



HAL
open science

Réseaux de diffraction à multicouches diélectriques pour la compression d'impulsions petawatt par mosaïques de réseaux.

Arnaud Cotel

► To cite this version:

Arnaud Cotel. Réseaux de diffraction à multicouches diélectriques pour la compression d'impulsions petawatt par mosaïques de réseaux.. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2007. Français. NNT: . pastel-00002919

HAL Id: pastel-00002919

<https://pastel.hal.science/pastel-00002919>

Submitted on 28 Jul 2010

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.

THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Spécialité :

Optique et Physique des Laser

Présentée par :

Arnaud COTEL

Pour obtenir le grade de :

Docteur de l'École Polytechnique

Titre de la thèse :

Réseaux de diffraction à multicouches diélectriques pour la compression d'impulsions laser Petawatt par mosaïques de réseaux.

Soutenue le 8 février 2007 devant le jury composé de :

G. MOUROU	Président du jury
C. LE BLANC	Directrice de thèse
P. GEORGES	Rapporteur
E. AUDOUARD	Rapporteur
P. MARTIN	Examineur
J. NEAUPORT	Examineur
J. FLAMAND	Invité

”Il faut la mémoire de beaucoup d’instantes pour faire un souvenir complet. De même le deuil le plus cruel, c’est la conscience de l’avenir trahi et quand survient l’instant déchirant où un être cher ferme les yeux, immédiatement on sent avec quelle nouveauté hostile l’instant suivant assaille notre coeur.”

Gaston Bachelard - L’Intuition de l’instant.

A Arnaud, mon ami d’enfance, qui habite la lumière.

Remerciements

Mes premiers remerciements iront tout naturellement à Catherine LE BLANC, ma directrice de thèse, pour le sujet de recherche si vaste et si intéressant qui m'a été proposé, pour la confiance accordée durant ces trois années de thèse ainsi que pour l'épanouissement qui en a découlé. Je lui en suis infiniment reconnaissant.

Ce travail de thèse est né d'une collaboration entre le Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) et la société Horiba Jobin Yvon. Je remercie François AMIRANOFF de m'avoir accueilli au sein du laboratoire LULI, ainsi que Michel MARITON de m'avoir accueilli au sein de la société Horiba Jobin Yvon.

J'aimerais également remercier les membres du jury, Eric AUDOUARD et Patrick GEORGES qui ont accepté la lourde tâche de rapporter ma thèse, Gérard MOUROU le président du jury, Jérôme NEAUPORT et Jean FLAMAND les examinateurs.

Ces trois années de thèse m'ont permis de développer un grand nombre de collaborations avec des laboratoires français et internationaux ainsi qu'avec des industriels. Je tiens, par conséquent, à remercier toutes les personnes avec qui j'ai eu la chance de collaborer :

- Nathalie BLANCHOT, Claude ROUYER, Sébastien MONTANT, Gérard RAZE et Jérôme NEAUPORT du CEA CESTA pour les expériences d'endommagement laser de réseaux de diffraction et pour l'étude de la mise en phase de réseaux.
- Paul NEUMAYER, Dasa JAVORKOVA, Stefan BORNEIS et Thomas KUEHL du GSI pour les mesures de seuils d'endommagement laser de réseaux et pour avoir rendu mon séjour à Darmstadt agréable.
- Tout le groupe *Optics and Imaging Science* dirigé par Terry KESSLER du LLE (Université de Rochester) avec qui j'ai eu la chance de travailler et d'apprendre énormément sur la mise en phase de réseaux. Merci à Matt SWAIN de m'avoir fait découvrir le Hooter's de Rochester et à Vincent BAGNOUD pour avoir rendu agréable mon séjour à Rochester (la dégustation de vins bordelais était très sympa à la sortie d'avion).
- Benoît WATTELLIER et Mathieu COHEN de Phasics pour les essais de SID4 sur une mosaïque de réseaux.

- Frédéric ESTABLE et Jorge SANABRIA d'Amplitude Technologies pour les calibrations de Sequoia $1\mu\text{m}$ réalisées au LULI et pour les conseils sur la cross-corrélation 3ω .
- Igor JOVANOVIĆ du LLNL pour sa gentillesse et les discussions que nous avons eues sur les réseaux de diffraction à multicouches diélectriques et les mesures de seuils d'endommagement.
- Aurélie JULLIEN, Olivier ALBERT et Gilles CHERIAUX du LOA pour les manipulations XPW faites au LULI et les supers résultats obtenus durant deux nuits de manipulations. Merci également à Jean-Paul CHAMBARET et Federico CANOVA pour les grandes discussions sérieuses et moins sérieuses que nous avons eues.

Il est connu que les voyages forment la jeunesse, ils participent également à l'ouverture d'esprit des jeunes chercheurs. De ces nombreux voyages (Londres, Lund, Darmstadt, Vilnius, Rochester, Baltimore, Biarritz, Long Beach, Cassis, . . .), j'en garde de très bons souvenirs scientifiques et personnels. J'en profite au passage pour remercier la compagnie aérienne US Airways pour m'avoir permis de rallier Long Beach (CA) depuis Paris en un temps record de 3 jours.

Aux différentes collaborations, s'est ajouté un bonheur quotidien de travailler avec des personnes formidables. Je souhaite remercier tout ceux, chez Jobin Yvon et au LULI, auprès de qui j'ai tant appris. Merci à Nicolas FORGET qui a été pour moi un camarade de manipulation, un professeur, un conseiller idéologique avec qui il était très facile de refaire le monde, un scientifique hors pair et un ami. Merci à Kahina ABDELI, Stéphanie LE MOAL et Annabelle FULOP, mes très charmantes collègues de bureau et amies avec qui j'ai pris beaucoup de plaisir à travailler. Un grand bravo et de sincères remerciements à Marc CASTAING et Caroline CROTTI, les deux supers stagiaires SupOp, que j'ai eu la chance d'encadrer pendant ma thèse. Ce fut une belle expérience pédagogique, de transmission de connaissances scientifiques ainsi que de passion pour la recherche.

Merci à toutes celles qui ont ponctué ma vie et m'ont inspiré durant ces trois années, ainsi qu'à Charles BAUDELAIRE pour le subtil parfum de ses fleurs malades.

Je voudrais enfin exprimer ma profonde gratitude envers mes amis et ma famille pour leur soutien permanent et leurs encouragements tout au long de ma thèse.

Table des matières

I Les réseaux de diffraction à multicouches diélectriques pour la compression d'impulsions laser	13
1 Etat de l'art des méthodes de compression d'impulsions laser à dérive de fréquence	17
1.1 Technique d'amplification à dérive de fréquence	17
1.2 Compression d'impulsions dans des matériaux dispersifs	21
1.3 Compression d'impulsions avec des prismes	22
1.4 Compression d'impulsions avec des réseaux de diffraction	25
1.5 Compression d'impulsions avec des grisms	26
1.6 Compression d'impulsions par interférences : interféromètre de Gires-Tournois et miroirs chirpés	27
1.7 Comparaison des différentes techniques de compression d'impulsions : avantages et inconvénients	29
2 Les différentes technologies de réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions	33
2.1 Les réseaux de diffraction gravés	34
2.1.1 Principe et fabrication des réseaux gravés	34
2.1.2 Etat de l'art des réseaux gravés	34
2.1.3 Avantages et inconvénients des réseaux gravés	34
2.2 Les réseaux de diffraction holographiques métalliques	35
2.2.1 Fabrication des réseaux holographiques métalliques	35
2.2.2 Choix de la polarisation de l'onde incidente	36
2.2.3 Choix de la densité de traits des réseaux	37
2.2.4 Choix de l'angle d'incidence	38
2.2.5 Performances et limitations des réseaux holographiques métalliques	39
2.3 Les réseaux de diffraction volumiques dans des matériaux photoinscriptibles	39
2.3.1 Principe et fabrication des réseaux volumiques	39
2.3.2 Performances et limitations des réseaux volumiques	40
3 Modélisation théorique des réseaux à multicouches diélectriques (MLD) : du miroir au réseau de diffraction	43

3.1	Choix des matériaux diélectriques	43
3.2	Réflexivité d'un empilement de couches minces diélectriques	45
3.2.1	Calcul de la réflexivité d'un empilement diélectrique	45
3.2.2	Minimisation du nombre de paires de couches d'un empilement diélectrique	47
3.3	Définition du profil de trait d'un réseau à multicouches diélectriques	48
3.4	Calcul théorique de l'efficacité de diffraction	49
3.4.1	Méthodes rigoureuses de calcul de l'efficacité de diffraction	50
3.5	Calcul du champ électrique dans un réseau MLD	55
3.6	Calcul de l'acceptance spectrale des réseaux MLD	56
3.6.1	Cas des réseaux MLD de Pico2000 à $1\mu\text{m}$	56
3.6.2	Solutions envisagées pour augmenter l'acceptance spectrale	57
3.7	Optimisation des paramètres du réseau	58
3.7.1	Optimisation de l'efficacité de diffraction	58
3.7.2	Optimisation de la tenue au flux laser du réseau par minimisation du champ électrique	59
3.8	Fabrication des réseaux MLD	60
3.8.1	Les différentes étapes du procédé de fabrication	60
3.8.2	Influence des défauts de fabrication	62
4	Caractérisation expérimentale des réseaux MLD du compresseur de Pico2000	63
4.1	Mesure de l'efficacité de diffraction	63
4.1.1	Procédure de la mesure	63
4.1.2	Mesure de l'efficacité de diffraction des réseaux MLD de Pico2000	64
4.2	Caractérisation du profil de trait	65
4.2.1	Microscopie électronique à balayage (SEM)	65
4.2.2	Microscopie à force atomique (AFM)	66
4.3	Qualité de surface d'onde des réseaux MLD	68
4.3.1	Paramètres de surface d'onde d'un réseau : PV et RMS	68
4.3.2	Origines des défauts de surface d'onde des réseaux MLD	69
4.3.3	Caractérisation en surface d'onde des réseaux MLD	69
4.3.4	Influence des défauts de surface d'onde des réseaux sur la compression d'impulsions	70
4.4	Tenue au flux laser des réseaux MLD	71
4.4.1	Interaction laser-diélectrique en régime femtoseconde	71
4.4.2	Procédures de mesures du seuil d'endommagement des réseaux MLD	73
4.4.3	Résultats des mesures de tenue au flux	76
4.4.4	Evolution du seuil de dommage en fonction de la durée d'impulsion	80
4.4.5	Evolution du seuil de dommage en fonction de l'angle d'incidence	81

II Mise en phase de réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions 85

5	Principe de la mise en phase de réseaux dans un compresseur d'impulsions	89
5.1	Segmentation des composants optiques pour les grands instruments	89
5.1.1	Dans le domaine de l'astronomie	89
5.1.2	Dans le domaine des lasers de puissance	90
5.2	Architectures de compresseurs à mosaïques de réseaux	91
5.3	Une architecture de compresseur à mosaïques de faisceaux	92
5.4	Degrés de liberté entre deux réseaux de diffraction adjacents	93
5.4.1	Définitions	93
5.4.2	Appairage des degrés de liberté et compensation de défauts de phase	94
6	Analyse théorique de la mise en phase de réseaux	97
6.1	Propagation d'une impulsion laser dans un compresseur à réseaux monolithiques ou segmentés	97
6.1.1	Cas d'un compresseur à réseaux monolithiques	97
6.1.2	Cas d'un compresseur à mosaïques de réseaux	101
6.2	Etude de l'influence des défauts de phase sur le profil spatial et temporel des impulsions	102
6.2.1	Effets spatiaux	102
6.2.2	Effets temporels	106
7	Développement expérimental d'une mosaïque de réseaux et de diagnostics d'alignement	109
7.1	Système mécanique de nanositionnement d'une paire de réseaux	109
7.2	Les différentes techniques d'alignement d'une mosaïque de réseaux	110
7.2.1	Techniques de mesure de front d'onde	111
7.2.2	Techniques d'analyse de champs lointains	113
7.2.3	Techniques interférométriques	116
7.3	Mise en oeuvre expérimentale d'une technique interférométrique à deux ondes	117
7.3.1	Dispositif expérimental	117
7.3.2	Alignement des réseaux par accord des systèmes de franges	118
7.3.3	Mesure de la surface d'onde de la mosaïque de réseaux et calcul de la PSF	120
7.4	Mise en oeuvre expérimentale d'une technique d'optimisation en champ lointain	121
7.4.1	Dispositif expérimental	121
7.4.2	Analyse des résultats	121

