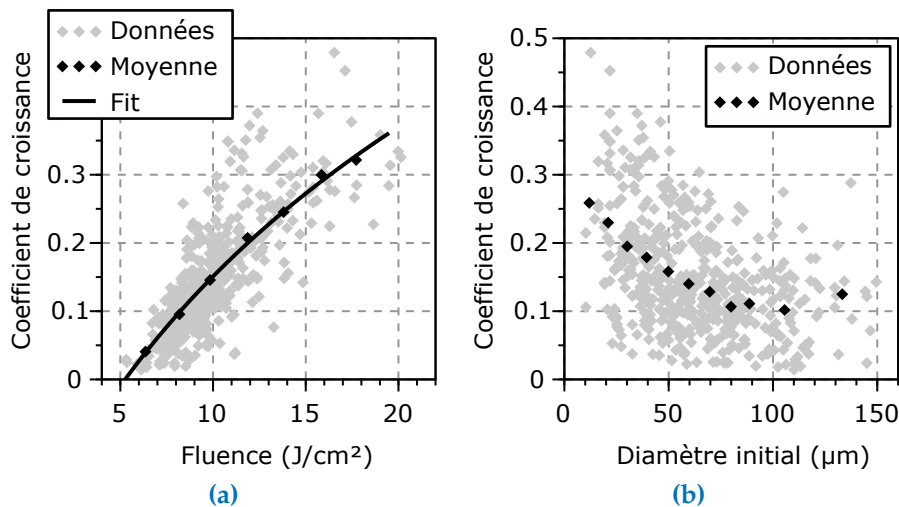
De manière générale, la pente des courbes est plus faible qu’avec l’approche précédente. Dans la première approche, la fluence est moyennée sur la surface du dommage et sur la série de tirs. Dans l’approche tir à tir, la fluence est moyennée seulement sur la surface du dommage. La mesure de fluence fluctuant tir à tir, cette approche mesure donc des valeurs de fluence plus dispersées que l’approche moyennant la fluence sur tous les tirs. La moyenne de ces valeurs resserre la pente des courbes. Une synthèse plus exhaustive de ces résultats est reportée dans l’[annexe A](#).



**Figure 4.9** – (a) (b) (c) (d) (e) Probabilités de croissance en fonction de la fluence et de la taille des dommages initiés pour différentes durées d’impulsion ( $\tau = 1,5$ ; 3; 5; 7 et 10 ns, respectivement). Les symboles correspondent aux données expérimentales et les courbes au résultat du paramétrage.

#### 4.1.3 Coefficients de croissance en fonction de la fluence et de la durée d'impulsion

Comme expliqué dans la section précédente, dans le cas des dommages ayant crû, le coefficient de croissance a été mesuré via les deux approches. Dans le cas où la croissance est étudiée sur tous les tirs, le coefficient de croissance est mesuré en paramétrant la courbe de croissance selon l'équation 1.8. Dans le cas où la croissance est étudiée tir à tir, le coefficient de croissance est calculé selon l'équation 4.1. Lorsque l'on reporte l'évolution du coefficient de croissance selon la fluence ou selon le diamètre initial du dommage, les deux approches donnent lieu à un nuage de points, comme représenté dans la figure 4.10.



**Figure 4.10** – (a) Evolution du coefficient de croissance en fonction de la moyenne de la fluence sur la surface du dommage et sur l'ensemble de la série de tirs. La moyenne des coefficients de croissance a été paramétrée selon l'équation 1.10. (b) Evolution du coefficient de croissance selon la taille du dommage initié.

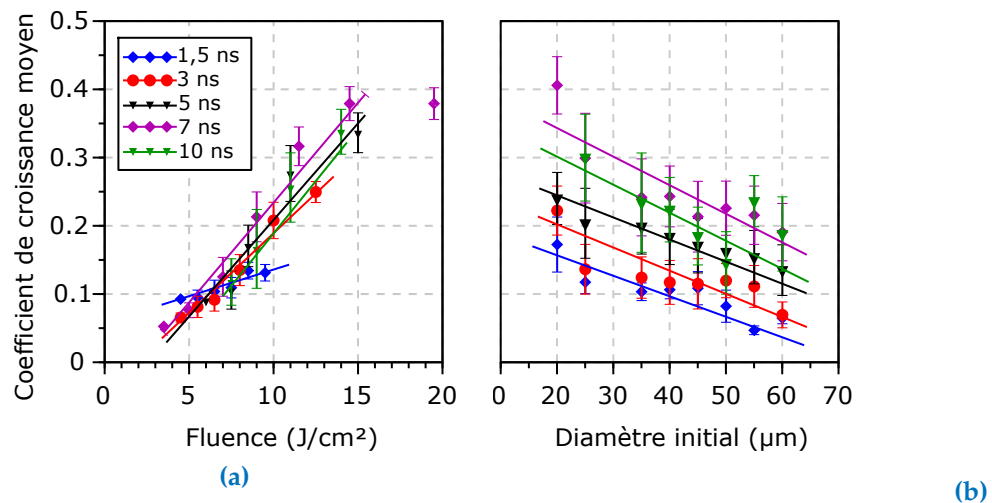
Les coefficients sont regroupés par classes de fluences et de tailles de dommage initiés. Comme le montrent les points noirs de la figure 4.10, la moyenne des coefficients de croissance est calculée dans chaque classe. Ce sont ces valeurs qui seront comparées pour chaque durée d'impulsion.

Les comportements observés sur la figure 4.10 l'ont été pour chaque durée d'impulsion. Par conséquent, nous pouvons conclure que quelle que soit la durée d'impulsion du laser, le coefficient de croissance augmente avec la fluence et diminue avec la taille du dommage initié. En d'autres termes, plus la fluence est élevée, plus la croissance est rapide. Plus la taille du dommage initié est grande, plus la croissance sera lente.

Les résultats pour différentes durées d'impulsion sont résumés dans la figure 4.11. En fonction de la fluence (figure 4.11a), les valeurs de la moyenne des coefficients de croissance est similaire pour les dommages exposés à des durées d'impulsion de 3; 5; 7 et 10 ns. Seules les valeurs de la moyenne des coefficients de croissance pour les dommages exposés à une durée d'impulsion de 1,5 ns sont inférieures aux autres durées d'impulsion.

Si l'on reporte l'évolution des coefficients moyens en fonction de la taille des dommages initiés (figure 4.11b), quelle que soit la taille du dommage initié, la moyenne des

coefficients de croissance augmente avec la durée d'impulsion. Par exemple, les coefficients de croissance à 1,5 ns sont inférieurs aux coefficients de croissance à 3 ns et ainsi de suite.



**Figure 4.11** – (a) Moyenne des coefficients de croissance en fonction de la fluence, pour différentes durées d'impulsion. (b) Moyenne des coefficients de croissance en fonction de la taille du dommage initié, pour différentes durées d'impulsion. Les courbes correspondent à des guides pour l'oeil.

Par conséquent, nous pouvons conclure que les résultats de nos mesures montrent que, que ce soit en fonction de la fluence ou de la taille initiale des dommages, à courte durée d'impulsion, (1,5 ns) la croissance des dommages est plus lente que aux durées d'impulsion plus longues.

Dans le cas où les résultats sont traités tir à tir, cette différence selon la durée d'impulsion n'est pas observée. Les résultats du traitement tir à tir sont reportés dans l'[annexe A](#) (c.f. [figure A.3](#)).

Cette étude nécessitant beaucoup de données afin d'obtenir une statistique acceptable, plusieurs dommages devaient être initiés sur un même site. A partir d'un certain nombre de tirs, des dommages voisins coalescaient. Leur taille est alors de l'ordre de la centaine de microns. Cette étude ne permet donc pas d'étudier la croissance d'un dommage dont la taille dépasse le millimètre.

Nous avons donc réalisé une série de mesures afin d'étudier la croissance de dommages dont la taille dépasse le millimètre. Ces mesures sont reportées dans la section suivante.

## 4.2 Etude de la croissance d'un dommage unique de sa taille initiale au diamètre du faisceau laser

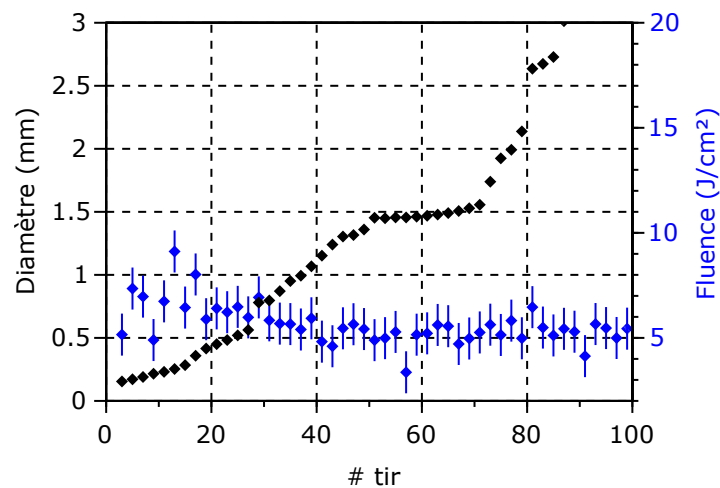
Nous avons vu dans le [chapitre 1](#) que l'étude du phénomène de croissance des dommages a révélé l'existence de deux régimes, paramétrés par des fonctions exponentielle et linéaire. Cependant, l'étude de la croissance est bien souvent limitée à des tailles de dommages n'excédant pas 500 µm et n'inclut pas l'impact du profil temporel du faisceau laser. C'est dans cette optique que les mesures présentées ci-après ont été réalisées.

#### 4.2.1 Observation de comportements de croissance atypiques

Afin de garantir l'amorçage de dommages micrométriques pouvant par la suite être centrés sur le faisceau MELBA, les dommages étudiés ont préalablement été amorcés par un faisceau laser (LUTIN, *c.f.* Tableau II de la référence [84]) spatialement et temporellement Gaussien de 500  $\mu\text{m}$  de diamètre et de 2,5 ns de durée d'impulsion, à des fluences variant entre 20 et 40  $\text{J}/\text{cm}^2$ . Ces mesures ont été réalisées sur une lame de silice de la même série que celles utilisées pour les mesures de la [section 4.1](#).

En tout, 24 dommages ont été initiés par ce laser. Ces dommages ont ensuite été exposés au faisceau MELBA, à une fluence de 5  $\text{J}/\text{cm}^2$ . Si la surface du dommage n'avait pas évolué au bout d'une dizaine de tirs, la fluence était incrémentée de 1  $\text{J}/\text{cm}^2$ , et ainsi de suite jusqu'à ce que le dommage croisse. Une fois l'amorçage de la croissance effectué, la fluence était maintenue fixe, et les tirs enchainés jusqu'à ce que la surface du dommage soit du même ordre de grandeur que la taille du faisceau (5 mm). L'ensemble des tirs effectués sur cet échantillon ont été réalisés avec un profil temporel carré, de durée équivalente de 5 ns.

La majorité des sites étudiés ont présenté un comportement similaire à celui de la [figure 4.12](#). Ce comportement est différent de la courbe exponentielle théorique. Ce dernier est caractérisé par une dynamique exponentielle (tirs 1 à 50) suivie d'une dynamique de faible croissance (tirs 50 à 80) pendant un certain nombre de tirs. Ce comportement sera dénommé « plateau ». Aux tirs suivants, le diamètre du dommage croît de nouveau selon une dynamique exponentielle. Ce comportement n'est pas du à une diminution de la fluence. Comme le montrent les points bleus de la [figure 4.12](#), à l'exception des 20 premiers tirs, la fluence est restée stable, autour d'une valeur de 5  $\text{J}/\text{cm}^2$ . La fluence reste stable plusieurs tirs avant le plateau.

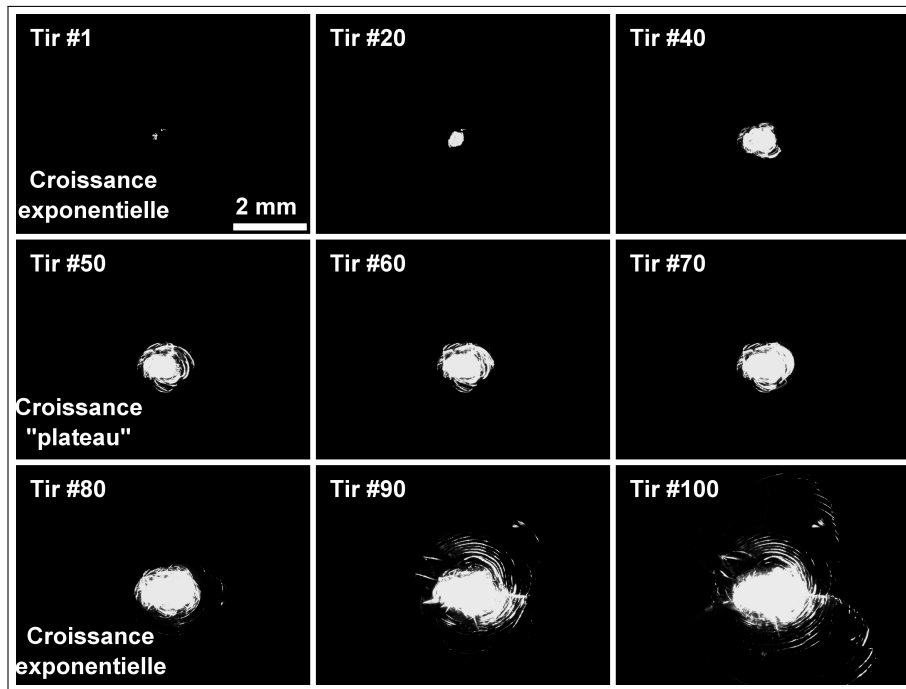


**Figure 4.12** – Exemple de l'évolution du diamètre d'un dommage en fonction du numéro de tir.

L'observation des images macroscopie (*c.f.* [figure 4.13](#)) a montré que la phase « plateau » est marquée par une augmentation de l'intensité des pixels au coeur du dommage.

Cette observation semble indiquer une croissance uniquement volumique, invisible par notre observation en surface. Dans tous les cas, la croissance suivant le plateau est due à la propagation de fractures radiales, formant une couronne autour du dommage.