8	Compression d'impulsions sub-picosecondes par mosaïque de réseaux de diffraction	123
8.1	Premiers résultats de compression d'impulsions par mosaïque de réseaux (faible énergie et petit faisceau)	123
8.1.1	Schéma expérimental du système laser	123
8.1.2	Caractérisation spatiale du faisceau : champ lointain	125
8.1.3	Problème de coupure spectrale par la jointure entre les réseaux	126
8.1.4	Caractérisation temporelle des impulsions comprimées : autocorrélation 2ω	126
8.2	Compression d'impulsions par mosaïque de réseaux avec le laser 100 TW	128
8.2.1	Architecture du système laser 100 TW	128
8.2.2	Implantation de la mosaïque de réseaux dans le compresseur d'impulsions du 100TW	129
8.3	Caractérisation spatiale et temporelle des impulsions comprimées par mosaïque de réseaux	130
8.3.1	Mesures des profils spatiaux expérimentaux en champ proche et en champ lointain	130
8.3.2	Evolution du champ lointain en fonction des défauts d'alignement des réseaux : comparaison théorie et expérience	132
8.3.3	Stabilité de l'alignement des réseaux	133
8.3.4	Mesure du spectre et de l'autocorrélation du second ordre	134
8.3.5	Transmission en énergie du compresseur segmenté	135
8.3.6	Tenue au flux de la jointure entre les réseaux	135
9	Perspectives de compression d'impulsions pour le projet Exawatt <i>Extreme Light Infrastructure</i>	137
9.1	Architecture du système laser pour ELI	138
9.1.1	Pilote OPCPA	138
9.1.2	Amplificateurs de puissance Ti :Sa	139
9.1.3	Compresseur d'impulsions à mosaïque de réseaux et focalisation	139
9.2	Dimensionnement du compresseur d'impulsions ELI	140
9.2.1	Paramètres du compresseur	140
9.2.2	Transmission spectrale et dispersion de vitesse de groupe du compresseur	141
9.3	Mise en phase de réseaux pour la compression d'impulsions de 15 fs à 800 nm	142
9.3.1	Etude d'un compresseur à mosaïque de réseaux pour ELI	142
9.3.2	Contraintes pour la mise en phase de réseaux à 15 fs	143

III Contrôle temporel des impulsions du laser Petawatt Pico2000

10 Pilote laser de Pico2000	151
10.1 Oscillateur femtoseconde et étireur d'impulsions	151
10.1.1 Paramètres de l'oscillateur et architecture de l'étireur d'impulsions .	151
10.1.2 Caractérisation du faisceau en sortie d'étireur	153
10.2 Cavité régénérative Nd :verre pompée par diodes pour la pré-amplification	154
10.2.1 Milieu amplificateur Nd :verre et système de pompage par diodes .	154
10.2.2 Construction du mode supergaussien par miroir de phase intra-cavité	155
10.2.3 Profil spatial supergaussien expérimental en sortie de pilote	160
10.3 Contrôle de l'amplitude spectrale dans le pilote Pico2000	161
10.3.1 Effet de rétrécissement spectral par le gain	162
10.3.2 Compensation du rétrécissement spectral par le gain pour le pilote Pico2000	164
10.4 Compresseur d'impulsions local du pilote	166
10.4.1 Mesure de la durée d'impulsion par autocorrélateur 2ω	166
10.4.2 Mesure du contraste temporel par cross-corrélation 3ω	167
10.5 Amélioration du contraste temporel des impulsions de Pico2000 : XPW à $1 \mu\text{m}$?	168
10.5.1 Techniques d'amélioration du contraste temporel	168
10.5.2 Principe de la génération d'onde de polarisation croisée : XPW . . .	169
10.5.3 Mise en oeuvre expérimentale de la technique XPW au LULI	170
10.5.4 Analyse des résultats	170
 11 Amplification de puissance Nd :verre du laser Pico2000	 175
11.1 Architecture du système d'amplification de puissance Nd :Verre	175
11.2 Résultats expérimentaux des différentes campagnes d'amplification	176
11.2.1 Energie et profil spatial du faisceau amplifié	176
11.2.2 Spectre amplifié et effet de saturation par le gain	178
 12 Compresseur d'impulsions de Pico2000	 181
12.1 Architecture compacte du compresseur d'impulsions à réseaux de diffraction MLD	181
12.1.1 Dimensionnement du compresseur d'impulsions	182
12.1.2 Résumé des paramètres du compresseur et performances visées . . .	184
12.2 Etude théorique de la coupure spectrale dans le compresseur	185
12.2.1 Calcul de la transmission spectrale du compresseur	185
12.2.2 Effets de la coupure spectrale	189
12.3 Tolérances d'alignement des réseaux et distorsions de phase spectrale . . .	190
12.3.1 Accord de phase spectrale quadratique	191
12.3.2 Influence du choix de l'angle d'incidence sur la tolérance d'alignement	192
12.4 Premiers résultats de compression d'impulsions dans le régime petawatt . .	193

Introduction générale

De nombreux pays se sont lancés dans le développement de chaînes laser ultra-intenses dont la puissance crête (rapport entre l'énergie et la durée d'impulsion) est dans la gamme petawatt (10^{15} W). Ces systèmes laser ouvrent la voie à de nombreux domaines de recherche encore inexplorés en physique, chimie, astrophysique, biologie et médecine. Cela permettra d'étudier l'interaction laser-matière dans le régime ultra-relativiste avec des niveaux d'intensité jamais atteints (10^{23} W/cm²).

Le nombre de laboratoires développant des systèmes laser de classe petawatt augmente sans cesse. Parmi eux, le Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses (LULI) développe un système laser unique, LULI2000, qui permettra de combiner un faisceau laser d'énergie kilojoule et de durée nanoseconde (Nano2000) avec un faisceau de puissance crête petawatt (Pico2000) ainsi que des faisceaux diagnostics de durée nanoseconde et femtoseconde. Les systèmes laser énergétiques et ultra-intenses de classe petawatt présentent un verrou technologique majeur qui est la compression des impulsions. En effet, les composants optiques utilisés pour la compression d'impulsions sont exposés aux plus fortes énergies et aux plus fortes intensités de la chaîne laser. La tenue au flux laser de ces composants limite par conséquent l'énergie délivrable par ces systèmes laser.

La problématique de mon travail de thèse a donc été la suivante : comment comprimer temporellement des impulsions laser à dérive de fréquence, énergétiques (kilojoule), pour atteindre une durée sub-picoseconde et une puissance crête de classe petawatt ? Cette thématique de recherche est née d'une collaboration étroite entre le LULI et la société Horiba Jobin Yvon sur le développement d'une nouvelle génération de réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions et sur la mise en phase de mosaïques de réseaux, ceci dans le cadre du projet Pico2000. Ce travail de thèse, réalisé sous les auspices du contrat européen Laserlab Europe, a donné lieu à de nombreuses collaborations avec plusieurs laboratoires français et étrangers : le Laboratoire d'Optique Appliquée (LOA - Palaiseau), le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA-CESTA - Bordeaux), le Gesellschaft für Schwer Ionenforschung (GSI - Darmstadt) et le Laboratory of Laser Energetics (LLE - Rochester).

Le manuscrit de thèse se décompose en trois parties : la première partie traitera de l'étude d'une nouvelle génération de réseaux de diffraction à multicouches diélectriques pour la compression d'impulsions laser, la deuxième partie sera consacrée à l'étude de la mise en phase de réseaux de diffraction et la troisième partie étudiera le contrôle temporel des impulsions du laser Pico2000.

Première partie : Les réseaux de diffraction à multicouches diélectriques pour la compression d'impulsions laser

Cette partie est décomposée en quatre chapitres. Le premier chapitre est un chapitre introductif sur les différentes méthodes de compression d'impulsions utilisées. Ce chapitre permettra d'expliquer le choix des réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions pour un laser énergétique de classe petawatt. Le deuxième chapitre introduira les différentes technologies de réseaux de diffraction en montrant les limites actuelles des technologies existantes. Dans les chapitres 3 et 4, je présenterai le coeur de cette première partie, à savoir la modélisation théorique et la caractérisation expérimentale des réseaux de diffraction à multicouches diélectriques implantés sur le laser Pico2000.

Deuxième partie : Mise en phase de réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions

Cette partie se décompose en cinq chapitres. Le principe de la mise en phase de réseaux de diffraction dans un compresseur d'impulsions sera tout d'abord présenté, en s'appuyant sur l'exemple précurseur des grands télescopes dans le domaine de l'astronomie. Ensuite, j'étudierai la modélisation théorique d'un compresseur à mosaïque de réseaux en analysant les effets spatiaux et temporels dus aux désalignements des réseaux. Le troisième chapitre de cette partie sera consacré au développement expérimental d'une mosaïque de deux réseaux et de différents diagnostics de contrôle de la mise en phase des réseaux. Après la démonstration de la mise en phase de réseaux avec des faisceaux monochromatiques, je présenterai les différentes expériences de compression d'impulsions par mosaïque de réseaux qui m'ont permis de valider le concept dans le cas d'impulsions multiterawatt, sub-picosecondes, à 1 μm . Puis j'aborderai les perspectives de compression d'impulsions pour le futur laser Exawatt *Extreme Light Infrastructure* (ELI).

Troisième partie : Contrôle temporel des impulsions du laser petawatt Pico2000

Cette troisième partie contient trois chapitres. Je présenterai tout d'abord le pilote laser de Pico2000, en détaillant les différentes parties du pilote (oscillateur, étireur, pré-amplificateur et compresseur local). Je développerai également les résultats de simulations et les caractérisations que j'ai réalisés pour le pilote Pico2000 ainsi que la démonstration d'une technique de filtrage temporel d'impulsions pour l'amélioration du contraste temporel. Ensuite, je présenterai l'amplification de puissance utilisée dans le laser Pico2000 ainsi que les campagnes d'expériences successives. Enfin, le dernier chapitre de cette partie sera consacré au compresseur d'impulsions. Je rappellerai et commenterai l'architecture compacte qui a été retenue pour le compresseur d'impulsions. A partir de cette architecture, je détaillerai les différentes études théoriques que j'ai mené concernant la coupure spectrale et les tolérances d'alignement des réseaux.

Première partie

Les réseaux de diffraction à
multicouches diélectriques pour la
compression d'impulsions laser

Introduction de la première partie

La première partie de ce manuscrit de thèse est consacrée à l'étude des réseaux de diffraction à multicouches diélectriques pour la compression d'impulsions laser. Cette nouvelle génération de réseaux de diffraction est étudiée pour répondre à la problématique de la compression des impulsions énergétiques, sub-picosecondes, à $1\mu\text{m}$ du laser petawatt Pico2000.