**Figure 4.13** – Séquence de croissance typique d'un dommage de sa taille initiée jusqu'à atteindre le diamètre du faisceau MELBA. ( $\tau = 5 \text{ ns}$ ,  $\langle F \rangle = 6 \text{ J/cm}^2$ ). Ces images correspondent aux mesures de diamètre de la figure [figure 4.12](#).

Une vidéo de la croissance de ce dommage est visualisable sur le lien suivant [https://figshare.com/articles/\\_/5426485](https://figshare.com/articles/_/5426485) [85].

Un dispositif expérimental permettant l'observation de la structure volumique du dommage a donc été intégré au banc MELBA. Ce dispositif et le traitement des images sont décrits dans la section suivante.

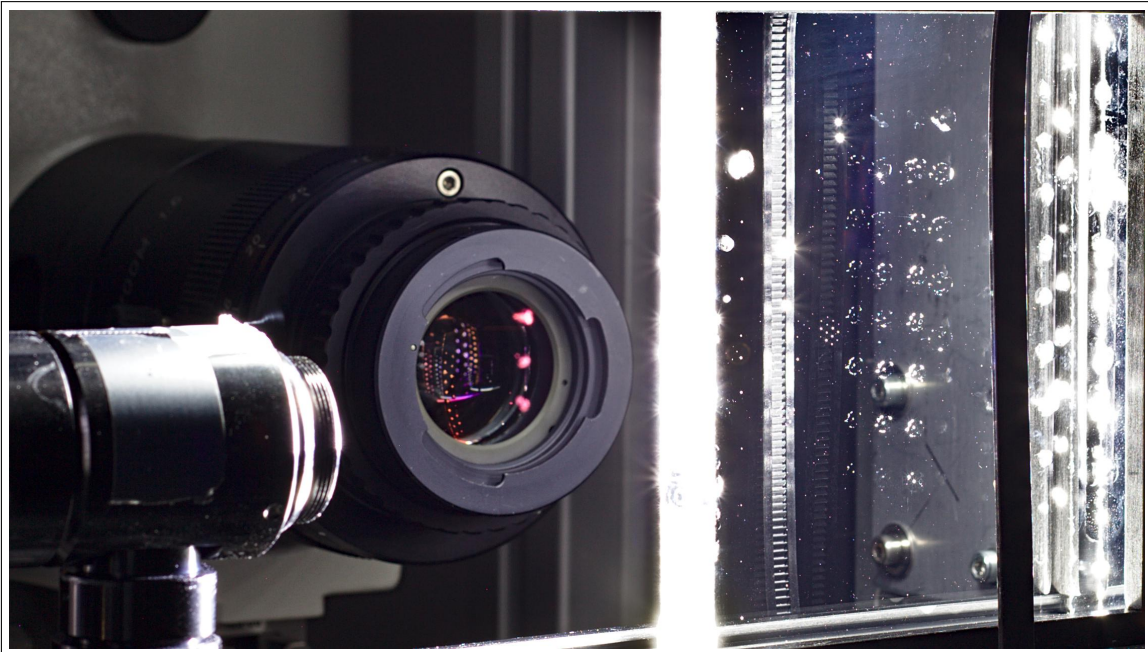
#### 4.2.2 Dispositif expérimental et traitement des données pour l'observation en surface et en volume

L'observation du dommage en volume est réalisée par l'intermédiaire d'un second microscope à longue frontale (Navitar Zoom 6000). Ce dernier est placé devant la tranche du composant, préalablement polie à la main avec l'aide de B. Remy du laboratoire des procédés optiques du CEA-CESTA. Le polissage est un poli de type « optique ». Une photographie du dispositif expérimental est reportée dans la [figure 4.14](#).

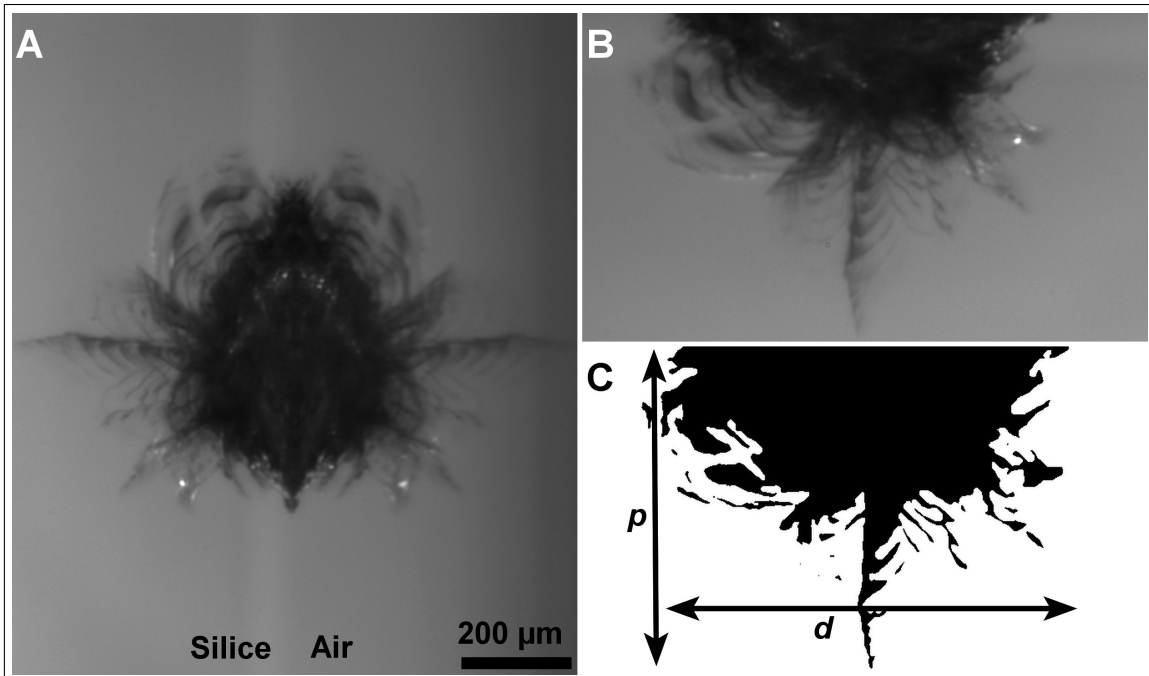
Ces mesures ont été réalisées sur une lame de silice rectangulaire de dimensions 100 mm par 80 mm et de 10 mm d'épaisseur, polie par la société ZYGO, suivant un polissage double-face.

Un exemple type d'image de la structure sous surfacique d'un dommage, ainsi qu'un résumé des étapes du traitement d'image est présenté dans la [figure 4.15](#).

Afin de mesurer les informations pertinentes des images, il est nécessaire de les binariser (détecter les bords de la structure étudiée). La méthode la plus efficace s'est avérée être la méthode de seuillage local Phansalkar [65]. Cette méthode scinde l'image en sous-fenêtres carrées de côté  $r$ . Sur chacune de ces sous-fenêtres, un seuil  $t$  est calculé sur l'histogramme des niveaux de gris. Une fois ce seuil calculé, chaque pixel de



**Figure 4.14** – Photographie du dispositif expérimental utilisé pour observer l'évolution des dommages en volume. Le macroscopie navitar est à gauche de l'image ; le macroscopie binoculaire au centre et la lame polie sur la tranche à droite.



**Figure 4.15** – Exemple typique de la structure volumique d'un dommage laser après croissance. (A) Image brute, (B) image après élimination de la réflexion sur la face arrière, (C) image après traitement par binarisation

la sous-fenêtre au dessus du seuil  $t$  est amené à une intensité en niveaux de gris de 0 et chaque pixel en dessous à une intensité de 255. La taille des sous-fenêtres est définie par l'utilisateur. Le microscope étant légèrement décalé par rapport au dommage, la réflexion de ce dernier sur la face arrière donne une image symétrique. La partie gauche de la [figure 4.15 \(A\)](#) correspond au dommage et la partie droite à sa réflexion sur la face arrière. Cette réflexion est coupée lors de la binarisation.

Une fois l'image binarisée, la hauteur et la largeur de la boîte englobant l'objet sont mesurées. Ces deux valeurs correspondent respectivement à la profondeur  $p$  et au diamètre apparent  $d$  du dommage, dans la section transverse. On parle de diamètre apparent car il correspond au diamètre qui serait mesuré si le dommage n'était observé qu'en surface.

Nous verrons dans la section suivante que des morphologies différentes des dommages ont été observées au cours de la croissance et selon les paramètres du laser. Il semble donc pertinent de définir un mesurande sur la morphologie du dommage. En effet, ces changements de morphologie semblent décrire les différentes étapes de la vie du dommage, et semblent corrélés avec les changements de dynamique de croissance.

L'analyse fractale s'est avérée être un outil efficace pour quantifier la morphologie de divers objets dans de nombreux domaines scientifiques comme la médecine [86]; la géologie [87]; la biologie [88] ou encore le monde de la finance [89]. Jusqu'alors, cet outil n'a jamais été utilisé afin de caractériser la morphologie des dommages laser. Nous proposons donc d'utiliser cet outil afin de quantifier la morphologie des dommages et d'étudier les variations de cette dernière avec les paramètres du laser. Le mesurande clé de l'analyse fractale est la dimension fractale  $\mathcal{D}_f$ .

Les bases de la géométrie fractale ont été établies en 1975 par le mathématicien Français Benoît Mandelbrot [90]. D'après ce dernier, un objet fractal peut être défini comme suit :

*« Les fractales sont des objets, qu'ils soient mathématiques, dus à la nature ou dus à l'homme, qu'on appelle irréguliers, rugueux, poreux ou fragmentés, et qui, de plus, possèdent ces propriétés au même degré à toutes les échelles. C'est dire que ces objets ont la même forme, qu'ils soient vus de près ou de loin. »*

Un objet fractal présente donc le même motif à toutes les échelles, on parle d'*auto-similarité*. Pour les objets naturels, cette auto-similarité est statistique (*i.e.* chaque partie de l'objet ressemble à l'objet).

La notion la plus importante de la géométrie fractale est la notion de dimension. En géométrie classique, la dimension des objets est entière : un point a une dimension  $\mathcal{D} = 0$ ; une ligne une dimension  $\mathcal{D} = 1$ ;  $\mathcal{D} = 2$  pour une surface et  $\mathcal{D} = 3$  pour un volume.

Ces valeurs peuvent être retrouvées en appliquant un facteur d'échelle à l'objet. Ainsi, si on considère un cube de côté  $a$ , neuf ( $3^2$ ) cubes seront nécessaires pour remplir un second cube de côté  $3a$  (*c.f.* [figure 4.16](#)). De manière générale, un objet de dimension  $\mathcal{D}$  auquel on applique un facteur d'échelle  $\alpha$  se retrouvera  $\mathcal{N}$  fois dans l'objet final [90], tel que,

$$(4.3) \quad \mathcal{N} = \alpha^{\mathcal{D}}$$

Dans le cas d'un objet fractal, la dimension de l'objet est non entière. La dimension fractale peut être mesurée par la méthode du comptage de boîtes. Supposons une image

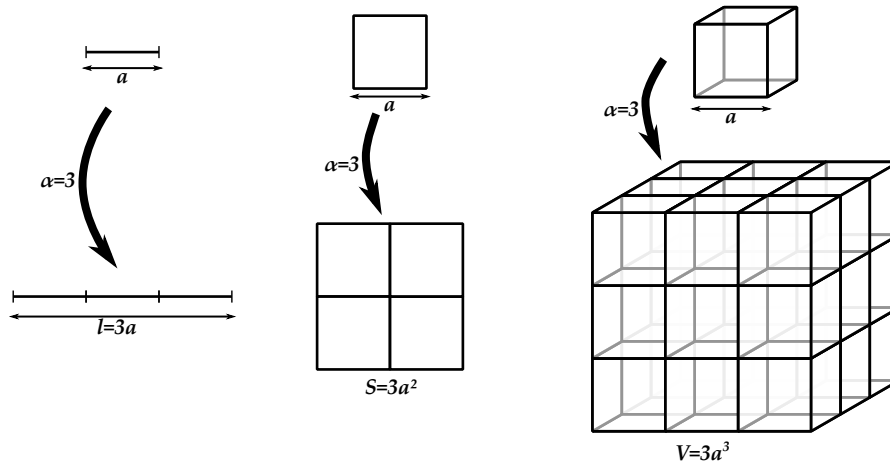


Figure 4.16 – Illustration de la notion de dimension d'un objet euclidien.

de longueur  $l$  et de hauteur  $h$ . Cette image est divisée en  $N$  boîtes de taille  $\varepsilon l \times \varepsilon h$ , avec  $\varepsilon \leq 1$ . Pour chaque taille  $\varepsilon$ , on compte le nombre de boîtes nécessaires pour recouvrir l'objet. Le nombre de boîtes  $\mathcal{N}(\varepsilon)$  recouvrant l'objet évolue en loi de puissance selon la taille  $\varepsilon$  des boîtes. Le coefficient de cette loi de puissance correspond à la dimension fractale de l'objet [90],

$$(4.4) \quad \mathcal{N}(\varepsilon) \propto \varepsilon^{-D_f}$$

Cependant, ce dernier varie selon la position initiale de la grille de boîtes. En réitérant cette méthode pour différentes positions initiales de la grille et en moyennant les coefficients obtenus, on trouve la dimension fractale de l'objet. Cette méthode est illustrée sur la figure 4.17. L'écart-type  $SE$  est également mesuré.