Le *chapitre 1* de cette partie présentera un état de l'art des méthodes de compression d'impulsions laser à dérive de fréquence. J'étudierai le principe et les applications des différentes méthodes de compression et j'expliquerai les raisons qui ont orientées le choix de la méthode de compression par réseaux de diffraction. Ensuite, dans le *chapitre 2*, je présenterai les différentes technologies de réseaux de diffraction pouvant être utilisées pour la compression d'impulsions. J'exposerai les performances de chacune des technologies et je démontrerai la nécessité du développement d'une nouvelle génération de réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions dans le régime petawatt. Le *chapitre 3* sera consacré à la modélisation théorique des réseaux à multicouches diélectriques à laquelle j'ai pris part. Pour finir, je présenterai dans le *chapitre 4*, la caractérisation des réseaux de diffraction du compresseur Pico2000 que j'ai réalisé.

Chapitre 1

Etat de l'art des méthodes de compression d'impulsions laser à dérive de fréquence

Le but de ce premier chapitre est de présenter l'état de l'art des techniques de compression d'impulsions et de les mettre en regard des exigences du système de compression du laser petawatt Pico2000 :

- Une énergie incidente sub-kilojoule,
- Un diamètre de faisceau incident de 200 mm,
- Un facteur de compression de 10^5 .

Nous verrons ainsi comment le choix de la méthode de compression d'impulsions par réseaux de diffraction s'est naturellement imposée. Je rappellerai donc tout d'abord la technique d'amplification à dérive de fréquence. Puis, je présenterai successivement les méthodes de compression d'impulsions par des milieux dispersifs, des prismes, des réseaux de diffraction, des grisms et enfin par interférences.

1.1 Technique d'amplification à dérive de fréquence

Depuis 1985, le développement de sources laser ultra-intenses repose sur la technique d'amplification à dérive de fréquence [1] ou technique CPA¹. Cette technique permet d'amplifier des impulsions brèves sur plusieurs ordres de grandeur, de la gamme d'énergie nanojoule jusqu'au kilojoule. Grâce à cette technique, l'amplification se fait en conservant une intensité² laser inférieure au seuil d'apparition de phénomènes non-linéaires qui

1. Acronyme de Chirped Pulse Amplification

2. L'intensité laser ou éclairement est définie par la relation : $I = E/\tau S$, où E est l'énergie, τ la durée d'impulsion et S la surface éclairée. La diminution de l'intensité peut donc se faire soit en diminuant l'énergie, ce qui est rarement le but recherché ou soit en augmentant la durée d'impulsion et/ou la taille du faisceau laser.

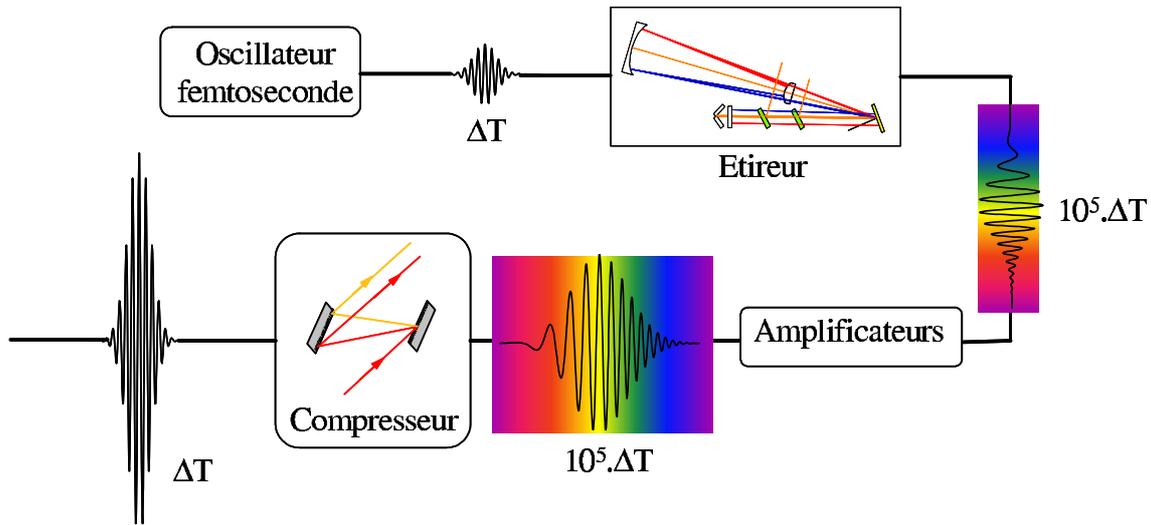


FIG. 1.1 – Schéma de principe de l'amplification à dérive de fréquence.

pourraient amener des distorsions de l'impulsion et endommager les matériaux optiques du système laser. La technique CPA peut se décomposer en trois étapes principales (figure 1.1). Tout d'abord, les impulsions générées par un oscillateur femtoseconde sont étirées temporellement, c'est à dire que les différentes composantes spectrales de l'impulsion sont décalées en temps ce qui allonge la durée d'impulsion. Ensuite, ces impulsions étirées sont amplifiées par passages successifs dans des milieux laser puis recomprimées à leur durée initiale. L'étirement et la compression des impulsions laser nécessitent l'utilisation de systèmes dispersifs que nous verrons tout au long de ce premier chapitre.

Définitions et notations

Dans un système laser à impulsions brèves, le champ électrique complexe associé à l'impulsion peut se définir par :

$$E(t) = a(t) \exp(-i\omega_0 t) \quad (1.1)$$

où $a(t)$ est l'enveloppe complexe de l'impulsion et ω_0 la porteuse optique. La densité de puissance ou intensité s'exprime à l'aide du champ électrique complexe :

$$I(t) \propto |E(t)|^2 \propto |a(t)|^2 \quad (1.2)$$

La figure 1.2 représente la forme temporelle du champ électrique (courbe noire) et de l'intensité (courbe rouge) d'une impulsion d'enveloppe gaussienne, de durée 15 fs et de longueur d'onde centrale 1054 nm. Le champ électrique dans le domaine des fréquences s'écrit comme la transformée de Fourier (TF) de $E(t)$:

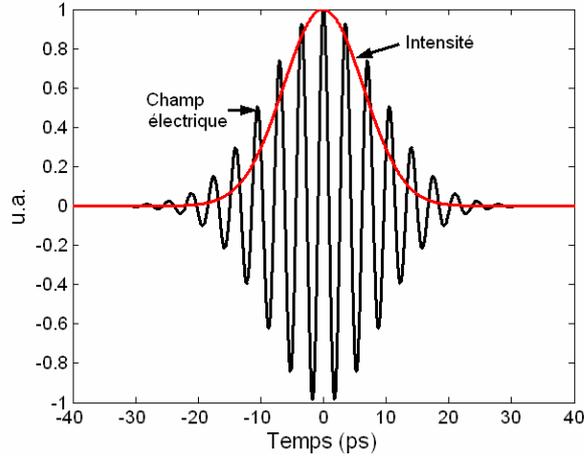


FIG. 1.2 – Représentation du champ électrique (courbe noire) et de l'intensité (courbe rouge) d'une impulsion optique de durée 15 fs et de longueur d'onde centrale 1054 nm en fonction du temps.

$$E(\omega) = \text{TF}[E(t)] = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(i\omega t) dt = |A(\omega)| \exp(i\phi(\omega)) \quad (1.3)$$

où $A(\omega)$ et $\phi(\omega)$ sont respectivement l'amplitude et la phase du spectre. Dans la mesure où les différents composants du laser CPA (étireur, amplificateurs, compresseur) sont considérés comme des systèmes linéaires, l'amplitude spectrale $A(\omega)$ peut s'écrire de la manière suivante :

$$A(\omega) = A_o(\omega) \cdot A_e(\omega) \cdot A_a(\omega) \cdot A_c(\omega) \quad (1.4)$$

où $A_o(\omega)$ est le spectre initial de l'oscillateur et $A_e(\omega)$, $A_a(\omega)$, $A_c(\omega)$ sont respectivement les fonctions de transfert spectrales de l'étireur, des amplificateurs, et du compresseur. $A_e(\omega)$ et $A_c(\omega)$ serviront principalement à décrire les effets de coupure spectrale dans l'étireur et le compresseur dus à la dimension finie des éléments optiques utilisés, en particulier des réseaux de diffraction. Cet effet sera étudié en détail dans la partie 3 pour le système laser Pico2000. A la sortie d'un système amplificateur, $A_a(\omega)$ pourra caractériser les différents effets dus à l'amplification comme la saturation et le rétrécissement spectral par le gain.

Dans le cas d'une impulsion de faible largeur spectrale ($\Delta\lambda \ll \lambda$), la phase spectrale $\phi(\omega)$ peut être développée en une série de Taylor au voisinage de la fréquence centrale ω_0 :

$$\phi(\omega) = \phi^o + \phi^e + \phi^a + \phi^c = \phi_0 + \phi_1(\omega - \omega_0) + \frac{\phi_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\phi_3}{6}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.5)$$

où ϕ^o , ϕ^e , ϕ^a et ϕ^c représentent respectivement les phases spectrales globales de l'oscillateur, de l'étireur, des amplificateurs et du compresseur et où les coefficients de la phase spectrale sont donnés par :

$\phi_0 = \phi(\omega_0)$ est une constante représentant l'origine des phases,

$\phi_1 = \frac{\partial \phi}{\partial \omega}$ est le délai de groupe de l'impulsion,

$\phi_2 = \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega_0}$ est la dispersion de vitesse de groupe,

$\phi_3 = \frac{\partial^3 \phi}{\partial \omega^3} \Big|_{\omega_0}$ est le terme de dispersion d'ordre 3.

Pour que la compression des impulsions soit optimale, il faut que tous les termes de dispersion soient annulés en sortie du système CPA, c'est à dire être à l'accord de phase spectrale ($\sum \phi_i = 0$).

Systèmes d'étirement

Dans le cas général, un système d'étirement introduit une dispersion positive ($\phi_2 > 0$). Placé juste après l'oscillateur, le système d'étirement n'est pas soumis à de fortes énergies, donc le problème de la tenue au flux laser ne se pose pas. D'autre part, les faisceaux laser utilisés à ce niveau de la chaîne CPA sont de petites dimensions ce qui rend les étireurs assez compacts. Grâce à des composants optiques massifs (fibres optiques, réseaux de Bragg, verres dispersifs) ou à des systèmes optiques complexes (étireur à lentilles [2]-[3], triplet de Öffner [4]-[5]), il est possible d'obtenir des facteurs d'étirement jusqu'à 10^5 . C'est à dire que des impulsions d'une durée de 100 fs pourront être étirées temporellement jusqu'à 10 ns. L'intensité laser sera par conséquent réduite d'un facteur équivalent au facteur d'étirement. Dans notre cas d'étude, le laser petawatt Pico2000 du LULI, le facteur d'étirement est de 625 ps/nm, ce qui correspond à une dispersion de vitesse de groupe $\phi_2 = 358 \text{ ps}^2$. A l'inverse, un système compresseur d'impulsions introduit de manière générale une dispersion négative ($\phi_2 < 0$). Ainsi pour recomprimer les impulsions étirées du laser petawatt Pico2000, il faudra un système de compression introduisant une dispersion de vitesse de groupe $\phi_2 = -358 \text{ ps}^2$ si l'on néglige la dispersion des milieux amplificateurs. Cette valeur de dispersion de vitesse de groupe va nous guider tout au long de ce premier chapitre dans le choix du système de compression.