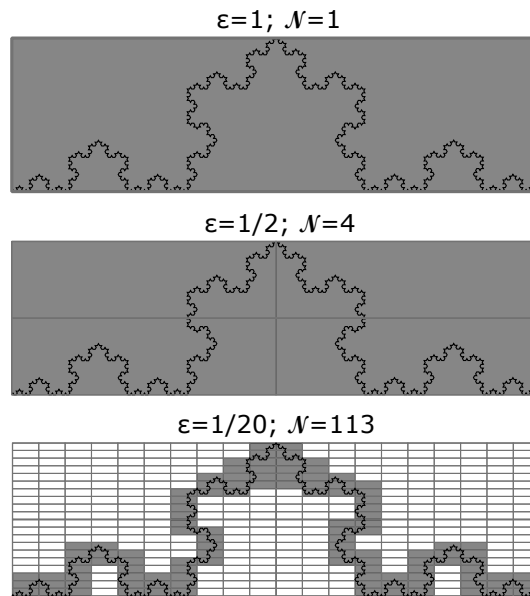
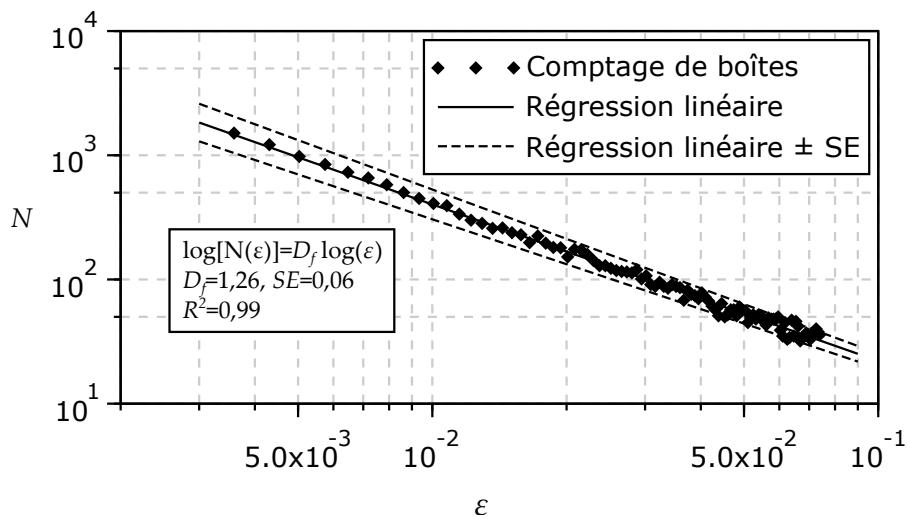


Figure 4.17 – Schéma descriptif de la méthode du comptage de boîtes appliquée à la courbe de Koch.

Avant d'appliquer cette méthode aux dommages laser, il est important de déterminer si la résolution des images issues du microscope sont suffisantes pour mesurer une dimension fractale. Pour cela, nous avons appliqué le comptage de boîtes sur une image de fractale dont la dimension est connue, la courbe de Koch ( $\mathcal{D}_f \sim 1,26$ , c.f. [figure 4.17](#)). La largeur et la hauteur ( $1392 \times 1040$  pixels) de cette image sont les mêmes que celles des images de dommages laser acquises avec le Navitar.

La moyenne de la dimension fractale a été calculée sur un jeu de 12 positions initiales de boîtes tirées aléatoirement. Un exemple de régression est représenté sur la [figure 4.18](#). La dimension fractale moyenne sur ce jeu de 12 positions initiales vaut  $\langle \mathcal{D}_f \rangle = 1,26 \pm 0,06$  rms. Cette valeur contient la valeur théorique de la courbe de Koch ( $\mathcal{D}_f \sim 1,26$ ). La résolution des images issues du navitar est donc suffisante pour correctement mesurer la dimension fractale.



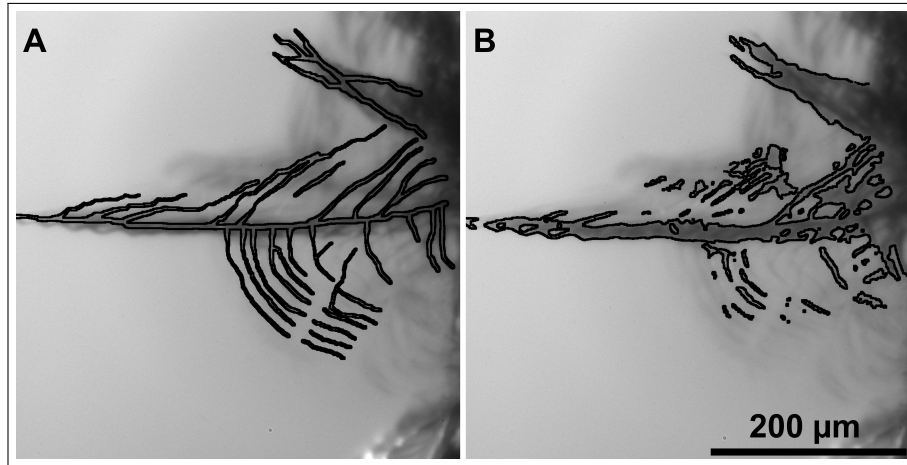
**Figure 4.18** – Exemple de régression linéaire effectuée sur le logarithme des données issues du résultat du comptage de boîtes de la courbe de Koch.

Le complément logiciel FracLac [88] du logiciel libre ImageJ a été utilisé pour l'analyse fractale. 12 jeux de positions initiales des boîtes par images étaient utilisés pour mesurer la moyenne de la dimension fractale. Ce complément logiciel mesure également l'erreur standard  $SE$  de chaque régression.

Il est également nécessaire de s'assurer que les erreurs faites lors de la binarisation n'influencent pas sur la mesure de la dimension fractale. Pour cela, une zone d'intérêt d'un dommage a été photographiée au grossissement maximal du microscope Navitar. Cette image a ensuite été détourée manuellement ([figure 4.19-A](#)) et automatiquement ([figure 4.19-B](#)), et soumise au comptage de boîtes. Le comptage de boîtes de l'image détourée à la main a donné une valeur de dimension fractale  $\mathcal{D}_f = 1,49 \pm 0,02$  et le détourage automatique une valeur de dimension fractale  $\mathcal{D}_f = 1,50 \pm 0,02$ . Les deux méthodes n'ont donc pas montré de différence significative dans la mesure de la dimension fractale du dommage. Nous pouvons donc avoir confiance en la mesure de la dimension fractale sur les images seuillées automatiquement.

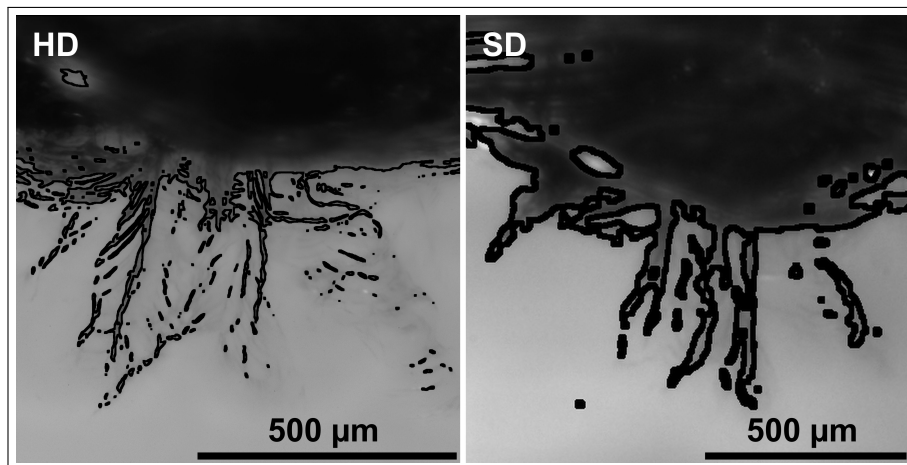
De même, il est nécessaire de s'assurer que la résolution de l'image n'affecte pas la mesure de la dimension fractale. Pour cela, nous avons comparé la mesure de la dimension fractale des images standard (SD) et d'images reconstruites en assemblant en un panorama les images au grossissement maximal du Navitar (images de droite et





**Figure 4.19** – (A) image d’une zone d’intérêt du dommage au grossissement maximal entourée par le résultat de binarisation manuelle. (B) image du même dommage avec le résultat de binarisation automatique.

de gauche de la [figure 4.20](#)). En raison de la profondeur de champ, chaque sous-image était reconstruite en assemblant des positions de mise au point différentes [91, 92]. Nous nommerons l’assemblage de toutes ces images l’image HD.



**Figure 4.20** – A gauche, image d’un dommage exposé à une durée d’impulsion de 5 ns, reconstruite à partir d’un scan au grossissement maximal en  $(x, y, z)$  entourée par le résultat de binarisation. A droite, image du même dommage sans scan, au grossissement minimal entouré par le résultat de binarisation.

De telles images ont été réalisées sur trois sites, préalablement exposés à des durées d’impulsion de 1,5; 5 et 10. Les résultats des comparaisons des dimensions fractales de ces images est reporté sur le [tableau 4.2](#).

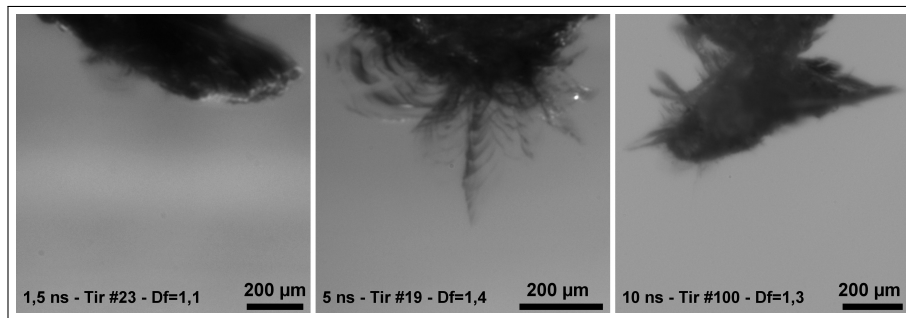
La dimension fractale semble systématiquement plus élevée pour les images HD. Cependant, la différence reste, pour chaque cas, dans l’intervalle définie par l’erreur standard. De plus, si la dimension fractale est systématiquement sous-estimée sur les images SD, ces dernières peuvent être comparées entre elles. La reconstruction des images HD étant trop long pour être appliqué à un grand nombre de dommages, il a donc été choisi, pour les campagnes suivantes, de mesurer la dimension fractale sur les images SD.

$\tau$ (ns)	Résolution	$D_f$	SE
1,5	HD	1,26	0,06
	SD	1,18	0,06
5	HD	1,37	0,08
	SD	1,25	0,04
10	HD	1,20	0,07
	SD	1,18	0,06

**Tableau 4.2** – Comparatif des résultats de comptage de boîtes entre les images HD et DS

#### 4.2.3 Etude paramétrique de l'évolution de la morphologie du dommage

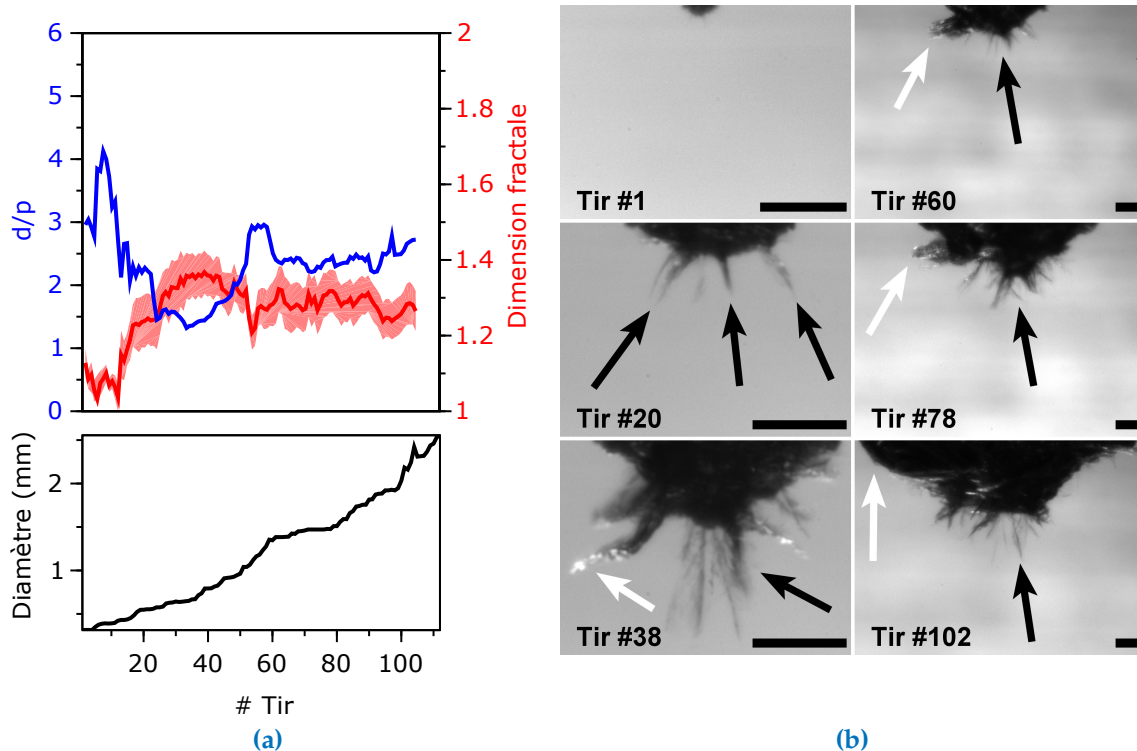
Trois exemples de résultats obtenus pour trois durées d'impulsion différentes sont présentés sur la [figure 4.21](#). On observe clairement que la morphologie des dommages est différente selon la durée d'impulsion. Le dommage exposé à une durée d'impulsion de 1,5 ns a une structure sous-surfacique lisse, alors que le dommage exposé à une durée d'impulsion de 5 ns a une structure sous-surfacique ramifiée. Le dommage exposé à une durée d'impulsion de 10 ns est globalement lisse mais présente quelques fractures. Ces différences de morphologie sont clairement quantifiées par la dimension fractale de ces objets, à savoir 1,1; 1,4 et 1,2, respectivement. Plus le dommage est ramifié (donc fracturé), plus la dimension fractale est proche de 2. A contrario, plus le dommage est lisse, plus la dimension fractale est proche de 1.



**Figure 4.21** – Exemples d'images de la structure sous-surfaciques de dommages exposés à différentes durées d'impulsion, acquises via le microscope Navitar.

La séquence de croissance en volume de deux sites exposés à des durées d'impulsion de 1,5 et 5 ns sont respectivement présentés sur la [figure 4.23b](#) et la [figure 4.22b](#). Nous pouvons observer que les différences de morphologie observées sur la [figure 4.21](#) sont maintenues lors de la séquence de tirs. En effet, le site exposé à une durée d'impulsion de 5 ns a une structure sous-surfacique ramifiée et présente un nombre important de fractures. A contrario, le site exposé à une durée d'impulsion de 1,5 ns a une structure sous-surfacique lisse, peu ramifiée. Il est également possible d'observer que la morphologie du dommage évolue lors de la séquence de croissance.