Systèmes de compression

Etant situé après les étages d'amplification, un compresseur d'impulsions sera exposé aux plus fortes énergies et aux plus fortes intensités de la chaîne CPA, ce qui est souvent critique pour la tenue au flux laser des composants optiques utilisés. Pour cette raison,

les faisceaux seront de grandes dimensions d'où la grande taille des composants optiques utilisés dans les compresseurs. Il existe un grand nombre de méthodes pour la compression d'impulsions que j'ai choisi de regrouper en trois groupes et de classer par ordre croissant de complexité :

- Les matériaux dispersifs massifs qui utilisent la dispersion de l'indice de réfraction,
- Les systèmes à dispersion angulaire : prismes, réseaux de diffraction et grisms,
- Les systèmes de compression par interférences : interféromètre de Gires-Tournois et miroirs chirpés.

Chacune de ces méthodes présentent des avantages et des inconvénients qu'il est indispensable de connaître pour dimensionner un système de compression en fonction du laser CPA utilisé.

1.2 Compression d'impulsions dans des matériaux dispersifs

Principe

Dans les milieux dispersifs linéaires et homogènes comme les matériaux optiques ou les fibres, la phase spectrale accumulée par l'impulsion laser au cours de la propagation dans le milieu est définie par :

$$\phi^{(\text{mat.})}(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} L \quad (1.6)$$

Où L est la longueur du matériau traversé et $n(\omega)$ l'indice de réfraction défini par les formules de Sellmeier. Pour un milieu peu dispersif ou des impulsions de faible largeur spectrale ($\Delta\lambda \ll \lambda$), nous pouvons utiliser l'équation (1.5) pour définir les coefficients quadratique et cubique de la phase spectrale :

$$\phi_2^{(\text{mat.})} = \frac{\lambda^3 L}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (1.7)$$

$$\phi_3^{(\text{mat.})} = -\frac{\lambda^4 L}{4\pi^2 c^3} \left[3 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right] \quad (1.8)$$

Dans les conditions normales de dispersion³, ces deux termes sont positifs. Ainsi, si l'on veut utiliser les matériaux dispersifs pour la compression d'impulsions laser, il faudra avoir

3. Les conditions normales de dispersion sont valables dans notre cas puisque nous nous intéressons à la dispersion de matériaux optiques courants dans la gamme spectrale du proche infra-rouge.

Matériaux dispersifs	Indice de réfraction	$\phi_2(\text{fs}^2)$	$\phi_3(\text{fs}^3)$
Silice	1.45	1721	4339
CaF ₂	1.43	1763	2099
BK7	1.51	2318	4777
Saphir	1.75	2863	6261
LAK21	1.63	3447	5823
SF10	1.70	10416	9838

TAB. 1.1 – Dispersion quadratique et cubique introduite par la traversée de 10 cm de différents matériaux dispersifs (Silice, CaF₂, BK7, Saphir, LAK21, SF10) à la longueur d’onde $\lambda=1054$ nm.

un système d’étirement avec une dispersion quadratique ϕ_2 et une dispersion cubique ϕ_3 négatives. En guise d’exemple, je donne les valeurs de dispersions quadratique et cubique introduites par une propagation de 10 cm dans plusieurs matériaux dispersifs couramment utilisés (tableau 1.1).

Etat de l’art

La compression d’impulsions millijoules de faible dérive de fréquence a été démontrée avec un compresseur à matériaux dispersifs. Des impulsions étirées à 50 ps ont été comprimées à moins de 10 fs par un compresseur composé de 15 cm de verre SF57 et 10 cm de silice [6]. De même, des impulsions étirées de 20 fs à 20 ps par une paire de réseaux de diffraction ont pu être recomprimées dans 50 cm de verres SF18 et ainsi atteindre une puissance moyenne de 11W à 10 kHz [7].

La compression des impulsions du laser Pico2000 dont la dispersion de vitesse de groupe est de 358 ps² pourrait se faire par une propagation de 3.5 km dans du SF10!!.

1.3 Compression d’impulsions avec des prismes

Principe

Les prismes utilisent la réfraction pour introduire une dispersion angulaire et donc une différence de chemin optique entre les différentes longueurs d’onde d’une impulsion laser. Dans un compresseur d’impulsions composé d’une séquence de deux paires de prismes ou d’une paire de prismes en double passage, la phase spectrale peut s’écrire :

$$\phi^{(\text{prismes})}(\omega) = \frac{\omega}{c} 2l_p \cos \gamma \quad (1.9)$$

où l_p est la distance entre les arêtes de la paire de prismes et γ l’angle entre le rayon réfracté à la fréquence ω et la ligne de jointure des arêtes (figure 1.3). Le calcul de la phase spectrale s’effectue par tracé de rayons en calculant la différence de chemin optique par rapport à la longueur d’onde. Le premier prisme disperse angulairement les différentes

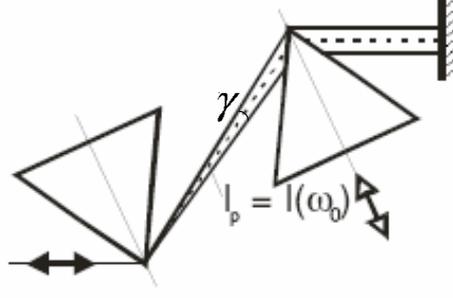


FIG. 1.3 – Paire de prismes en double passage pour la compression d’impulsion à dérive de fréquence. l_p est la distance entre les arêtes de la paire de prisme et γ l’angle entre le rayon réfracté à la fréquence ω et la ligne de jointure des arêtes.

composantes spectrales et le second prisme les recollimate. Une seconde paire de prismes ou un miroir permet de supprimer l’étalement spectral latéral et de comprimer une impulsion à sa durée initiale. Les différents ordres de la phase spectrale d’un compresseur à double paire de prismes [8] :

$$\phi_2^{(\text{prismes})} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 l(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (1.10)$$

$$\phi_3^{(\text{prismes})} = -\frac{\lambda^4}{4\pi^2 c^3} \left(3 \frac{d^2 l(\lambda)}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3 l(\lambda)}{d\lambda^3} \right) \quad (1.11)$$

dont les dérivées seconde et tierce du chemin optique entre la paire de prismes par rapport à la longueur d’onde sont :

$$\frac{d^2 l(\lambda)}{d\lambda^2} = 4 \left[\frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \left(2n - \frac{1}{n^3} \right) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right] l_p \sin \gamma - 8 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 l_p \cos \gamma \quad (1.12)$$

$$\frac{d^3 l(\lambda)}{d\lambda^3} = 4 \frac{d^3 n}{d\lambda^3} l_p \sin \gamma - 24 \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} l_p \cos \gamma \quad (1.13)$$

Dans le cas du minimum de déviation (γ très petit) et avec des prismes satisfaisant la condition de Brewster (minimum de pertes par réflexion), les dispersions du second et troisième ordre peuvent s’approximer par [9] :

$$\phi_2^{(\text{prismes})} \simeq -\frac{4l_p \lambda^3}{\pi c^2} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \quad (1.14)$$

$$\phi_3^{(\text{prismes})} \simeq \frac{6l_p \lambda^4}{\pi^2 c^3} \frac{dn}{d\lambda} \left(\frac{dn}{d\lambda} + \lambda \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right) \quad (1.15)$$

La dispersion angulaire introduite par une paire de prismes permet d’avoir une dispersion

de vitesse de groupe négative et ajustable (en faisant varier l_p). Une dispersion de vitesse de groupe positive est également introduite par la traversée du matériau constituant les prismes :

$$\phi_2^{(\text{mat.})} = \frac{\lambda^3 L}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (1.16)$$

$$\phi_3^{(\text{mat.})} = -\frac{\lambda^4 L}{4\pi^2 c^3} \left[3 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right] \quad (1.17)$$

Cette dispersion peut être ajustée en faisant varier l'épaisseur de matériau traversé par translation du prisme selon son axe de symétrie, ceci sans dévier le faisceau. Ainsi, la dispersion totale engendrée par la traversée d'une séquence de quatre prismes ou d'une paire de prismes en double passage sera la somme des contributions de dispersion angulaire du prisme et dispersion par traversée des matériaux :

$$\phi_2^{(\text{tot.})} \simeq -\frac{4l_p \lambda^3}{\pi c^2} \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 + \frac{\lambda^3 L}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (1.18)$$

$$\phi_3^{(\text{tot.})} \simeq \frac{6l_p \lambda^4}{\pi^2 c^3} \frac{dn}{d\lambda} \left(\frac{dn}{d\lambda} + \lambda \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right) - \frac{\lambda^4 L}{4\pi^2 c^3} \left[3 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right] \quad (1.19)$$

La contribution de la dispersion angulaire est plus importante que la dispersion des matériaux, ce qui fait que la traversée d'une séquence de prismes entraîne un $\phi_2 < 0$ et un $\phi_3 > 0$.

Etat de l'art

Expérimentalement, de nombreuses équipes ont démontré qu'il était possible d'obtenir des impulsions sub-10 fs dans la gamme de puissance crête gigawatt et terawatt, à haute cadence de répétition, par compression dans un système à prismes. La compression d'impulsions de 20 ps jusqu'à une durée limitée par transformée de Fourier de 10 fs a été montrée grâce à un compresseur double-passage avec deux doubles prismes à Brewster ou de faible apex, en silice ou LAK16A espacés de plusieurs mètres [10], [12].

1.4 Compression d'impulsions avec des réseaux de diffraction

Principe

Dans un compresseur d'impulsions à réseaux standards [13], la phase spectrale $\phi(\omega)$ peut s'écrire⁴ :

$$\phi^{(\text{réseaux})}(\omega) = \frac{\omega}{c} G \cos \beta(\omega) \quad (1.20)$$

où G est la distance entre R_1 et R_2 suivant la normale commune aux deux réseaux (figure 1.4), et $\beta(\omega)$ l'angle de diffraction dépendant de la fréquence et qui caractérise la dispersion angulaire du réseau. $\beta(\omega)$ est donné par l'équation des réseaux :

$$\beta(\omega) = \arcsin \left[N \frac{2\pi c}{\omega} - \sin \alpha \right] \quad (1.21)$$

où N est la densité de traits des réseaux et α l'angle d'incidence. Dans le cas d'impulsion laser de faible largeur spectrale ($\Delta\lambda \ll \lambda$), nous pouvons utiliser l'équation (1.5) pour définir les coefficients quadratique et cubique de la phase spectrale pour un compresseur en double passage :

$$\phi_2^{(\text{réseaux})} = -\frac{LN^2\lambda_0^2}{c^2\pi \cos^2 \beta_0} \quad (1.22)$$

$$\phi_3^{(\text{réseaux})} = \frac{3LN^2\lambda_0^4(1 + \sin \alpha \sin \beta_0)}{2c^3\pi^2 \cos^4 \beta_0} \quad (1.23)$$

Où $\beta_0 = \beta(\lambda_0)$ et $L = G / \cos \beta_0$ est la distance de propagation inter-réseaux à la longueur

4. L'origine et le calcul de la phase spectrale introduite par un compresseur à réseaux seront étudiés en détails dans la partie 2.

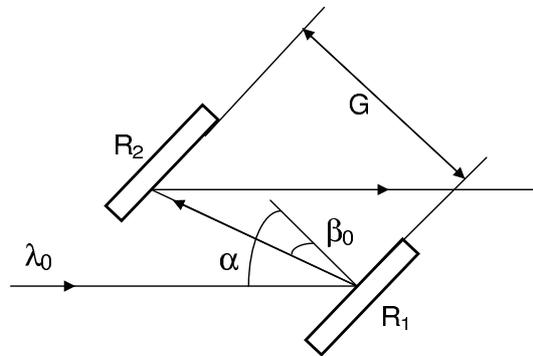


FIG. 1.4 – Schéma d'un compresseur d'impulsion à réseaux de diffraction. G est la distance perpendiculaire entre les réseaux, α l'angle d'incidence et β_0 l'angle diffracté à la longueur d'onde λ_0 .

d'onde centrale λ_0 . En analysant l'équation (1.22), il vient que pour n'importe quelle valeur de N , λ_0 ou β_0 , le terme quadratique de la phase spectrale est toujours négatif, ceci quelque soit l'ordre de diffraction des réseaux. Plus généralement, on peut montrer que la dispersion angulaire introduite par des réseaux est toujours accompagnée d'une dispersion de vitesse de groupe négative $\phi_2 < 0$ [14]. De même, l'équation (1.23) impose que le terme de dispersion cubique de la phase spectrale d'une paire de réseaux standards est toujours positif $\phi_3 > 0$ [15]. Toutefois, l'utilisation de réseaux de diffraction en transmission à pas variable [16],[17] a montré qu'il était possible d'annuler ce terme ($\phi_3 = 0$).

Ce qui veut dire que pour réaliser un système CPA avec des réseaux de diffraction pour la compression, il faudra un système dispersif avec un $\phi_2 > 0$ et un $\phi_3 < 0$ pour l'étirement si l'on veut être à l'accord de phase spectrale jusqu'à l'ordre 3. Ceci a été rendu possible par l'utilisation d'un système optique afocal de grandissement -1 inséré entre une paire de réseaux antiparallèles (étireur à lentilles) ou par l'utilisation d'un triplet de Öffner.

Etat de l'art

Actuellement, ces composants optiques sont fabriqués en grande dimension avec de bonne qualité de surface et une tenue au flux rendant possible la compression d'impulsions énergétiques. La compression d'impulsions en régime petawatt par des réseaux de diffraction de largeur 94 cm a été démontrée [18] de même que la compression d'impulsions à 6 fs par un système de compression hybride : réseaux de diffraction et prismes [8].

1.5 Compression d'impulsions avec des grisms

Principe

Tout d'abord, quelle est l'étymologie du mot *grism*? *Grism* est un néologisme né de la contraction des mots anglais *grating* (qui signifie réseau) et *prism*. C'est donc un système hybride combinant un réseau de diffraction et un prisme. La première génération de grisms était constituée d'un réseau en transmission gravé directement sur une des faces d'un prisme [20] (figure 1.5). La dispersion angulaire introduite par une paire de grisms est

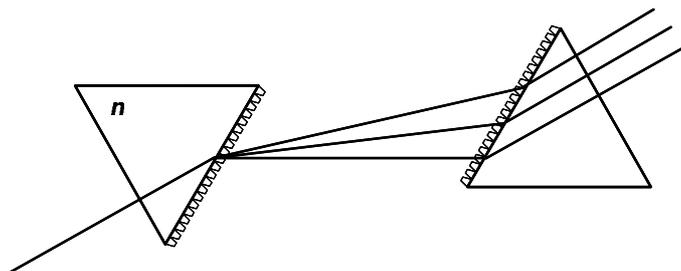


FIG. 1.5 – Schéma d'un compresseur d'impulsion avec une paire de grisms

caractérisée par l'équation des réseaux (1.21) en tenant compte de l'indice de réfraction n des prismes :

$$\beta^{(\text{grism})}(\omega) = \arcsin \left[N \frac{2\pi c}{\omega} - n \sin \alpha \right] \quad (1.24)$$

Etat de l'art

Une première démonstration expérimentale de compression d'impulsions par grisms a permis de valider la technique. Des impulsions à 800 nm, étirées dans 100 mètres de fibre optique, ont ainsi été recomprimées jusqu'à 135 fs grâce à une paire de grisms de densité de traits 600 mm^{-1} [21]. L'efficacité de transmission du système était de 25%. Plus récemment, une nouvelle génération de grisms est apparue utilisant cette fois des réseaux de diffraction en réflexion [22]. Des efficacités de 80-90% pour des grisms fonctionnant aux longueurs d'onde 800 nm et 1030 nm ont été démontrées expérimentalement et sont aujourd'hui commercialisés.

1.6 Compression d'impulsions par interférences : interféromètre de Gires-Tournois et miroirs chirpés

Principe de l'interféromètre de Gires-Tournois

Historiquement, l'interféromètre de Gires-Tournois (GTI) est le premier système optique proposé pour la compression d'impulsions lumineuses [23]. L'interféromètre de Gires-Tournois est un cas particulier d'interféromètre de Fabry-Perot constitué d'un miroir de haute réflectivité (M_1) et d'un miroir de faible réflectivité (M_2) englobant un milieu d'indice n et d'épaisseur d (figure 1.6). La dispersion de vitesse de groupe introduite par ce système est donnée par la relation suivante :

$$\phi_2^{(\text{GTI})} = - \frac{2t_0^2(1-R)\sqrt{R}\sin(\omega t_0)}{(1+R-2\sqrt{R}\cos(\omega t_0))^2} \quad (1.25)$$

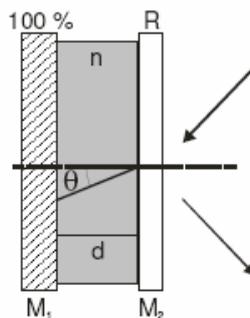


FIG. 1.6 – Interféromètre de Gires-Tournois pour la compression d'impulsions.

où $t_0 = 2nd \cos \theta / c$ est la durée d'un aller-retour dans la cavité Fabry-Perot, θ l'angle du faisceau dans la cavité et R le coefficient de réflectivité en intensité du miroir M_2 . La dispersion de vitesse de groupe peut être continuellement ajustée depuis des valeurs positives jusqu'à des valeurs négatives en inclinant l'interféromètre ou en changeant l'épaisseur de la cavité.

Etat de l'art

La compression d'impulsions de 210 fs jusqu'à la limite de Fourier (115 fs) a été réalisée avec un interféromètre de Gires-Tournois [24]. Le facteur de compression après la traversée de l'interféromètre étant très faible, de multiples réflexions sont nécessaires pour avoir une compression d'au moins un ordre de grandeur.

Principe des miroirs chirpés

Actuellement, un nouveau type de système de compression par interférences est utilisé, il s'agit des miroirs chirpés. Les miroirs multicouches diélectriques classiques de type Bragg, constitués d'une alternance de couches haut et bas indices pour lesquelles l'épaisseur optique est égale à $\lambda/4$, permettent d'avoir une réflexion totale par interférences constructives. Si maintenant, l'épaisseur optique des couches diélectriques est croissante avec la profondeur, les longueurs d'onde *rouge* vont pénétrer plus profondément dans le miroir que les longueurs d'onde *bleu* (figure 1.7). Ainsi, une impulsion à dérive de fréquence subira par réflexion dans le miroir chirpé une dispersion de vitesse de groupe négative et sera recomprimée [25].

Etat de l'art

Ces miroirs étaient à l'origine constitués d'un empilement de plus de 40 couches diélectriques ($\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$) et pouvaient présenter une réflectivité de 99.5% et une dispersion de vitesse de groupe constante d'environ -45 fs^2 sur une gamme de fréquence de 80 THz centrée à 800 nm [26]. Depuis, la technologie des miroirs chirpés s'est améliorée et permet maintenant de produire une dispersion contrôlée des différents ordres : une dispersion de vitesse de groupe constante sur une gamme spectrale de 650 nm à 950 nm, une dispersion

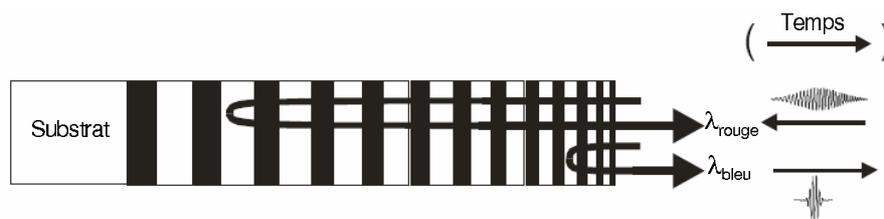


FIG. 1.7 – Schéma d'un miroir simplement chirpé où la profondeur de pénétration dans le miroir est dépendante de la longueur d'onde incidente.

cubique et du 4^{ème} ordre sur une gamme spectrale de 740 nm à 840 nm [27]. Le but étant à terme de pouvoir compenser la dispersion sur une octave optique de l'infra-rouge au visible (>500 nm au voisinage de 800 nm).

1.7 Comparaison des différentes techniques de compression d'impulsions : avantages et inconvénients

Avantages et inconvénients des matériaux dispersifs

L'utilisation de matériaux dispersifs pour la compression d'impulsions permet d'être très peu sensible aux désalignements et d'avoir une très bonne transmission en énergie (90-95%). Toutefois, cette méthode pose un premier problème relatif au faible facteur de compression introduit par la traversée de matériaux dispersifs. De plus, la dispersion cubique positive ainsi que la dispersion d'ordres supérieurs introduites par les matériaux peuvent difficilement être compensées par des systèmes dispersifs simples, ce qui limite le contraste temporel des impulsions recomprimées. La compression par matériaux dispersifs ne peut être appliquée aux systèmes de forte puissance et de forte intensité du fait des effets non-linéaires de propagation lors de la traversée des matériaux (autofocalisation). Ainsi, cette méthode sera surtout utilisée dans des systèmes de faible énergie et de durées d'impulsions ultra-courtes (<30 fs). Dans ce type de système, l'intensité peut être facilement diminuée par agrandissement du faisceau laser, ce qui n'est pas le cas pour des systèmes laser énergétiques.

Avantages et inconvénients des prismes

La technique de compression d'impulsions avec des prismes couplée à des systèmes de compensation adaptative de dispersion permet de contrôler des dispersions du 2^{ème} et 3^{ème} ordre sur une largeur spectrale comprise entre 630 nm et 1030 nm avec une efficacité de transmission supérieure à 80%. Cette technique est donc très bien adaptée pour des systèmes CPA sub-20 fs et de faible énergie à 800 nm ne nécessitant pas de grand facteur de compression (10^3).

En revanche, les prismes sont mal adaptés à la compression d'impulsions à grande dérive de fréquence. En effet, considérons un système de compression par prismes et calculons la dispersion introduite en la comparant avec celle introduite par un système équivalent de compression par réseaux de diffraction (tableau 1.2). Le système de compression par prismes est composé d'une paire de prismes antiparallèles en SF14 à Brewster espacé d'un mètre. L'apex des prismes est de 60° et l'épaisseur traversée de 1 cm. Le système de compression par réseaux de diffraction est composé d'une paire de réseaux parallèles de densité de traits 1740 mm^{-1} espacé d'un mètre et dont l'angle d'incidence est de 60°. La longueur d'onde pour cette application numérique est de 1053 nm. Le tableau 1.2 nous

	$\phi_2(\text{fs}^2)$	$\phi_3(\text{fs}^3)$
Paire de prismes	-2602	-2080
Paire de réseaux	$-1016 \cdot 10^5$	$7930 \cdot 10^5$

TAB. 1.2 – Comparaison de la dispersion quadratique et cubique introduite par une paire de prismes en SF14 espacés d’un mètre et d’apex 60° et par une paire de réseaux de diffraction de densité de traits 1740 mm^{-1} , espacé d’un mètre avec un angle d’incidence de 60° à la longueur d’onde 1053 nm .

montre d’une part que la dispersion introduite par une paire de prismes est négligeable par rapport à la dispersion introduite par une paire de réseaux (facteur 10^5). D’autre part, pour le même encombrement spatial, la paire de prisme est moins dispersive que la propagation dans un verre. Ce type de système sera donc surtout utilisé en multi-passage dans des cavités laser (oscillateurs femtosecondes) pour compenser la dispersion de vitesse de groupe introduite par le milieu amplificateur. Une paire de prisme peut aussi servir à compenser une dispersion cubique résiduelle introduite par une paire de réseaux du fait du signe opposé de la dispersion cubique ($\phi_3^{(\text{prismes})} < 0$ et $\phi_3^{(\text{réseaux})} > 0$).