**Figure 4.22** – Exemples de résultat de croissance de dommages laser exposé à une durée d’impulsion de 5 ns. (a) et Résultats de mesure de dimension fractale, entourée par l’erreur standard (en rouge), rapport  $d/p$  (en bleu) et diamètre (en noir) des images de la [figure 4.22b](#). La barre d’échelle sur ces images correspond à une distance de 200  $\mu\text{m}$ .

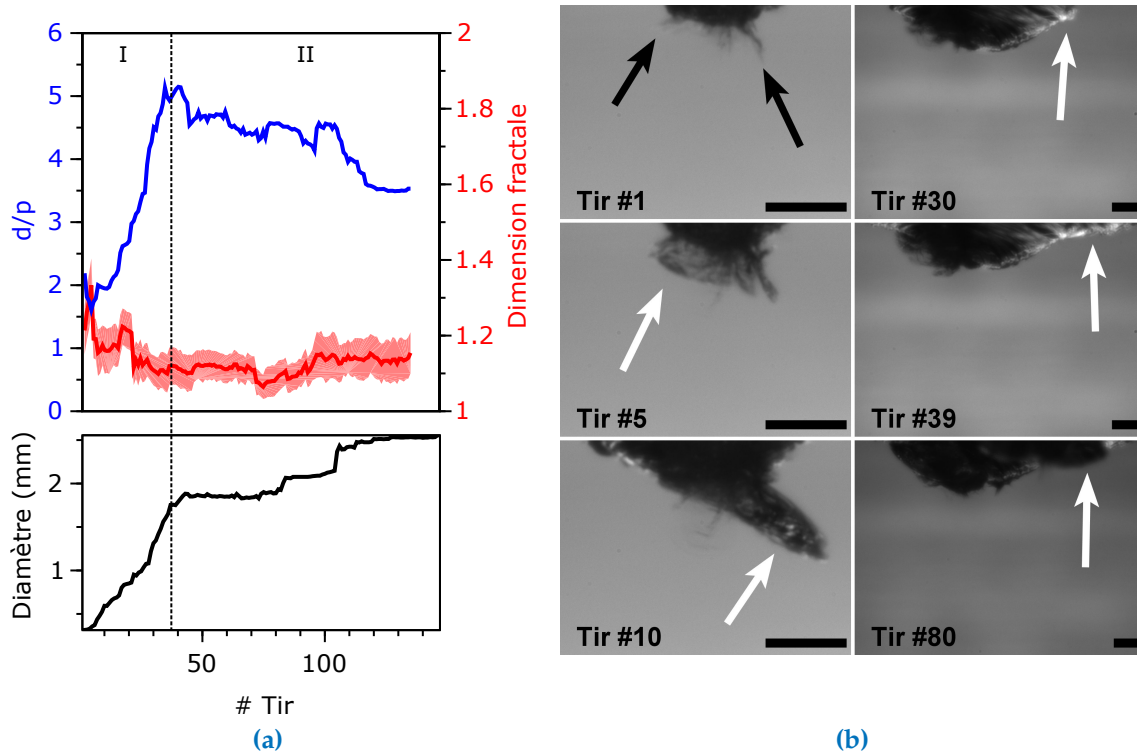
Les résultats de mesure correspondant à ces figures sont respectivement reportés sur la [figure 4.23a](#) et la [figure 4.22a](#). Pour chaque site, à chaque tir, sont mesurés le diamètre apparent (en noir) et la dimension fractale (en rouge). La profondeur est également mesurée. Le rapport du diamètre sur la profondeur  $d/p$  est reporté en bleu. La valeur de dimension fractale est entourée par l’erreur standard sur la moyenne du jeu de 12 positions initiales de boîtes.

Pour le site de la [figure 4.22](#), la dimension fractale augmente jusqu’au tir 35, puis stagne avant de diminuer légèrement. Ce changement de comportement de l’évolution de la dimension fractale semble avoir lieu peu avant le changement de comportement du diamètre apparent observé au tir 55.

Les différents comportements de l’évolution de la dimension fractale semblent corrélés avec ceux du rapport diamètre sur profondeur. Trois phases de changements de morphologie, marquées par la croissance de deux types de fractures sont observables.

- Les fractures latérales (car leur croissance est parallèle à la surface). Elles sont indiquées par des flèches blanches sur les figures [4.23b](#), [4.22b](#), [4.24b](#)
- Les fractures longitudinales, dont la morphologie est ramifiée. Elles sont indiquées par des flèches noires sur les figures [4.23b](#), [4.22b](#), [4.24b](#)

Lors de la première phase (tirs 1 à 38), la dimension fractale augmente. La [figure 4.22b](#) nous informe que cette augmentation est due à la croissance et à la prolifération des fractures longitudinales. Lors de cette phase, la croissance des fractures longitudinales



**Figure 4.23** – Exemples de résultat de croissance de dommages laser exposé à une durée d’impulsion de 1,5 ns. (a) et Résultats de mesure de dimension fractale, entourée par l’erreur standard (en rouge), rapport  $d/p$  (en bleu) et diamètre (en noir) des images de la [figure 4.23b](#). La barre d’échelle sur ces images correspond à une distance de 200  $\mu\text{m}$ .

est plus rapide que celle du diamètre, le rapport  $d/p$  diminue. Au tir 38, la croissance des fractures longitudinales ralentit et les futures fractures latérales apparaissent.

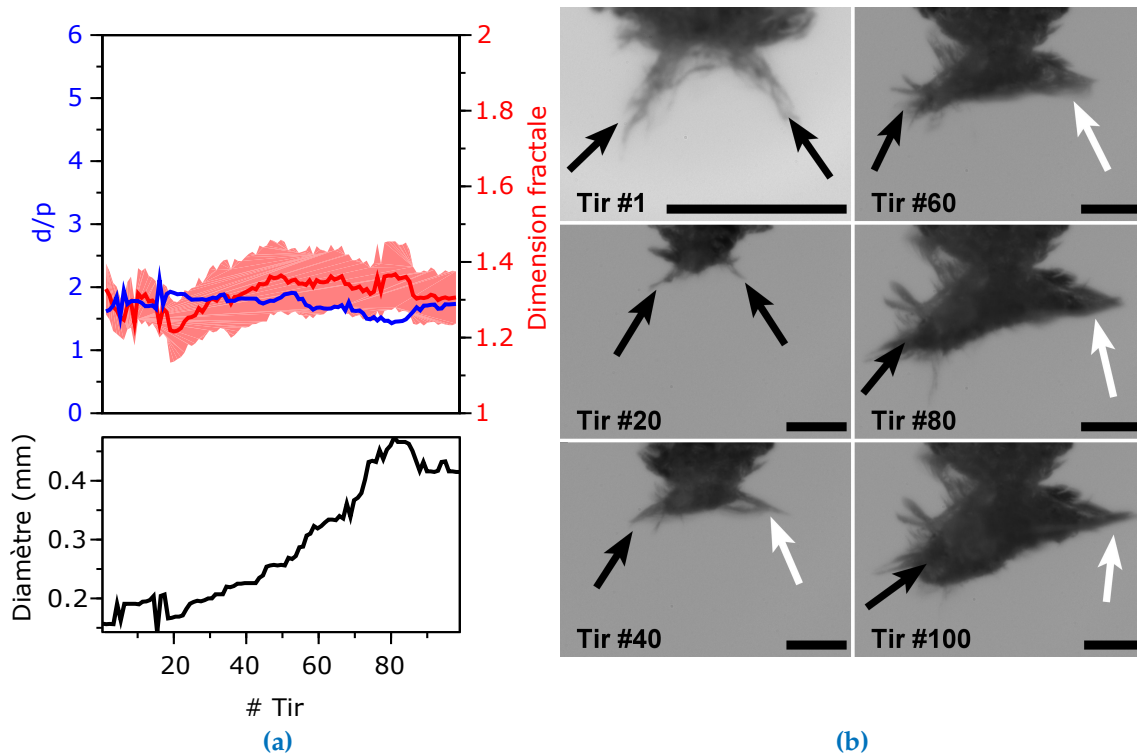
Du tir 38 au tir 60, La dimension fractale n’évolue plus et le diamètre apparent augmente plus vite que la profondeur car les fractures latérales remontent vers la surface et la croissance des fractures longitudinales ralentit. En conséquence, le rapport  $d/p$  augmente.

Au tir 60, les fractures latérales dépassent le diamètre du cratère. La croissance est désormais exclusivement volumique. Cette phase correspond au début du changement de régime visible sur les mesures du diamètre apparent. Lors de cette phase, les deux types de fractures croissent. Le rapport  $d/p$  stagne.

En général, le diamètre du dommage dépasse déjà le champ de la caméra. Un nouveau changement de régime est envisageable après l’arrivée des fractures latérales sur la face arrière. Cet autre régime n’est, pour l’instant, pas observable.

Une vidéo de la croissance de ce dommage est visualisable sur le lien suivant [https://figshare.com/articles/\\_/5426482](https://figshare.com/articles/_/5426482) [85].

Cette corrélation entre dimension fractale et rapport  $d/p$  semble également décrire les changements de régime pour le site exposé à une durée d’impulsion de 1,5 ns. Dans ce cas, la dimension fractale diminue du tir 1 au tir 40, puis stagne. Le tir 40 correspond également à un changement de régime du diamètre apparent (*c.f.* [figure 4.23b](#) et [figure 4.23a](#)).



**Figure 4.24** – Exemples de résultat de croissance d’un dommage laser exposé à une durées d’impulsion de 10 ns. (a) Résultats de mesure de dimension fractale, entourée par l’erreur standard (en rouge), rapport  $d/p$  (en bleu) et diamètre (en noir) des images de la [figure 4.24b](#). La barre d’échelle sur ces images correspond à une distance de 200  $\mu\text{m}$ .

Dans ce cas, les fractures latérales apparaissent dès les premiers instants de la croissance du dommage. En conséquence, le diamètre apparent du dommage croît plus vite que la profondeur et le rapport  $d/p$  augmente. Au tir 40, les fractures latérales atteignent la surface. Le diamètre apparent n’augmente plus et de nouvelles fractures latérales apparaissent au fond du cratère. En conséquence, le rapport  $d/p$  diminue. La morphologie étant lisse, la dimension fractale stagne à une valeur proche de 1.

De même, cette corrélation est observable pour le site exposé à une durée d’impulsion de 10 ns (*c.f.* [figure 4.24b](#) et [figure 4.24a](#)). Dans ce cas, le dommage présente moins de fracture que celui exposé à une durée d’impulsion de 5 ns. Le dommage croît exclusivement en volume, sans changement observable de morphologie. Les fractures latérales ne remontent pas vers la surface mais croissent de façon homothétique en largeur et en profondeur. La dimension fractale et le rapport  $d/p$  restent donc relativement constants autour des valeurs de 1,3 et de 1,6, respectivement.

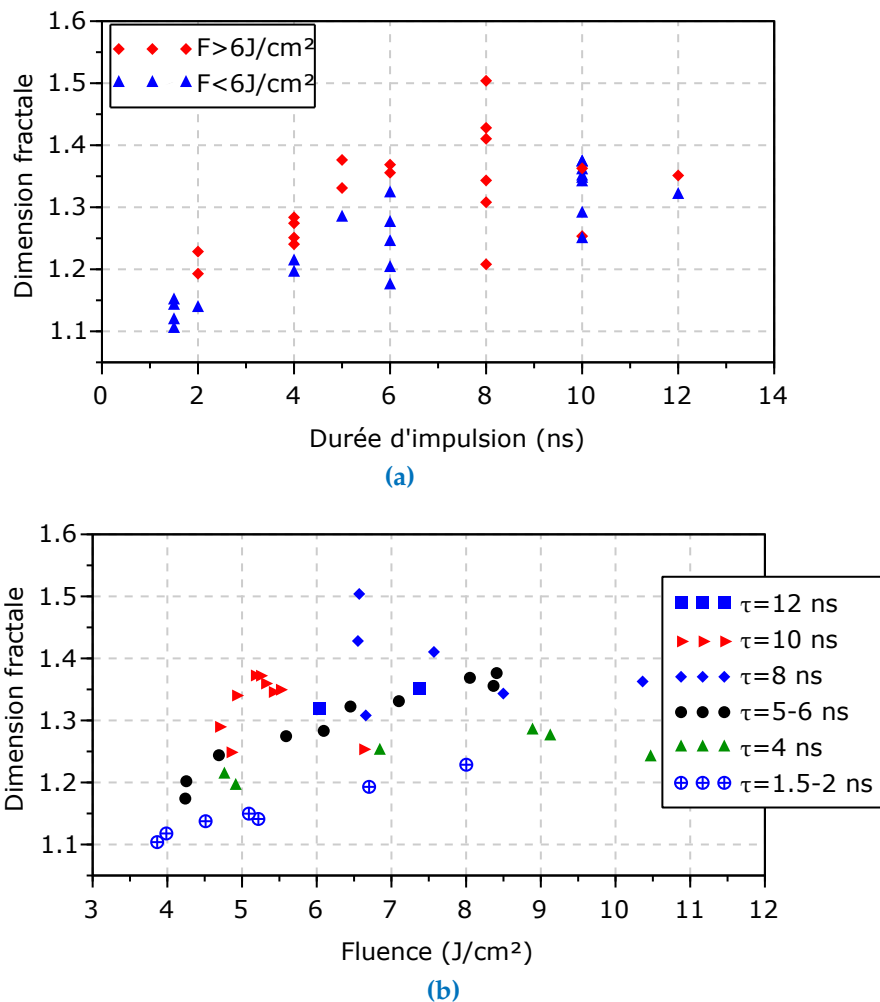
Nous pouvons donc conclure de ces observations que les changements de morphologie du dommage semblent corrélés avec les changements de la dynamique de croissance. La phase « plateau » observée sur la [figure 4.12](#) est due à la croissance des fractures latérales. Lorsque la taille de ces dernières dépasse le diamètre du cratère, la troisième dynamique observée sur la [figure 4.12](#) débute.

De plus, la morphologie des dommages exposés à des durées d’impulsions de 1,5 ns est lisse contrairement à la morphologie ramifiée des dommages exposés à des durées

d'impulsions de 5 ns. L'évolution de la morphologie des dommages semble donc dépendre des paramètres du laser, et, plus particulièrement, de la durée d'impulsion.