Avantages et inconvénients des réseaux de diffraction

L’intérêt d’utiliser des réseaux de diffraction pour la compression comme pour l’étirement d’impulsions est tout d’abord leur pouvoir dispersif qui est bien supérieur à toutes les autres techniques, ce qui permet d’atteindre des facteurs d’étirement/compression jusqu’à 10^5 . En effet, comme nous l’avons vu précédemment, une paire de réseaux de densité de traits 1740 mm^{-1} , en double passage, avec un angle d’incidence de 60° et espacés de 1.8 m permet de recomprimer une impulsion à dérive de fréquence étirée à 10 ns jusqu’à 100 fs , soit un facteur de compression de 10^5 . De plus, les grandes dimensions de réseaux autorisent l’utilisation de faisceaux énergétiques de grands diamètres.

Les inconvénients majeurs de ces systèmes sont tout d’abord la grande sensibilité aux désalignements ce qui peut amener des distorsions temporelles et du chromatisme latéral à l’impulsion recomprimée [19] et également les pertes en énergie induites par une efficacité de transmission comprise entre 50% et 70% pour un compresseur à réseaux en double passage.

Avantages et inconvénients des grisms

Les grisms présentent un premier avantage hérité du réseau de diffraction qui le compose. Il s’agit du pouvoir dispersif qui permet d’avoir de grand facteur de compression. Le deuxième avantage, considéré comme le véritable intérêt des grisms, est le contrôle de la dispersion cubique (ϕ_3). Ainsi, si l’on compare la dispersion introduite par une paire de réseaux de densité de traits 800 mm^{-1} avec un angle d’incidence de 74° à la longueur d’onde de 800 nm avec la dispersion introduite par une paire de grisms en BK7 de mêmes caractéristiques, nous trouvons une dispersion cubique positive dans le premier cas (ré-

	$\phi_2(\text{fs}^2)$	$\phi_3(\text{fs}^3)$	$\phi_4(\text{fs}^4)$
Paire de réseaux	$-1.29.10^6$	$1.27.10^6$	$-2.14.10^6$
Paire de grisms	$-3.4.10^6$	$-2.26.10^6$	-7.10^6

TAB. 1.3 – Comparaison de la dispersion quadratique et cubique introduite par une paire de grisms en BK7 de densité de traits 800 mm^{-1} avec un angle d’incidence de 74° à la longueur d’onde 800 nm et par une paire de réseaux de diffraction de mêmes caractéristiques.

seaux) et négative dans le second (grisms) (tableau 1.3) [21]. La dispersion introduite par le matériau du grism n’est pas prise en compte ici. Il est à noter que la dispersion d’ordre 4 des réseaux de diffraction et des grisms est toujours négative. L’intérêt des grisms est donc de pouvoir générer une dispersion cubique négative, à la condition que l’ordre 0 de diffraction subisse une réflexion totale interne, et ainsi compenser la dispersion cubique positive introduite par des matériaux optiques.

Un premier inconvénient des grisms était, pour la première génération, une faible efficacité. Ce problème est maintenant résolu avec l’utilisation de réseaux en réflexion similaires à ceux utilisés pour la compression d’impulsions. Le deuxième inconvénient vient de la limitation en énergie en entrée de ces systèmes du fait des effets non-linéaires similaires à la traversée de matériaux optiques. En effet, après la diffraction sur le réseau, l’impulsion est complètement recomprimée et doit encore traverser une épaisseur de matériau du prisme avant de sortir du grism.

Avantages et inconvénients des miroirs chirpés

Les miroirs chirpés présentent comme avantage majeur de pouvoir contrôler la dispersion sur une grande bande spectrale, ce qui les rend très utiles et très utilisés dans des systèmes CPA de durée d’impulsions sub-30 fs. L’inconvénient majeur de cette méthode de compression vient de la faible dispersion de délai de groupe introduite par les miroirs chirpés ($\phi_2 \sim 50\text{-}100 \text{ fs}^2$), ce qui nécessite plusieurs dizaines de réflexions pour compenser la dispersion de seulement quelques centimètres de matériaux. Ce n’est donc pas adapté pour la compression d’impulsions laser présentant une très grande dérive de fréquence. De plus, la fabrication de miroirs chirpés en grande dimension reste limitée.

En conclusion de ce premier chapitre, nous pouvons dire que si toutes ces méthodes de compression d'impulsions existent c'est qu'aucune d'elle n'apporte de solution universelle. Le choix de l'une ou l'autre dépendra surtout des paramètres du système CPA utilisés : dérive de fréquence, énergie, taille de faisceau, durée d'impulsion, longueur d'onde. Pour le système laser petawatt Pico2000, seuls les réseaux de diffraction peuvent permettre la compression des impulsions d'un facteur 10^5 jusqu'à une durée d'impulsion sub-picoseconde. Pour résumer cette étude sur les différentes méthodes de compression d'impulsions, le tableau 1.4 compare les différentes méthodes de compression d'impulsions avec les différents avantages et inconvénients de chacune d'elles :

	Mat.	Prismes	Réseaux	Grisms	Miroirs chirpés
ϕ_2	> 0	< 0	< 0	< 0	< 0 ou ≥ 0
ϕ_3	> 0	< 0	> 0	< 0 ou ≥ 0	< 0 ou ≥ 0
Pouvoir dispersif	-	-	+	+	-
Forte énergie	-	-	+	-	-
Bande spectrale	+	+	-	+	+
Grande dimension	+	-	+	-	-
Efficacité transmission	+	+	-	-	+

TAB. 1.4 – Tableau récapitulatif des avantages et inconvénients des différentes méthodes de compression d'impulsions : matériaux dispersifs, prismes, réseaux de diffraction, grisms et miroirs chirpés.

Ainsi, les méthodes de compression par des matériaux dispersifs, des miroirs chirpés ou des prismes sont surtout utilisées dans des systèmes laser de faible énergie et pour des durées d'impulsions très courtes (< 30 fs). La méthode de compression par grisms est encore émergente mais est néanmoins prometteuse pour la compression d'impulsions extrêmement courtes. La méthode de compression par réseaux de diffraction est aujourd'hui la méthode dominante pour les systèmes laser de haute énergie, haute intensité ou dans des systèmes basse énergie, haute cadence ne nécessitant pas des durées d'impulsions très courtes.

Chapitre 2

Les différentes technologies de réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions

Aujourd'hui, la grande majorité des systèmes CPA utilisent des réseaux de diffraction pour la compression des impulsions. Les réseaux de diffraction sont les composants optiques les plus critiques des systèmes CPA. En effet, les réseaux de diffraction doivent répondre aux exigences suivantes :

- Une très bonne qualité de surface d'onde pour éviter d'introduire des aberrations sur le faisceau diffracté,
- Une très bonne tenue au flux laser avec une faible absorption de l'énergie par le réseau. Dans le compresseur d'impulsions, ces composants sont exposés aux plus fortes énergies et intensités présentes dans le laser,
- Une efficacité de diffraction élevée et uniforme sur une large bande spectrale pour éviter les pertes d'énergie et la coupure spectrale,
- Pouvoir être fabriqués dans de grandes dimensions.

Dans ce chapitre, je présenterai les différentes technologies de réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions en commençant par la technologie la plus ancienne, les réseaux gravés. Puis je détaillerai la technologie qui, aujourd'hui, est la plus répandue, celle des réseaux holographiques métalliques puis je finirai par une technologie émergente, celle des réseaux volumiques dans des matériaux photoinscriptibles. L'autre technologie émergente de réseaux de diffraction, celle des réseaux à multicouches diélectriques, thème principal de cette partie, sera étudiée dans les deux prochains chapitres.

2.1 Les réseaux de diffraction gravés

2.1.1 Principe et fabrication des réseaux gravés

Les premiers réseaux de diffraction fabriqués de manière industrielle ont été réalisés par une machine à graver munie d'une pointe en diamant. La première machine à graver a été mise au point par Rowland à la fin du 19^{ème} siècle. Cette technologie de fabrication, la plus ancienne de toute, est aujourd'hui surtout utilisée pour les réseaux de diffraction utilisés dans les instruments de spectroscopie.

Le procédé de fabrication d'une matrice de réseau gravé consiste tout d'abord à choisir un type de substrats (BK7, Pyrex, silice, ZeroDur). Les substrats, polis à $\lambda/10$, sont ensuite recouverts d'une couche métallique réfléchissante (Aluminium ou Or le plus souvent). Une pointe en diamant est utilisée pour réaliser la gravure mécanique par déplacement à la surface du substrat métallisé. Les traits parallèles et périodiques du réseau sont donc inscrits mécaniquement, trait après trait, par la pointe en diamant. Par conséquent, le procédé de fabrication est très lent et peut durer de plusieurs heures à plusieurs semaines selon la dimension du réseau. Les matrices de réseaux gravés constituent des originaux que l'on peut ensuite répliquer en grand nombre par des techniques de pressage à chaud, moulage par injection ou coulée. Les réseaux obtenus par réplification présentent des performances proches des matrices en terme d'efficacité de diffraction et de qualité de surface d'onde.

2.1.2 Etat de l'art des réseaux gravés

Les réseaux de diffraction gravés sont aujourd'hui proposés avec les caractéristiques suivantes :

- Une densité de traits comprise entre 20 et 3600 traits/mm,
- Avec un traitement Aluminium, Or ou Aluminium+MgF₂,
- En réflexion,
- Plan ou concave,
- Blazés pour avoir une efficacité de diffraction élevée pour des longueurs d'onde particulières,
- Avec des dimensions allant jusqu'à 120×140 mm².

2.1.3 Avantages et inconvénients des réseaux gravés

Les réseaux gravés présentent comme avantages d'avoir une très bonne efficacité de diffraction sur certaines gammes spectrales (surtout UV) et de permettre des profondeurs de traits importantes (plusieurs microns). L'inscription mécanique du motif périodique des réseaux limite cependant la densité de traits à ~ 3600 traits/mm. D'autre part, ces réseaux présentent des problèmes de diffusion et d'ordres de diffraction parasites (fantômes) dus aux défauts de gravure aléatoires ou périodiques. Cet inconvénient majeur rend les réseaux gravés incompatibles avec la compression d'impulsions. De plus, la dimension des réseaux

est limitée par les capacités de la machine à graver.

2.2 Les réseaux de diffraction holographiques métalliques

Les réseaux de diffraction holographiques métalliques de qualité spectroscopique ont commencé à être fabriqués pour la première fois en France par A. Labeyrie et J. Flamand en 1967 [28]. A la différence des réseaux gravés, le motif périodique des réseaux holographiques est créé de manière optique et instantanée (par holographie), ce qui permet de s'affranchir des problèmes de diffusion et de répétabilité du profil du réseau. Aujourd'hui, la technologie de réseaux de diffraction holographiques métalliques est la plus répandue pour les réseaux des compresseurs d'impulsions. Ces réseaux sont utilisés aussi bien pour l'étirement que pour la compression d'impulsions, à 800 nm ou à 1053 nm.