Nous avons donc effectué une nouvelle série de mesure en exposant 16 sites à des durées d'impulsion de 2; 4; 5; 6; 8; 10 et 12 ns. Les comportements présentés dans la [figure 4.22](#) ont été systématiquement observés. Le comportement observé sur la [figure 4.22a](#) est caractéristique de la croissance pour des durées d'impulsion supérieures à 2 ns. Le comportement observé sur la [figure 4.23a](#) est caractéristique de la croissance pour des durées d'impulsion inférieures à 2 ns.

Seule la valeur de la dimension fractale fluctuait sur les différentes phases de la [figure 4.22](#). Afin de comparer les sites entre eux, la moyenne de la dimension fractale sur les différentes phases a été mesurée. Les résultats ont été reportés sur la [figure 4.25](#) en fonction de la durée d'impulsion ([figure 4.25a](#)) et de la fluence moyenne dans chaque phase ([figure 4.25b](#))



**Figure 4.25** – (a) Evolution de la morphologie des dommages en fonction de la durée d'impulsion. Deux gammes de fluences sont différenciées (supérieur ou inférieur à  $6 \text{ J/cm}^2$ ) (b) Evolution de la morphologie des dommages en fonction de la fluence. Six durées d'impulsion sont reportées.

Sur la [figure 4.25a](#), nous pouvons observer que, pour des durées d'impulsion de 1,5; 2; 4; 5 et 6 ns, la moyenne de la dimension fractale augmente avec la durée d'impulsion.

Nous pouvons également observer que, pour des durées d'impulsion de 1,5; 2; 4; 5 et 6 ns, les valeurs de dimension fractale des dommages exposés à une fluence inférieure à  $6\text{ J/cm}^2$  sont systématiquement plus faibles que les valeurs de dimension fractale des dommages exposés à une fluence supérieure à  $6\text{ J/cm}^2$ .

Cette observation est confirmée par la [figure 4.25b](#). En effet, les points correspondant aux dommages exposés à des durées d'impulsion de 1,5; 2; 4; 5 et 6 ns correspondent à des valeurs de dimension fractale plus faibles que celles des durées d'impulsion plus longues. Au dessus de  $6\text{ J/cm}^2$ , certains points correspondant aux dommages exposés à des durées d'impulsion de 1,5; 2; 4; 5 et 6 ns sont confondus aux points correspondant aux dommages exposés à des durées d'impulsion plus longues. De plus, nous pouvons clairement observer que la dimension fractale des points correspondant aux dommages exposés à des durées d'impulsion de 1,5; 2; 4; 5 et 6 ns augmente avec la fluence du laser.

Nous pouvons donc en conclure que la morphologie du dommage dépend de la fluence et de la durée d'impulsion. La morphologie de dommages exposés à des durées d'impulsion de 1,5 et 2 ns est lisse. Le degré de ramifications, donc le nombre de fractures latérales augmente avec la fluence. Les valeurs de dimension fractale la plus élevée de ces sites est du même ordre de grandeur que la dimension fractale la plus faible des sites exposés à des durées d'impulsion plus longues.

La morphologie de dommages exposés à des durées d'impulsion de 4; 5 et 6 ns est ramifiée. Le degré de ramifications augmente avec la fluence.

Aux durées d'impulsion plus longues, les dommages sont systématiquement ramifiés. Le degré de ramifications ne dépend pas de la fluence et de la durée d'impulsion dans ces cas.

## Synthèse du [chapitre 4](#)

Nous avons vu dans ce chapitre, par l'étude paramétrique de la probabilité de croissance, que la probabilité de croissance des dommages augmente avec la fluence du laser et la taille des dommages initiés. De même, plus la durée d'impulsion du laser est courte, plus la probabilité de croissance des dommages est élevée. Aux longues durées d'impulsion, la taille initiale du dommage impacte plus la probabilité de croissance que pour les courtes durées d'impulsions.

La mesure du coefficient de croissance des dommages ayant crû a montré que, à courte durée d'impulsion, le coefficient de croissance est plus faible que aux durées d'impulsion plus longues. La croissance des dommages est donc plus lente aux courtes durées d'impulsion que aux durées d'impulsion plus longues.

L'étude de la croissance d'un dommage jusque la taille du faisceau a montré des comportements de croissance différents des lois établies jusqu'alors dans la littérature. L'observation de la croissance du dommage en volume a démontré que chaque régime observé est caractérisé par un changement dans la morphologie sous-surfacique du dommage. Ces changements de morphologie ont pu être quantifiés grâce à l'analyse fractale des images de la structure sous-surfacique des dommages.

En faisant varier la durée d'impulsion du laser, nous avons pu observer que la morphologie du dommage dépend de la fluence et de la durée d'impulsion. Le degré de ramifications, donc le nombre de fractures latérales augmente avec la fluence. La mor-

---

---

phologie de dommages exposés à des courtes durées d'impulsion est systématiquement plus lisse que la morphologie des dommages exposés à des durées d'impulsion plus longues.

Toutes les mesures semblent donc indiquer que la croissance des dommages est sensiblement différente aux durées d'impulsion inférieures à 2 ns que aux durées d'impulsion plus longues.

Une morphologie ramifiée présente une surface plus grande au faisceau qu'une morphologie lisse. Le flux est donc réparti sur une surface plus grande. Nous supposons que cette morphologie ramifiée dissipe le flux laser, au même titre que la morphologie ramifiée des parois d'une chambre anéchoïque dissipe les ondes sonores. Nous pouvons donc avancer l'hypothèse qu'une morphologie ramifiée nécessite une densité d'énergie plus élevée qu'une morphologie lisse afin d'initier la détente des plasmas, nécessaire à la croissance. Cette répartition du flux pourrait expliquer que la probabilité de croissance aux courtes durées d'impulsion est plus élevée que la probabilité de croissance aux durées d'impulsion plus longues. La morphologie lisse du dommage aux courtes durées d'impulsion dissipe moins le flux laser que la morphologie ramifiée. Le seuil de détente des plasma est atteint à des valeurs de flux laser plus faibles que pour un dommage présentant une morphologie ramifiée.

A contrario, si le flux est suffisant, le dommage croît. L'ensemble des défauts situés sur les fractures sous la surface du dommage absorbent le flux et la croissance est plus rapide que pour une morphologie lisse. La surface totale d'une morphologie ramifiée étant plus grande que pour une morphologie lisse, plus de défauts sont contenus dans les fractures du dommage. Par conséquent, la croissance d'un objet ramifiée est plus rapide qu'un objet lisse.

Cette hypothèse pourrait expliquer l'observation des coefficients de croissance plus élevés aux longues durées d'impulsion que aux courtes durées d'impulsion.

Des mesures supplémentaires, ainsi que des simulations numériques, via le code HESIONE développé au CEA-CESTA, pourraient confirmer ou infirmer ces hypothèses. Ces mesures et simulations devront être effectuées dans la suite de cette thèse.

Ces mesures nous ont permis de démontrer que l'observation et la quantification de la morphologie des dommages par l'analyse fractale est un mesurande original et pertinent pour la compréhension des mécanismes physiques de la croissance. La différence de morphologie observée selon la durée d'impulsion indique clairement que les mécanismes sont différents selon les paramètres du laser. Cette approche n'avait jamais été proposée préalablement dans la littérature.

---





## CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

---

Cette thèse avait pour but d'étudier l'endommagement laser avec un faisceau laser dont les caractéristiques sont plus représentatives des lasers de puissance (LMJ, NIF) que les lasers commerciaux utilisés en routine dans les laboratoires. L'endommagement laser sur le LMJ concerne aujourd'hui principalement les composants de silice de la fin de la chaîne, situés après la conversion de fréquence. Plus particulièrement, le hublot de chambre, composant épais assurant le maintien du vide de la chambre d'expériences. La durée d'impulsion des lasers de puissance étant ajustée selon l'expérience, il est nécessaire d'étudier l'initiation et la croissance des dommages laser en fonction de ce paramètre. Trois objectifs principaux ont été déclinés autour de la problématique de l'endommagement laser sur les composants de silice épais.

Dans un premier temps, mesurer la tenue au flux de composants optiques épais en tenant compte de l'impact de la propagation non linéaire sur la répartition spatiale de l'énergie après la propagation.

Dans un second temps, étudier l'impact de la fluence et de la durée d'impulsion sur la probabilité et le coefficient de croissance d'une population de dommages.

Enfin, étudier le comportement de la croissance des dommages critiques, dont le diamètre dépasse le millimètre, qui n'ont pu être préalablement étudiés faute de dispositif expérimental adapté.

Afin d'atteindre ces objectifs, le banc d'endommagement laser MELBA, possédant de nouvelles possibilités de diagnostics, a été utilisé au cours de cette thèse. Ce dernier délivre, en effet, un faisceau dont une grande partie des propriétés (profil et durée de l'impulsion, modulation de phase, répartition spatiale de l'énergie) peuvent être ajustées. L'énergie est répartie de façon homogène sur une surface centimétrique, permettant de reproduire de manière plus fidèle les problématiques de propagation de faisceau rencontrées sur le LMJ que des faisceaux de quelques centaines de micromètres. Le faisceau final a des fluences moyennes et maximales pouvant atteindre 20 et 60 J/cm<sup>2</sup>, respectivement. Les différents diagnostics (photodiodes, analyseur de front d'onde, caméras CCD, spectrographes, macroscopes) intégrés à ce banc permettent une mesure fine des propriétés du faisceau et du composant. Lors de cette thèse, MELBA nous a permis d'étudier l'initiation et la croissance des dommages sous différentes fluences et durées d'impulsion. Une description détaillée de ce dispositif expérimental original a été reportée dans la [chapitre 2](#).

Nous avons vu dans le troisième chapitre de ce document que la fluence nécessaire afin d'initier les dommages dépend de la durée d'impulsion du laser. La densité de dommages évolue donc également en fonction de ce paramètre. Cette observation, déjà reportée dans la littérature, montre que ce résultat est reproductible avec un laser centimétrique. La valeur de fluence peut-être affectée par la diffraction du faisceau par des défauts, ou encore par la propagation non-linéaire liée à l'épaisseur du composant. La problématique de la diffraction par des défauts est traité dans le cadre d'une thèse, actuellement effectuée au CEA-CESTA par F. Tournemenne. Des masques de phase conçus

pour focaliser localement le faisceau, sur plusieurs sites, simultanément, ont été utilisés afin d'initier une population de dommages à différentes durées d'impulsion. En mesurant la densité de dommages d'un composant avec et sans les masques de phase, nous avons montré que la métrologie qui leur est associée est capable de mesurer correctement la fluence locale associée à chaque point chaud lors de l'initiation. Cet outil permet donc de mesurer la probabilité d'endommagement et la densité de dommages d'un composant optique. L'initiation d'une population de dommages espacés de façon régulière via les masques de phase s'est avérée utile lors des mesures de croissance statistiques. L'observation des dommages initiés par les masque de phase au microscope électronique à balayage a montré une différence de morphologie selon la durée d'impulsion appliquée. Ces différences de morphologie n'ont pas été décrites dans la littérature et méritent d'être approfondies dans une étude dédiée.

La propagation non linéaire du faisceau dans les composants épais a également pour conséquence d'augmenter localement la fluence sur la face de sortie, ce qui augmente la probabilité d'endommagement. Sans une mesure fine de l'impact de la propagation non linéaire sur la répartition de l'énergie dans le faisceau, il n'est pas possible de mesurer correctement la densité de dommages d'un composant épais. En développant un système d'imagerie dédié, présenté dans le [chapitre 3](#), nous avons, pour la première fois, mesuré cette densité de dommages sur un composant épais. Les observations expérimentales de l'impact de la propagation sur la répartition spatiale de l'énergie dans le faisceau ont été confrontées aux simulations numériques. Ces simulations s'appuient sur la résolution de l'équation de Schrödinger non-linéaire. Le champ électrique est calculé à partir du profil spatial d'énergie et de phase mesurés sur le banc MELBA avant la propagation dans le composant. Les résultats montrent un bon accord entre les simulations numériques et les mesures expérimentales.

Ces mesures de propagation ont été réitérées en augmentant la profondeur de modulation. Les résultats ont montré que les surintensités temporelles résultant de la conversion FM-AM aggravent la propagation non linéaire. A même énergie, plus de dommages sont initiés au fur et à mesure que la profondeur de modulation est augmentée. Ces mesures ont également montré que le système d'imagerie n'est plus capable de mesurer l'évolution du faisceau pour des profondeurs de modulation supérieures à  $m = 5$  rad. Les résultats ont également montré que la densité de dommages mesurée à  $m = 4$  rad est supérieure à celle mesurée à  $m = 1,3$  rad. Ces mesures seront réitérées sur une lame fine afin de déterminer si la différence observée entre  $m = 1,3$  rad et  $m = 4$  rad est due à une limite de la résolution du système d'imagerie ou bien à une réponse différente des défauts face aux modulations temporelles.

L'étude de la croissance des dommages, présentée dans le [chapitre 4](#), a été scindée en deux approches. Une approche statistique étudiant la croissance d'une population de dommages. Dans ce cas plusieurs dommages sont préalablement initiés sur une zone couverte par le faisceau. Et une approche mesurant la croissance de dommages uniques dont le diamètre dépasse le millimètre. Dans ce cas un dommage est préalablement initié sur une zone couverte par le faisceau.

L'approche statistique a montré que la probabilité de croissance des dommages augmente avec la fluence du laser et la taille des dommages initiés. Plus la durée d'impulsion du laser est courte, plus la probabilité de croissance des dommages est élevée. La mesure du coefficient de croissance a montré que la croissance des dommages est plus lente aux courtes durées d'impulsion.

---

L'approche étudiant la croissance d'un dommage à des diamètres supérieurs au millimètre, a montré des comportements de croissance différents des lois établies dans la littérature. L'observation des images associées à la croissance de ces dommages a indiqué que des phénomènes sous-surfaciques semblent corrélés aux différentes phases observées. Un système d'observation de la structure volumique des dommages à travers la tranche, préalablement polie, du composant a donc été ajouté au banc MELBA. Les changements de morphologie ont été quantifiés par l'analyse fractale des images de la structure sous-surfacique des dommages. Cette approche quantitative est novatrice par rapport aux travaux de la littérature. Ainsi, en faisant varier la durée d'impulsion du laser, nous avons pu observer que la morphologie du dommage est dominée par la fluence et de la durée d'impulsion du faisceau : la morphologie de dommages exposés à des courtes durées d'impulsion est systématiquement plus lisse que la morphologie des dommages exposés à des durées d'impulsion plus longues.

Les mesures de l'initiation et de la croissance indiquent toutes les deux que la morphologie des dommages est sensiblement différente aux durées d'impulsion inférieures à 2 ns que aux durées d'impulsion plus longues. Des différences de probabilité et de dynamique de croissance selon la durée d'impulsion du faisceau ont également été observées.

Afin d'expliquer les différences de dynamique de croissance observées dans l'étude stochastique, et, forts de nos observations sur la morphologie, nous avons proposé des hypothèses sur les mécanismes de la croissance selon la durée d'impulsion. Nous supposons que, pour de faibles valeurs de fluence, une morphologie ramifiée dissipe plus le flux laser qu'une morphologie lisse. La surface totale d'une morphologie ramifiée étant plus grande que pour une morphologie lisse, plus de défauts sont contenus dans les fractures du dommage. Par conséquent, si le flux est suffisant, l'ensemble des défauts situés sur les fractures sous la surface du dommage absorbent le flux et la croissance est plus rapide que pour une morphologie lisse. Une modélisation physique basée sur des simulations numériques effectuées via le code de calcul hydrodynamique Hesione, développé au CEA pourraient confirmer ou infirmer ces hypothèses. Il est donc nécessaire de poursuivre ces travaux avec des simulations numériques appuyées par d'autres mesures expérimentales.

A posteriori de l'initiation des dommages, et en fonction de la durée d'impulsion, nous avons observé des structures comme des éjectats de silice, des dépôts filandreux ou des cuvettes sur la surface du composant. Aux tirs suivants, ces structures représentent une zone fragilisée du matériau et augmentent la probabilité d'endommagement. Nous pouvons supposer que, au fur et à mesure de l'initiation des dommages, les particules éjectées et les cuvettes dégradent l'état de surface du composant et engendrent un sur-endommagement par rapport à un composant vierge. Cette évolution de la surface du composant tir à tir peut être qualifiée de « *fatigue* » du matériau au regard de son utilisation. L'étude de la fatigue des composants optiques sous illuminations successives avec le faisceau MELBA, en fonction des différents paramètres laser seront étudiés lors de la thèse de C. Bouyer, qui s'inscrit directement dans la suite des travaux présentés dans ce manuscrit.

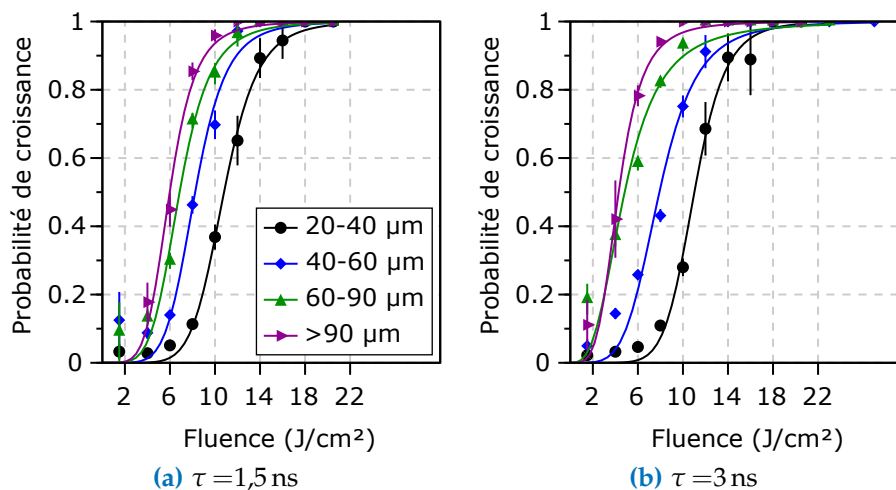


## PROBABILITÉS ET COEFFICIENTS DE CROISSANCE CALCULÉS TIR À TIR

Cette annexe présente les résultats du traitement tir à tir de la croissance de populations de dommages, à différentes durées d'impulsion. Les résultats de mesures de la probabilité de croissance seront présentés dans la [section A.1](#) et les résultats de coefficient de croissance seront présentés dans la [section A.2](#). Rappelons que, dans le cas où les données sont traitées tir à tir, un dommage est défini comme ayant crû si sa surface a augmenté entre le tir  $n$  et le tir  $n + 1$  et si les critères établis sur le coefficient de croissance décrits dans le [tableau 4.1](#) sont remplis.

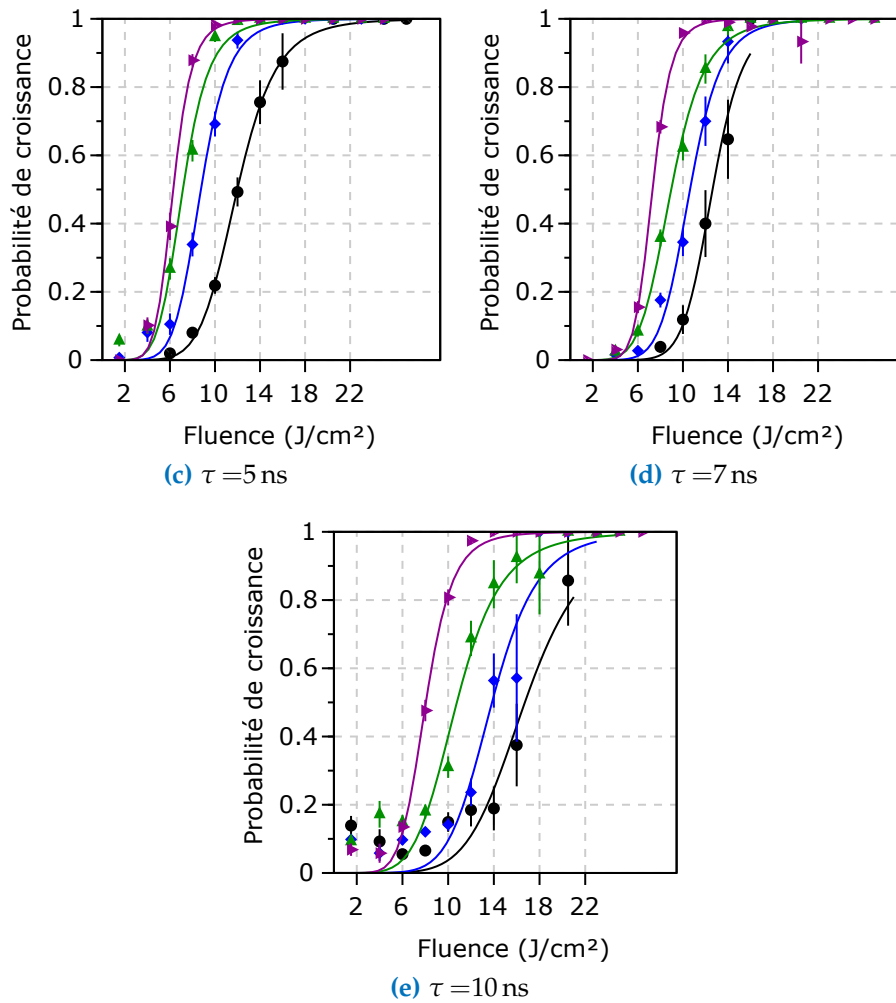
### A.1 Probabilité de croissance

Chaque dommage, à chaque tir, est classé selon sa taille au tir précédent et selon la moyenne de la fluence sur les pixels correspondant au dommage. Par la suite, le ratio du nombre de dommages ayant cru sur le nombre total de dommages exposés à la fluence  $F$  est calculé pour chaque classe de fluence et chaque classe de taille. Le résultat obtenu correspond à la probabilité de croissance en fonction de la fluence et de la taille des dommages. Cette mesure est effectuée pour chaque durée d'impulsion. Les courbes d'évolution de la probabilité de croissance en fonction de la fluence ont été paramétrées selon l'[équation 1.6](#) et les intervalles de confiance selon l'[équation 1.7](#). La [figure A.1](#) présente les résultats du calcul de la probabilité de croissance en fonction de la fluence par classes de tailles. Les résultats sont présentés pour chaque durées d'impulsion.



**Figure A.1** – (a) (b) Probabilités de croissance calculées tir à tir en fonction de la fluence et de la taille des dommages pour différentes durées d'impulsion ( $\tau = 1,5$  et 3 ns, respectivement). Les symboles correspondent aux données expérimentales et les courbes au résultat du paramétrage.



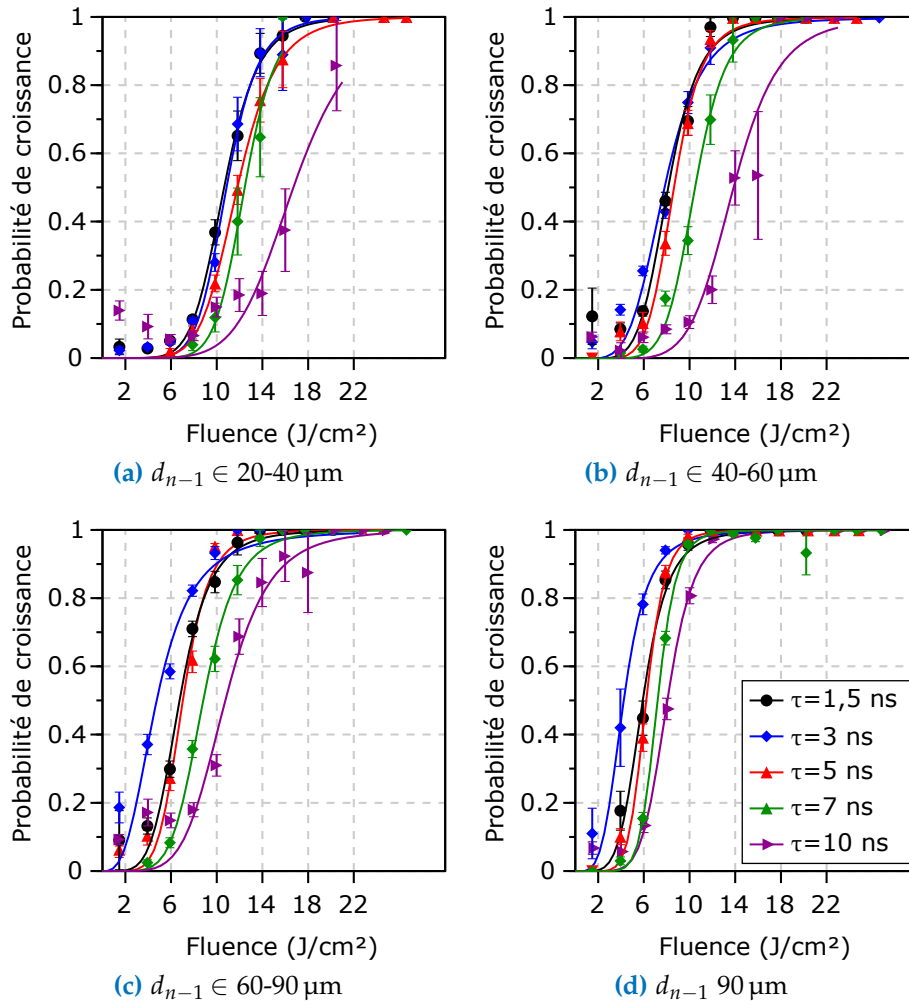


**Figure A.o** – (c) (d) (e) Probabilités de croissance calculées tir à tir en fonction de la fluence et de la taille des dommages pour différentes durées d’impulsion ( $\tau = 5; 7$  et  $10$  ns, respectivement). Les symboles correspondent aux données expérimentales et les courbes au résultat du paramétrage.

Ces résultats montrent que, quelle que soit la durée d’impulsion, plus le diamètre d’un dommage est grand, plus sa probabilité de croissance à une fluence donnée est élevée. Par exemple, à  $10 \text{ J/cm}^2$ ,  $5$  ns, la probabilité de croissance des dommages dont la taille initiale est comprise entre  $20$  et  $40 \mu\text{m}$  est inférieure à la probabilité de croissance des dommages dont la taille est comprise entre  $40$  et  $60 \mu\text{m}$ , et ainsi de suite. La probabilité de croissance augmente avec la fluence.

La [figure A.1](#) a été construite à partir des mêmes données que celles de la [figure A.1](#), en triant les résultats par durée d’impulsion. Ces résultats indiquent que plus la taille initiale du dommage est grande, plus l’écart entre les courbes est faible. Pour les classes  $d_{n-1} \in 20\text{-}40 \mu\text{m}$  et  $40\text{-}60 \mu\text{m}$ , les probabilités de croissance à  $10$  ns sont plus faibles que à  $1,5; 3; 5$  et  $7$  ns.

Afin de quantifier cette observation, nous avons mesuré, pour chaque classe de taille initiale, l’écart entre la valeur de fluence correspondant à une probabilité de  $50\%$  pour les dommages exposés à une durée d’impulsion de  $1,5$  ns ( $F_{0,5}^{1,5 \text{ ns}}$ ) et celle des dommages



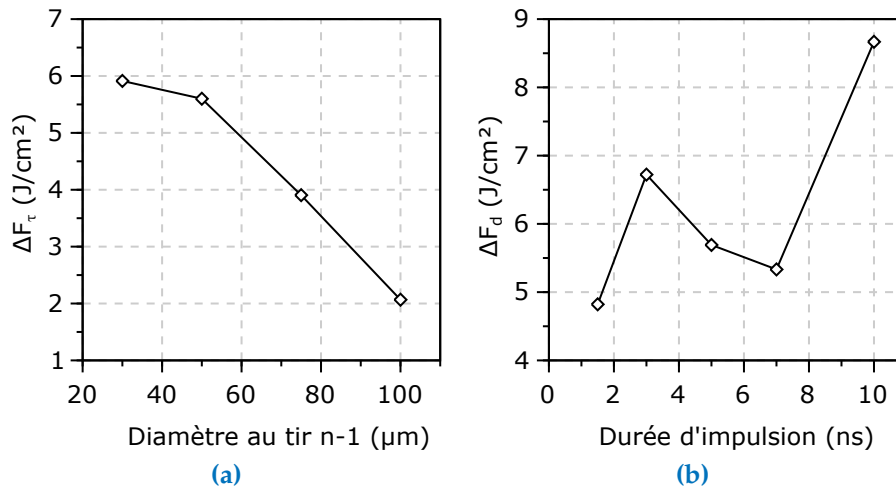
**Figure A.1** – (a) (b) (c) (d) Probabilités de croissance en fonction de la fluence et de la durée d’impulsion pour différentes classes de taille initiale ( $d_0 \in 20-40 \mu\text{m}$ ;  $40-60 \mu\text{m}$ ;  $60-90 \mu\text{m}$  et  $d_0 > 90 \mu\text{m}$ , respectivement). Les symboles correspondent aux données expérimentales et les courbes au résultat du paramétrage.

exposés à une durée d’impulsion de 10 ns ( $F_{0,5}^{10 \text{ ns}}$ ). Comme pour le traitement des données sur la séquence de tirs, nous nommerons cette différence  $\Delta F_\tau = F_{0,5}^{1,5 \text{ ns}} - F_{0,5}^{10 \text{ ns}}$ . Les résultats sont présentés dans la [figure A.2a](#).