2.2.1 Fabrication des réseaux holographiques métalliques

La fabrication des réseaux holographiques métalliques se déroulent en plusieurs étapes. Tout d'abord, une résine photosensible d'épaisseur équivalente à la profondeur des traits est appliquée sur un substrat. Ensuite, une étape d'enregistrement holographique, où la résine est exposée à un système de franges d'interférence créé par deux faisceaux laser dans l'UV ou le bleu (gamme spectrale adaptée à la sensibilité de la résine photosensible) puis de développement, permet d'obtenir le profil du réseau. Pour finir, une couche métallique réfléchissante (Or, Argent ou Aluminium) est déposée par canon à électrons. Le dépôt d'une couche d'Or ou d'Argent optimise la réflectivité du réseau dans le visible et le proche infra-rouge alors le dépôt d'une couche d'Aluminium optimise la réflectivité dans l'UV. La technique holographique utilisant l'interférence de deux faisceaux laser sur un matériau photosensible permet de réaliser aussi bien des réseaux de surface en transmission ou en réflexion que des réseaux de phase en volume.

La période des traits du réseau d est définie par la longueur d'onde du laser utilisée pour l'enregistrement λ_e , l'angle d'incidence des faisceaux θ_e et l'angle entre la normale au réseau et la bissectrice de l'angle des faisceaux ϕ [29] (figure 2.1) :

$$d = \frac{\lambda_e}{2 \sin \theta_e \cos \phi} \quad (2.1)$$

Application numérique

Un réseau de diffraction de période $d=0.575 \mu\text{m}$ (densité de traits de 1740 mm^{-1}) peut être réalisé en utilisant un faisceau laser Argon ($\lambda_e=488 \text{ nm}$) pour un enregistrement en incidence normale ($\phi=0^\circ$) avec des faisceaux incidents à 25° (θ_e). L'équation 2.1 nous

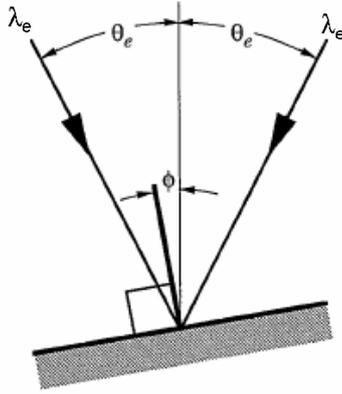


FIG. 2.1 – Enregistrement holographique d’un réseau de diffraction. Le matériau photosensible est exposé au système de franges d’interférence généré par deux faisceaux laser de longueur d’onde λ_e et d’angle d’incidence θ_e .

montre l’intérêt d’utiliser des lasers de courtes longueurs d’onde de manière à pouvoir réaliser des réseaux de faible période et donc plus dispersifs.

2.2.2 Choix de la polarisation de l’onde incidente

Le choix de la polarisation de fonctionnement des réseaux se fait en comparant les valeurs d’efficacité de diffraction dans l’ordre -1 en fonction des paramètres du réseau pour des polarisations incidentes TE et TM et pour une densité de traits et une longueur d’onde données.

Dans le cas d’une polarisation TE (champ électrique parallèle aux traits du réseau), d’une densité de traits de 1800 mm^{-1} et d’une longueur d’onde de 830 nm , le maximum d’efficacité de diffraction se produit pour des traits plus profonds qu’en polarisation TM (champ électrique orthogonal aux traits du réseau), ce qui complique la fabrication des réseaux (figure 2.2) [30]. En effet, le maximum d’efficacité dans l’ordre -1 de diffraction apparaît pour une profondeur de traits de $\sim 0.2 \mu\text{m}$ en polarisation TM alors qu’il est de $\sim 0.4 \mu\text{m}$ en polarisation TE. De plus, l’efficacité varie fortement avec le rapport de forme (rapport entre la largeur d’un trait et la période du réseau) du réseau dans le cas d’une polarisation TE. Pour une profondeur de traits optimisée ($\sim 0.2 \mu\text{m}$), l’efficacité est quasiment constante pour un rapport de forme entre 0.3 et 0.7 en polarisation TM, alors qu’elle n’est constante qu’entre 0.1 et 0.2 pour une polarisation TE. Cette étude, réalisée pour d’autres densités de traits et d’autres longueurs d’onde, a conduit à utiliser les réseaux holographiques métalliques avec des faisceaux laser de polarisation TM.

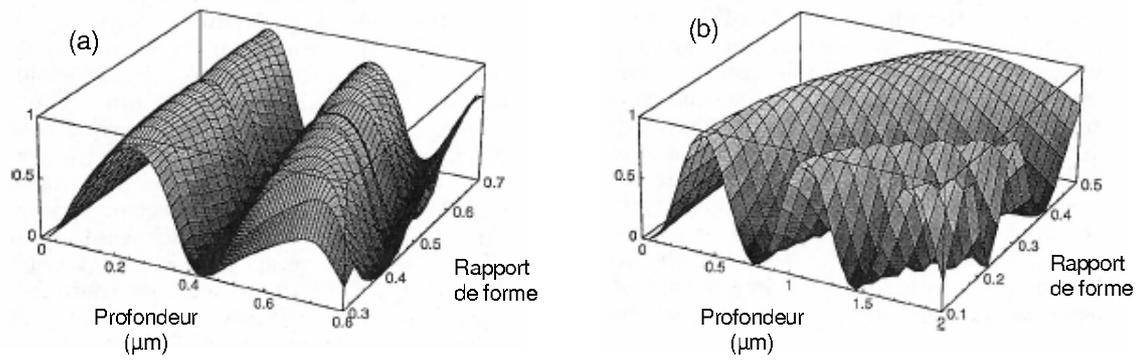


FIG. 2.2 – Efficacité de diffraction théorique (ordre -1 de diffraction à Littrow) de réseaux Or en fonction de la profondeur des traits et du rapport de forme pour la polarisation TM (a) et TE (b). La densité de traits est de 1800 mm^{-1} et la longueur d'onde centrale de 830 nm [30].

2.2.3 Choix de la densité de traits des réseaux

La densité de traits des réseaux est fixée par la relation suivante, reprise de l'équation 2.1 [29] :

$$N = \frac{1}{d} = \frac{2 \sin \theta_e \cos \phi}{\lambda_e} \quad (2.2)$$

La grande versatilité de la technique holographique permet donc de produire théoriquement n'importe quelles densités de traits. Pourquoi alors certaines densités de traits sont récurrentes et sont devenus des standards pour les réseaux de diffraction destinés à la compression d'impulsions ?

Pourquoi une densité de traits de 1480 mm^{-1} ?

Les premières générations de réseaux de diffraction holographiques métalliques pour la compression d'impulsions avaient une densité de traits de 1200 ou de 2000 mm^{-1} . Des études menées ensuite par le Lawrence Livermore National Laboratory (LLNL - Etats-Unis) ont porté sur le développement de réseaux holographiques à traitement Or pour la compression des impulsions dans le proche infra-rouge avec une unique densité de traits. Cette densité de traits permettrait de couvrir les longueurs d'onde des systèmes CPA existant de l'époque (Ti :Sa, Cr :LiSAF, Nd :verre). Ces réseaux de diffraction présentaient des efficacités de diffraction $>91\%$ pour des longueurs d'onde entre 800 nm et 1100 nm avec une valeur maximum de 93% à 1053 nm [30]. Ils avaient une densité de traits de 1480 mm^{-1} , fonctionnaient en polarisation TM avec des angles proches de l'angle de Littrow¹.

1. L'angle de Littrow pour un ordre de diffraction réfléchi est un angle d'incidence particulier correspondant à une autocollimation, c'est à dire que l'angle diffracté sera égal à l'angle d'incidence. Dans le cas de l'ordre de diffraction -1 en réflexion utilisé dans les compresseurs d'impulsions, l'équation des réseaux nous donne : $2 \sin \alpha_{\text{Littrow}} = N\lambda$, soit $\alpha_{\text{Littrow}} = \arcsin(N\lambda/2)$

Ils ont permis la compression d'impulsions de systèmes laser Ti :Sa à 800 nm, Cr :LiSAF à 825 nm et Nd :verre à 1053 nm [31].

Le choix de la densité de traits 1480 mm^{-1} des réseaux s'est fait en fonction des résultats d'optimisation de l'efficacité de diffraction. Des calculs numériques ont ainsi permis de montrer que pour des réseaux Or fonctionnant en polarisation TM avec un angle d'incidence α proche de l'angle de Littrow, la profondeur optimale des traits du réseau h_{optimale} peut s'approximer par :

$$h_{\text{optimale}} \simeq C \lambda \cos \alpha \quad (2.3)$$

où $C = 0.4$ pour un profil sinusoïdal, et λ la longueur d'onde. Il existe également une interdépendance entre α , λ et la densité de traits du réseau N à travers l'équation des réseaux dans la condition de Littrow :

$$\alpha \simeq \arcsin \left(\frac{N\lambda}{2} \right) \quad (2.4)$$

Si maintenant, nous différencions l'équation (2.3) par rapport à λ en utilisant l'équation (2.4), nous trouvons une valeur nulle de la dérivée pour une densité de traits $N \simeq \sqrt{2}/\lambda$. Ce qui veut dire que l'efficacité de diffraction sera moins sensible aux variations de la longueur d'onde si la densité de trait est telle que $N \simeq \sqrt{2}/\lambda$. L'objectif initial étant de fabriquer des réseaux fonctionnant aussi bien à 825 nm (Cr :LiSAF) qu'à 1053 nm (Nd :verre), un compromis de densité de traits à 1480 mm^{-1} a été trouvé, ce qui correspond à une longueur d'onde optimum de $\lambda \simeq \sqrt{2}/N = 954 \text{ nm}$ à peu près à mi-chemin entre 825 nm et 1053 nm.