Pour les dommages dont la taille au tir  $n - 1$  est comprise entre 20 et 60  $\mu\text{m}$ ,  $\Delta F_\tau$  est de 6 J/cm². Cette valeur diminue pour des dommages dont la taille initiale est plus grande, jusqu’à atteindre 2 J/cm² pour des dommages dont la taille est supérieure à 90  $\mu\text{m}$ .

Nous pouvons donc conclure que la probabilité de croissance des dommages dont la taille est comprise entre 20 et 60  $\mu\text{m}$  est plus impactée par la durée d’impulsion du laser que pour les dommages dont la taille initiale est supérieure à 60  $\mu\text{m}$ .

La [figure A.1](#) indique également un impact de la durée d’impulsion sur l’écart entre les courbes. Afin de quantifier cet écart, nous avons reporté la différence entre la valeur de fluence correspondant à une probabilité de 50 % de la classe  $d_{n-1} > 90 \mu\text{m}$  et celle de la classe  $d_{n-1} \in [20-40 \mu\text{m}]$  (respectivement  $F_{0,5}^{20-40}$  et  $F_{0,5}^{90}$ ). Nous nommerons cette différence  $\Delta F_d = F_{0,5}^{90} - F_{0,5}^{20-40}$ . Les résultats sont présentés dans la [figure A.2b](#).



**Figure A.2** – (a) Evolution de  $\Delta F_\tau$ , écart entre la valeur de fluence correspondant à une probabilité de 50 % pour les dommages exposés à une durée d’impulsion de 1,5 ns et celle des dommages exposés à une durée d’impulsion de 10 ns, en fonction du diamètre du dommage. (b) Evolution de  $\Delta F_d$ , la différence entre la valeur de fluence correspondant à une probabilité de 50 % de la classe  $d_0 > 90 \mu\text{m}$  et celle de la classe  $d_0 \in [20-40 \mu\text{m}]$ , en fonction de la durée d’impulsion.

A 1,5 ns,  $\Delta F_d$  est de 5 J/cm<sup>2</sup>. Aux durées d’impulsion plus longues, cet écart fluctue entre 9 et 6 J/cm<sup>2</sup>. Aux longues durées d’impulsion, la taille initiale du dommage impacte plus la probabilité de croissance que pour des durées d’impulsion plus courtes.

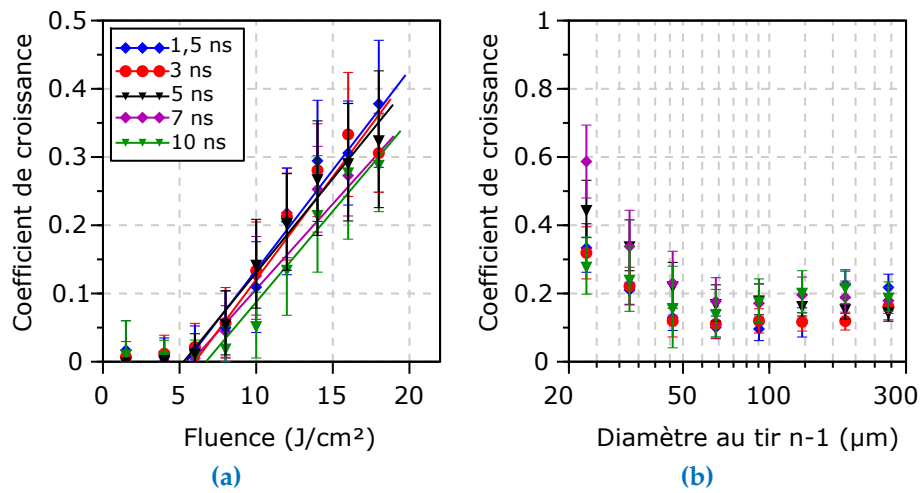
Ces observations indiquent que la probabilité de croissance des dommages augmente avec la fluence du laser et la taille des dommages initiés. De même, à iso-fluence plus la durée d’impulsion du laser est courte, plus la probabilité de croissance des dommages est élevée.

Ces conclusions sont identiques à celles du traitement des données sur la séquence de tirs.

## A.2 Coefficients de croissance

Le traitement des données tir à tir calcule le coefficient de croissance selon l’équation 4.1. Comme pour le traitement des données sur l’ensemble de la séquence de tirs, lorsque l’on reporte l’évolution du coefficient de croissance selon la fluence ou selon le diamètre initial du dommage, les deux approches donnent lieu à un nuage de points, comme représenté dans la figure 4.10. Les coefficients sont regroupés par classes de fluences et de tailles de dommage au tir  $n - 1$ . La moyenne des coefficients de croissance est calculée dans chaque classe. Ce sont ces valeurs qui seront comparées pour chaque durée d’impulsion. Les résultats sont reportés sur la figure A.3. Quelle que soit la durée d’impulsion du laser, le coefficient de croissance augmente avec la fluence et diminue avec la taille du dommage initié.

Contrairement aux résultats mesurés sur la séquence de tirs, les résultats de la figure A.3 indiquent que la durée d’impulsion n’impacte pas le coefficient de croissance. Ce résultat est contre-intuitif. A ce jour, aucune hypothèse capable d’expliquer cette disparité n’a pu être avancée.



**Figure A.3** – (a) Moyenne des coefficients de croissance en fonction de la fluence, pour différentes durées d'impulsion. (b) Moyenne des coefficients de croissance en fonction de la taille du dommage initié, pour différentes durées d'impulsion. Les courbes correspondent à des guides pour l'œil.



## BIBLIOGRAPHIE

---

1. MAIMAN, T. H. Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature* **187**. Août 1960 (Cité page 1).
2. RISTAU, D. *Laser-induced damage Phenomena in Optics. A Historical Overview* in. *Laser-Induced Damage in Optical Materials* 3–7 (Taylor & Francis, 2014) (Cité page 1).
3. NUCKOLLS, L. J. H. Early steps toward inertial fusion energy (IFE) (1952 to 1962), *Technical Report*. Juin 1998 (Cité page 1).
4. REYNÉ, S. *Etudes multi-longueurs d'onde de l'endommagement laser des cristaux de KDP en régime nanoseconde* Thèse de doctorat dirigée par Natoli, Jean-Yves ; Lamaignère, Laurent et Duchateau, Guillaume Physique Aix-Marseille 3 2011. Thèse de doct. (2011) (Cité page 2)
5. CHAMBONNEAU, M. *Etudes multi-longueurs d'onde de l'endommagement laser à la surface de composants optiques en silice en régime nanoseconde* thèse de doct. (Aix-Marseille, 2014) (Cité pages 2, 12, 70)
6. LAMAIGNÈRE, L. *et al.* An accurate, repeatable, and well characterized measurement of laser damage density of optical materials, *Rev. Sci. Instrum.* **78**. 2007 (Cité pages 2, 12, 13, 64).
7. LAMAIGNÈRE, L. *et al.* Accurate measurements of laser-induced bulk damage density, *Measurement Science and Technology* **20**. 2009 (Cité pages 2, 12, 64).
8. NEAUPORT, J. *et al.* Imaging subsurface damage of grinded fused silica optics by confocal fluorescence microscopy, *Opt. Express* **17**. 2009 (Cité pages 2, 8).
9. SURATWALA, T. *et al.* Sub-surface mechanical damage distributions during grinding of fused silica, *J. Non-Cryst. Solids* **352**. Déc. 2006 (Cité pages 2, 8).
10. BERGHMANS, F. *et al.* *An Introduction to Radiation Effects on Optical Components and Fiber Optic Sensors Optical Waveguide Sensing and Imaging*. Déc. 2007 (Cité pages 2, 10).
11. NEGRES, R. A. *et al.* Exploration of the multiparameter space of nanosecond-laser damage growth in fused silica optics, *Appl. Opt.* **50**. Août 2011 (Cité pages 2, 15).
12. NEGRES, R. A. *et al.* Probability of growth of small damage sites on the exit surface of fused silica optics, *Opt. Express* **20**. Juin 2012 (Cité pages 2, 15).
13. NEGRES, R. A. *et al.* Growth behavior of laser-induced damage on fused silica optics under UV, ns laser irradiation, *Opt. Express* **18**. Sept. 2010 (Cité pages 3, 16, 17).
14. M. NICOLAIZEAU, P. V. *LMJ status : second bundle commissioning and assessment of first years of service Proc.SPIE* **10084**. 2017 (Cité page 7).
15. MANES, K. *et al.* Damage mechanisms avoided or managed for NIF large optics, *Fusion Sci. Technol.* **69**. Jan. 2016 (Cité pages 7, 16, 17).
16. BUDE, J. *et al.* High fluence laser damage precursors and their mitigation in fused silica, *Opt. Express* **22**. Mar. 2014 (Cité pages 7, 77, 78).



17. GRUA, P. *et al.* Nanosecond laser damage initiation at  $.35\mu\text{m}$  in fused silica, *Opt. Lett.* **43**. Juin 2018 (Cité pages 9, 77–79).
  18. RAINER, F. *Mapping and inspection of damage and artifacts in large-scale optics* *Proc. SPIE* **3244**. 1998 (Cité pages 9, 46).
  19. RISTAU, D. *Defect-Induced Damage* in. *Laser-Induced Damage in Optical Materials* 25–73 (Taylor & Francis, 2014) (Cité page 11).
  20. SAITO, K. *et al.* Absorption edge in silica glass, *Phys. Rev. B* **62**. Oct. 2000 (Cité page 11).
  21. SADIGH, B. *et al.* First-Principles Calculations of the Urbach Tail in the Optical Absorption Spectra of Silica Glass, *Phys. Rev. Lett.* **106**. Jan. 2011 (Cité page 11).
  22. CARR, C. W. *et al.* Laser-supported solid-state absorption fronts in silica, *Phys. Rev. B* **82**. Nov. 2010 (Cité page 11).
  23. CARR, C. W. *et al.* Localized Dynamics during Laser-Induced Damage in Optical Materials, *Phys. Rev. Lett.* **92**. Fév. 2004 (Cité page 11).
  24. *ISO 21254 : Test methods for laser-induced damage threshold* Standard (International Organization for Standardization) (Cité page 12).
  25. DIAZ, R. *Métrieologie de l'endommagement laser des composants optiques en silice en régime nanoseconde* thèse de doct. (Aix-Marseille, 2015) (Cité pages 12, 70)
  26. FEIT, M. D. *et al.* Extrapolation of damage test data to predict performance of large-area NIF optics at 355 nm *Proc. SPIE* **3578**. 1999 (Cité page 13).
  27. KUCHEYEV, S. O. *et al.* Optical defects produced in fused silica during laser-induced breakdown, *Applied Physics Letters* **82**. 2003 (Cité page 14).
  28. FOURNIER, J. *et al.* Evidence of a green luminescence band related to surface flaws in high purity silica glass, *Opt. Express* **18**. Oct. 2010 (Cité page 14).
  29. SKUJA, L. Optically active oxygen-deficiency-related centers in amorphous silicon dioxide, *Journal of Non-Crystalline Solids* **239**. 1998 (Cité page 14).
  30. CARIUS, R. *et al.* Photoluminescence in the amorphous system SiO<sub>x</sub>, *Journal of Applied Physics* **52**. 1981 (Cité page 14).
  31. NISHIKAWA, H. *et al.* Visible photoluminescence from Si clusters in  $\gamma$ -irradiated amorphous SiO<sub>2</sub>, *Journal of Applied Physics* **80**. 1996 (Cité page 14).
  32. GHISLOTTI, G. *et al.* Visible Light Emission from Silicon Implanted and Annealed SiO<sub>2</sub> Layers, *Journal of The Electrochemical Society* **144**. 1997 (Cité page 14).
  33. DEMOS, S. G. *et al.* Investigation of processes leading to damage growth in optical materials for large-aperture lasers, *Appl. Opt.* **41**. Juin 2002 (Cité page 15).
  34. NORTON, M. A. *et al.* Growth of laser-initiated damage in fused silica at 351 nm *Proc. SPIE* **4347**. 2001 (Cité page 15).
  35. NEGRES, R. A. *et al.* Growth model for laser-induced damage on the exit surface of fused silica under UV, ns laser irradiation, *Opt. Express* **22**. Fév. 2014 (Cité pages 15, 18).
  36. CARR, C. W. *et al.* The stochastic nature of growth of laser-induced damage *Proc. SPIE* **9532**. 2015 (Cité page 15).
-

- 
37. LAMAIGNÈRE, L. *et al.* Damage growth in fused silica optics at 351 nm : refined modeling of large-beam experiments, *Applied Physics B* **114**. 2014 (Cité pages 15, 17).
  38. CHAMBONNEAU, M. *et al.* Investigations on laser damage growth in fused silica with simultaneous wavelength irradiation, en. *Appl. Opt.* **54**. Fév. 2015 (Cité page 15).
  39. VEINHARD, M. *et al.* MELBA : a fully customizable laser for damage experiments *Proc. SPIE* **10447**. 2017 (Cité page 15).
  40. NEGRES, R. A. *et al.* The effect of pulse duration on the growth rate of laser-induced damage sites at 351 nm on fused silica surfaces *Proc. SPIE* **7504**. 2009 (Cité page 17).
  41. GRIFFITH, A. A. VI. The phenomena of rupture and flow in solids, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **221**. 1921 (Cité pages 18, 58).
  42. HE, G. S. *et al.* *Stimulated Scattering of Intense Light* in. *Physics of Nonlinear Optics* 175–269 (World Scientific, 1999) (Cité pages 20, 21, 24, 25).
  43. LEVI, A. F. J. *The Lorentz oscillator model* in. *Essential Classical Mechanics for Device Physics* (Morgan & Claypool Publishers, 2016) (Cité page 21).
  44. GARNIER, J. Statistical analysis of noise-induced multiple filamentation, *Phys. Rev. E* **73**. Avr. 2006 (Cité pages 22, 70).
  45. BESPALOV, V. I. *et al.* Filamentary Structure of Light Beams in Nonlinear Liquids, *JETP Lett.* **3**. Avr. 1966 (Cité pages 22, 70, 73, 75).
  46. MORICE, O. Miro : Complete modeling and software for pulse amplification and propagation in high-power laser systems, *Opt. Eng.* **42**. 2003 (Cité pages 22, 28).
  47. COÏC, H. *et al.* Modeling of the petawatt PETAL laser chain using Miró code, *Appl. Opt.* **56**. Déc. 2017 (Cité page 22).
  48. BERCEGOL, H. *et al.* Self-focusing and rear surface damage in a fused silica window at 1064 nm and 355 nm *Proc.SPIE* **4932**. 2003 (Cité page 23).
  49. DAMZEN, M. *et al.* *Spontaneous and stimulated scattering of light* in. *Stimulated Brillouin Scattering : Fundamentals and Applications* 1–16 (CRC Press, 2003) (Cité page 25).
  50. MURRAY, J. R. *et al.* Experimental observation and suppression of transverse stimulated Brillouin scattering in large optical components, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**. 1989 (Cité page 26).
  51. CARSON, J. R. Notes on the Theory of Modulation, *Proceedings of the Institute of Radio Engineers* **10**. Fév. 1922 (Cité pages 26, 39).
  52. LAMAIGNÈRE, L. *et al.* Laser-induced damage of fused silica optics at 355 nm due to backward stimulated Brillouin scattering : experimental and theoretical results, *Opt. Express* **26**. Avr. 2018 (Cité pages 27, 70).
  53. HOCQUET, S. *Optimisation de la modulation de phase utilisée pour les lasers de puissance: Minimisation de la conversion FM-AM tout en conservant les fonctionnalités d'élargissement spectral nécessaire à la fusion* thèse de doct. (Télécom ParisTech, 2009) (Cité pages 28, 39)
  54. FRANTZ, L. M. *et al.* Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier, *Journal of Applied Physics* **34**. 1963 (Cité page 28).
-

55. BOURDERIONNET, J. *et al.* Spatial mode control of a diode-pumped Nd :YAG laser by an intracavity liquid-crystal light valve, *Opt. Lett.* **26**. Déc. 2001 (Cité page 33).
  56. LOGERÉ, R.-J. C. R. C. I. *Ondes polarisées. Lames à retard* in. *Ondes lumineuses* 749–790 (De Boeck, 2009) (Cité pages 34, 35).
  57. PÉREZ, J. *Photométrie. Détecteurs* in. *Optique, géométrie et onduloire* 140–154 (Masson, 1991) (Cité page 37).
  58. SINZ, F. *et al.* Characterization of the p-generalized normal distribution, *Journal of Multivariate Analysis* **100**. 2009 (Cité page 40).
  59. PÉREZ, J. *Réseaux plans. Spectromètre à réseaux* in. *Optique, géométrie et onduloire* 298–321 (Masson, 1991) (Cité page 43).
  60. LUCE, J. *Spectrometer Comprising a Plurality of Diffraction Gratings* WO/2015/018790. Fév. 2015 (Cité page 43).
  61. CHANTELOUP, J.-C. Multiple-wave lateral shearing interferometry for wave-front sensing, *Appl. Opt.* **44**. Mar. 2005 (Cité pages 46, 73).
  62. PÉREZ, J. *Aberrations géométriques ou aberrations monochromatiques* in. *Optique, géométrie et onduloire* 99–107 (Masson, 1991) (Cité page 46).
  63. BURGER, W. *et al.* *Geometric operations* in. *Digital Image Processing* 375–428 (Springer-Verlag London, 2016) (Cité page 49).
  64. BURGER, W. *et al.* *Point Operations* in. *Digital Image Processing* 53–83 (Springer-Verlag London, 2016) (Cité page 52).
  65. PHANSALKAR, N. *et al.* Adaptive local thresholding for detection of nuclei in diversity stained cytology images, fév. 2011 (Cité pages 52, 101).
  66. OTSU, N. A Threshold Selection Method from Gray-Level Histograms, *IEEE Transactions on Systems, Man, and Cybernetics* **9**. Jan. 1979 (Cité page 52).
  67. BURGER, W. *et al.* *Morphological Filters* in. *Digital Image Processing* 173–196 (Springer-Verlag London, 2016) (Cité page 52).
  68. PIERRE GRUA, H. B. *Dynamics of electrons in metallic nano-inclusions interacting with an intense laser beam* *Proc.SPIE* **4347**. 2001 (Cité page 57).
  69. STUART, B. C. *et al.* Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Sub-picosecond Pulses, *Phys. Rev. Lett.* **74**. Mar. 1995 (Cité page 57).
  70. DU, D. *et al.* *Laser-induced breakdown as a function of pulse duration : from 7 ns to 150 fs* *Proc.SPIE* **2428**. 1995 (Cité page 57).
  71. TOURNEMENNE, F. *Impact des défauts d'aspect sur la propagation d'un laser de puissance* Soutenance prévue pour Octobre 2019. Thèse de doct. (Université de Bordeaux, 2019) (Cité pages 57, 58)
  72. H. BERCEGOL, P. G. *Fracture related initiation and growth of surface laser damage in fused silica* *Proc.SPIE* **7132**. 2008 (Cité page 58).
  73. RUNKEL, M. *et al.* *A system for measuring defect induced beam modulation on inertial confinement fusion-class laser optics* *Proc.SPIE* **5991**. 2006 (Cité page 58).
  74. TOURNEMENNE, F. *et al.* Strong Light Intensifications Yielded by Arbitrary Defects : Fresnel Diffraction Theory Applied to a Set of Opaque Disks, *Phys. Rev. Applied* **11**. Mar. 2019 (Cité pages 59, 61, 62).
-

- 
75. DOUALLE, T. *Mitigation of laser damages and defects on fused silica optics by CO<sub>2</sub> laser processing* Theses (Ecole Centrale Marseille, nov. 2016) (Cité page 61)
  76. TOURNEMENNE, F. *et al.* Visual defects diffraction in high power lasers : impact on downstream optics *Proc.SPIE* **10447**. 2017 (Cité page 61).
  77. BROWN, D. C. *Nonlinear Effects in High-Peak Power Nd: Glass Laser Systems* 188–235 (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1981) (Cité page 70).
  78. PENNINCKX, D. *et al.* Multiple-frequency injection-seeded nanosecond pulsed laser without parasitic intensity modulation, *Opt. Lett.* **41**. Juil. 2016 (Cité page 70).
  79. MILAM, D. Review and assessment of measured values of the nonlinear refractive-index coefficient of fused silica, *Appl. Opt.* **37**. Jan. 1998 (Cité page 73).
  80. LAURENCE, T. A. *et al.* Extracting the distribution of laser damage precursors on fused silica surfaces for 351 nm, 3 ns laser pulses at high fluences (20-150 J/cm<sup>2</sup>), *Opt. Express* **20**. Mai 2012 (Cité pages 77, 78).
  81. VEINHARD, M. *et al.* Effect of non-linear amplification of phase and amplitude modulations on laser-induced damage of thick fused silica optics with large beams at 351 nm, *Journal of Applied Physics* **124**. 2018 (Cité page 79).
  82. DIAZ, R. *et al.* Influence of longitudinal mode beating on laser-induced damage in fused silica, en. *Opt. Lett.* **39**. Fév. 2014 (Cité pages 82, 83).
  83. KHRAPKO, R. *et al.* Accumulated self-focusing of ultraviolet light in silica glass, *Applied Physics Letters* **105**. 2014 (Cité page 83).
  84. LAMAIGNÈRE, L. *et al.* Parametric study of laser-induced surface damage density measurements : Toward reproducibility, *Journal of Applied Physics* **107**. 2010 (Cité page 100).
  85. VEINHARD, M. *et al.* Quantification of laser-induced damage growth using fractal analysis, *Opt. Lett.* **42**. Déc. 2017 (Cité pages 101, 109).
  86. JELINEK, H. F. *et al.* Neurons and fractals : how reliable and useful are calculations of fractal dimensions ?, *J. Neurosci. Methods* **81**. 1998 (Cité page 103).
  87. GONZATO, G. *et al.* Practical application of fractal analysis : problems and solutions, *Geophysical Journal International* **132**. 1998 (Cité page 103).
  88. KARPERIEN, A. *et al.* Quantitating the subtleties of microglial morphology with fractal analysis, *Frontiers in Cellular Neuroscience* **7**. 2013 (Cité pages 103, 105).
  89. MANDELBROT, B. B. *Introduction* 13–49 (Springer New York, New York, NY, 1997) (Cité page 103).
  90. MANDELBROT, B. *Les objets fractals: forme, hasard et dimension* (Flammarion, 1975) (Cité pages 103, 104).
  91. AGUET, F. *et al.* Model-Based 2.5-D Deconvolution for Extended Depth of Field in Brightfield Microscopy, *IEEE Transactions on Image Processing* **17**. Juil. 2008 (Cité page 106).
  92. PREIBISCH, S. *et al.* Globally optimal stitching of tiled 3D microscopic image acquisitions, *Bioinformatics* **25**. 2009 (Cité page 106).
-

Ce document à été rédigé selon la mise en page classicthesis developée par André Miede. classicthesis est disponible pour L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X et L<sub>Y</sub>X :

<https://bitbucket.org/amiede/classicthesis/>

*Version finale* du 13 mars 2019 (classicthesis version 4.2).



## Résumé

Chacun des 176 faisceaux du Laser MégaJoule (LMJ) délivrera une énergie de 8 kJ à 351 nm, dans le régime nanoseconde, sur une cible millimétrique. Avant la focalisation, cette énergie est répartie de façon homogène sur une surface carrée de  $400 \times 400 \text{ mm}^2$ . Ce flux laser est susceptible d'être absorbé par des défauts présents sous la surface des optiques et d'endommager le composant. L'optique étant affaiblie dans les zones endommagées, tir après tir, les dommages absorbent le flux laser, et leur surface augmente. Le composant optique le plus sensible de l'installation est le hublot de chambre, composant épais (34 mm) exposé à de fortes valeurs de flux laser à 351 nm. Le but de cette thèse est d'étudier l'initiation et la croissance des dommages sur ce composant avec un faisceau laser dont les propriétés sont proches de celles du LMJ. Un tel faisceau est délivré par le banc d'endommagement laser MELBA, permettant d'atteindre des valeurs de flux similaires à celles du LMJ sur un profil spatial homogène circulaire dont le diamètre est de l'ordre du centimètre et avec un profil temporel accordable. Cette étude est organisée en trois axes. Premièrement, la mesure de l'amorçage des dommages sur des composants épais. La propagation non linéaire du faisceau modifie la répartition spatiale de l'énergie sur la face de sortie et est fonction de l'épaisseur du composant. Cette étude nécessite une mesure juste de la répartition de l'énergie du faisceau après la propagation, tenant compte de l'impact de l'effet Kerr. La mise en oeuvre d'un système d'imagerie dédié a permis de mesurer correctement la répartition d'énergie du faisceau et, par conséquent, de mesurer la tenue au flux de composants épais. Deuxièmement, l'étude de la croissance d'une population de dommages en fonction de la fluence et de la durée d'impulsion. Il a été montré que la probabilité et la dynamique de la croissance des dommages sont fortement dépendants de ces paramètres. Troisièmement, l'étude de la croissance de très gros dommages, de tailles millimétriques. Des comportements atypiques vis à vis des lois établies par la littérature ont été observés et expliqués par une observation et une quantification de la morphologie volumique des dommages. Les différences de morphologie observées en fonction de la durée d'impulsion du laser sont également susceptibles d'expliquer les écarts observés sur l'étude de la croissance de populations de dommages en fonction de la durée d'impulsion.

---

## Abstract

Each of the 176 beams of the Laser MégaJoule (LMJ) facility will deliver an energy of 8 kJ at 351 nm, in the nanosecond regime, on a millimeter scale target. This energy is distributed evenly on a  $400 \times 400 \text{ mm}^2$  square aperture, prior to the beam focusing. This energy density is likely to be absorbed by sub-surface defects induced by the polishing processes. This absorption eventually leads to laser-induced damage sites. These initiated damage sites absorb the laser energy during the subsequent shots and are likely to grow in size. The thick (34 mm) optical windows situated after the frequency conversion module are exposed to the highest laser energies at 351 nm and are the most sensitive to these phenomena. The goal of this thesis is to study the initiation and growth of damage sites on thick optical components with a laser beam that have similar properties to those of a LMJ beam. Such a beam can be delivered by the MELBA facility which can reach similar energy densities to those that can be found on the LMJ. The beam energy is evenly distributed on a centimeter scale circular aperture and the pulse shape and duration can be defined by the user. Three main axes have been explored in this work. The measurement of damage initiation on thick fused silica optical components have firstly been studied. The thickness of these optical components is likely to perturb the beam energy density via nonlinear propagation. These measurements therefore requires an accurate metrology of the energy density after the propagation through the optical component, thus taking Kerr small scale self focusing into account. A dedicated imaging setup has been implemented and proved to be able to accurately measure the energy density on the exit face. This setup has therefore been used to measure the damage density of thick optical components. The growth of a population of damage sites have secondly been studied as a function of the laser fluence and pulse duration. These two parameters have shown to be of critical importance to describe damage growth. Finally, the growth of damage sites up to millimeter scales have been studied. Atypical behaviors were observed and explained via the observation and quantification of the damage volumic morphology. Hypotheses based on the results of these measurements have been advanced to explain the results of the measurements of the growth of a population of damage sites.