2.2.4 Choix de l'angle d'incidence

L'angle d'incidence des réseaux est essentiellement conditionné par l'efficacité de diffraction. En effet, l'optimisation des réseaux de diffraction holographiques métalliques pour la compression d'impulsions se fait pour des angles d'incidence proches de l'angle de Littrow. L'angle de Littrow d'un ordre de diffraction réfléchi est défini comme étant l'angle d'autocollimation, c'est à dire que l'angle d'incidence est égal à l'angle de diffraction. Autour de cette valeur référence, l'efficacité du réseau est maximale puis s'effondre brutalement lorsque l'on s'écarte trop de l'angle de Littrow (figure 2.3). Dans le cas d'un réseau de densité de traits 1200 mm^{-1} , à la longueur d'onde 800 nm, l'angle de Littrow est $\alpha_{\text{Littrow}} = 28.7^\circ$. L'efficacité de diffraction théorique sera supérieure à 90% seulement pour des angles d'incidence compris entre 18° et 38° soit $\alpha_{\text{Littrow}} \pm 10^\circ$. Dans le cas d'un réseau de densité 1740 mm^{-1} , l'angle de Littrow à la longueur d'onde 800 nm est de 44.1° . La plage d'efficacité est plus large et s'étend de 28° à 66° . En considérant cette plage

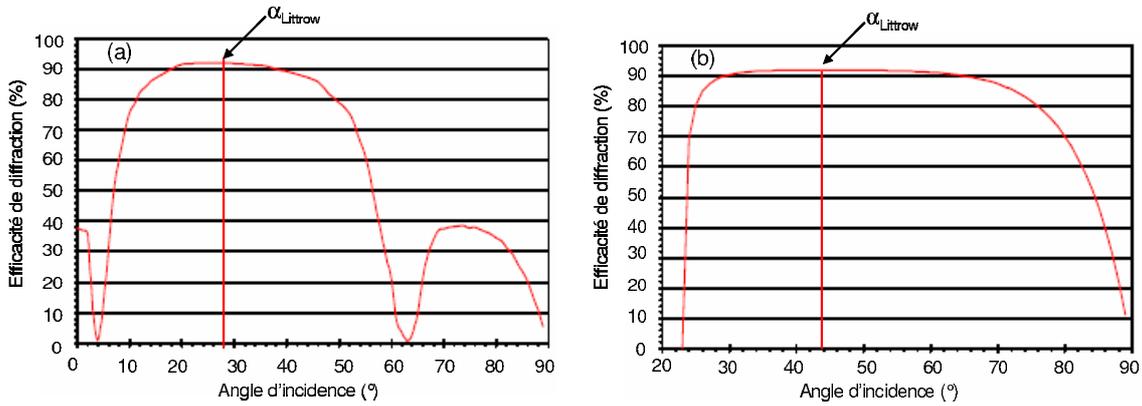


FIG. 2.3 – Efficacité de diffraction théorique (ordre -1 de diffraction) de réseaux Or à la longueur d’onde de 800 nm en fonction de l’angle d’incidence pour des densités de traits de 1200 mm^{-1} (a) et 1740 mm^{-1} (b).

angulaire d’efficacité, le choix de l’angle d’incidence se fera finalement en fonction du dimensionnement global du compresseur (dérive de fréquence, distance entre les réseaux, longueur d’onde).

2.2.5 Performances et limitations des réseaux holographiques métalliques

La qualité de surface d’onde est typiquement de $\lambda/4$ (pic à vallée) et de $\lambda/20$ (RMS), ce qui n’entraîne que de faibles aberrations sur le front d’onde diffracté. Actuellement, la plus grande dimension de réseaux de diffraction holographiques métalliques est de 94 cm et est fabriqué par le LLNL. Ces réseaux ont permis la compression d’impulsions dans le régime petawatt [18]. Néanmoins, l’efficacité de diffraction d’un réseau métallique est de l’ordre de 90% sur une bande spectrale très large dans le proche infra-rouge. L’efficacité de transmission d’un compresseur double-passage à réseaux ne pourra donc excéder 65% du fait des quatre réflexions sur les réseaux. Mais surtout, les réseaux métalliques présentent une tenue au flux laser faible, de l’ordre de 0.25 J/cm^2 en fluence surfacique ce qui va limiter intrinsèquement l’énergie délivrable par le laser. Les performances des réseaux métalliques en terme d’efficacité de diffraction et de tenue au flux laser les rendent difficilement utilisables dans des systèmes laser énergétiques de classe petawatt.

2.3 Les réseaux de diffraction volumiques dans des matériaux photoinscriptibles

2.3.1 Principe et fabrication des réseaux volumiques

Le principe des réseaux de diffraction volumiques consiste à créer holographiquement une modulation périodique d’indice dans un matériau photoinscriptible pour former un

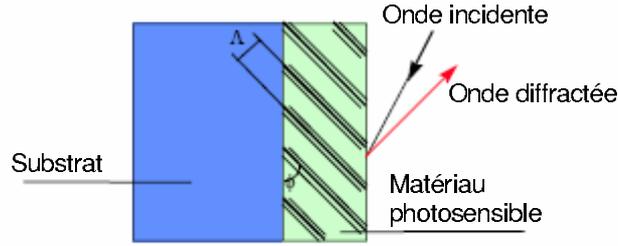


FIG. 2.4 – Réseau de diffraction volumique dans un matériau photosensible pour la compression d’impulsions. La densité de traits N du réseaux est donnée par $N = \sin \phi / \Lambda$.

réseau de Bragg [32]. L’efficacité de diffraction des réseaux volumiques peut atteindre théoriquement 100% si la modulation d’indice est parfaitement sinusoïdale. Pour cela, un enregistrement holographique crée une modulation d’indice Δn (de l’ordre de 0.04) de période Λ dans un matériau photoinscriptible avec un angle d’incidence ϕ (figure 2.4). La condition de Bragg permet de déterminer les angles d’incidence α et de diffraction β à travers l’équation des réseaux :

$$\sin \alpha + \sin \beta = \frac{\lambda \sin \phi}{\Lambda} \quad (2.5)$$

L’efficacité totale du réseau, définie comme le produit du coefficient de transmission de Fresnel à l’interface air-matériau photosensible et de l’efficacité de diffraction de l’hologramme, sera limitée par les pertes en réflexion à l’interface air-matériau.

2.3.2 Performances et limitations des réseaux volumiques

Cette technologie innovante de réseaux de diffraction a tout d’abord été étudiée par P. Tournois *et al* pour des applications d’étirement-compression d’impulsions laser [33]. Cette technologie a été également étudiée durant le contrat européen RTD *Gratings for Ultra-Bright Lasers* [34]. Le but de ce contrat était de faire émerger de nouvelles technologies de réseaux de diffraction pour la compression d’impulsions ayant des efficacités de diffraction et des tenues au flux supérieures aux réseaux Or.

Expérimentalement, des efficacités de diffraction de l’ordre de 94% ont pu être atteintes sur de petits échantillons mais pas sur de grandes dimensions de réseaux. De plus, l’efficacité de diffraction de ces réseaux présente une très grande sensibilité angulaire. Ainsi, des mesures de transmission en énergie sur un compresseur d’impulsions double passage à réseaux volumiques n’ont pas dépassé 40% [35]. En terme de tenue au flux laser, les réseaux volumiques dans des photopolymères ont montré une amélioration d’un facteur 1.7 pour de petits échantillons et seulement 1.1 pour des grands réseaux ($120 \times 140 \text{ mm}^2$) par rapport aux réseaux Or. Les réseaux volumiques photoinscrits ne permettent pas encore

une utilisation pour la compression d'impulsions énergétiques avec une bonne efficacité.

En conclusion de ce chapitre relatif aux différentes technologies de réseaux, il a été clairement montré que les réseaux holographiques métalliques sont aujourd'hui la seule technologie mature technologiquement et qui présente d'assez bonnes performances pour la compression d'impulsions. Les réseaux gravés ne sont plus utilisés que pour la spectroscopie et les réseaux volumiques inscrits dans des matériaux photosensibles restent encore à l'état de démonstration académique. Toutefois, les performances des réseaux holographiques métalliques restent encore insuffisantes pour les systèmes laser CPA de forte énergie dans le régime petawatt, essentiellement du fait de la tenue au flux laser. Une nouvelle technologie de réseaux de diffraction, celle des réseaux à multicouches diélectriques, est récemment apparue. Les réseaux à multicouches diélectriques, que je vais étudier dans la suite de cette première partie, se présente comme les successeurs directs des réseaux holographiques métalliques.

Chapitre 3

Modélisation théorique des réseaux à multicouches diélectriques (MLD) : du miroir au réseau de diffraction

Les réseaux de diffraction à multicouches diélectriques (MLD) sont apparus comme les successeurs directs des réseaux métalliques [36]. Ces réseaux sont constitués d'une structure réfléchive sous la forme d'un empilement de couches minces diélectriques et d'une structure diffractive grâce à la gravure d'un motif périodique dans la dernière couche diélectrique. Le grand intérêt des réseaux MLD est que l'efficacité de diffraction peut atteindre théoriquement 100% avec une tenue au flux bien supérieure à celle des réseaux métalliques.

Ce chapitre portera tout d'abord sur une étude des différents matériaux diélectriques pouvant être utilisés pour les réseaux de diffraction MLD. Ensuite, j'aborderai le calcul de la réflectivité d'un empilement de couches minces diélectriques. A partir de l'empilement diélectrique, je définirai le profil de trait d'un réseau MLD suivi des étapes de calculs théoriques de l'efficacité de diffraction, de l'augmentation du champ électrique dans le réseau et de l'acceptance spectrale. A partir de cette analyse théorique, je détaillerai la procédure d'optimisation des paramètres du réseau pour la maximisation de l'efficacité de diffraction et de la tenue au flux laser. En enfin, après la définition complète du réseau, je détaillerai les différentes techniques et étapes de fabrication des réseaux à multicouches diélectriques.

3.1 Choix des matériaux diélectriques

Les réseaux de diffraction à multicouches diélectriques sont constitués d'une structure réfléchive et d'une structure diffractive. La structure réfléchive correspond à un empilement alterné de couches minces diélectriques de bas et haut indices jouant le rôle de miroir. La définition du miroir diélectrique passe tout d'abord par le choix des matériaux diélec-

triques qui vont le constituer. Ce choix est basé sur plusieurs critères. Tout d’abord, il faut maximiser le rapport entre l’indice de réfraction du matériau diélectrique haut indice n_H et l’indice de réfraction du matériau diélectrique bas indice n_B (n_H/n_B), ceci pour avoir une réflectivité maximum avec un minimum de couches diélectriques. Le choix des matériaux diélectriques doit également prendre en compte des considérations de fabrication des réseaux, en particulier de la gravure de la couche supérieure. D’autre part, il est nécessaire d’avoir un seuil de dommage laser le plus élevé possible. Nous verrons que c’est surtout cette condition qui a imposé le choix des matériaux diélectriques.

Un grand nombre de matériaux diélectriques peuvent être utilisés pour la constitution d’un miroir à couches minces diélectriques. Il s’agit essentiellement d’oxydes minéraux ou de fluorides. Le tableau 3.1 présente différentes combinaisons de matériaux diélectriques utilisés pour la fabrication de réseaux de diffraction.

	n_H/n_B	Efficacité	Références
ZnS/ThF ₄	2.35/1.52	96%	LLNL [36]
ZnS/Na ₃ AlF ₆	2.35/1.35	70%	OSC [37]
Nb ₂ O ₅ /SiO ₂	2.37/1.45	97%	IOQ-FSU [38]
Ta ₂ O ₅ /Al ₂ O ₃	2.06/1.76	95%	LLNL [39]
HfO ₂ /SiO ₂	1.99/1.45	97%	LLNL [40], HJY [41]
Ta ₂ O ₅ /SiO ₂	2.06/1.45	99%	LTSI [42]

TAB. 3.1 – Matériaux diélectriques utilisés pour la fabrication de réseaux de diffraction MLD avec leurs indices de réfraction et leurs efficacités de diffraction.

Les différents empilements de matériaux diélectriques haut et bas indices présentés ici ont presque tous donnés de très bons résultats en terme d’efficacité de diffraction avec des valeurs maximum de 99%. Le critère de choix s’est donc porté sur la tenue au flux laser des empilements diélectriques seuls (miroir) et avec une structure périodique (réseau). L’empilement diélectrique qui a donné les meilleures tenues au flux laser à 1053 nm est le HfO₂/SiO₂ dont la couche supérieure de bas indice SiO₂ est gravée [34], [32] (Tableau 3.2).

Diélectrique couche supérieure	Indice	Tenue au flux (J/cm ²)
HfO ₂	1.99	1.4
SiO ₂	1.45	2.7

TAB. 3.2 – Comparaison des mesures de fluences de dommage en section droite d’un réseau gravé dans une couche de HfO₂ et d’un réseau gravé dans une couche de SiO₂. Les mesures ont été réalisées dans les mêmes conditions expérimentales : durée d’impulsion de 300 fs, longueur d’onde de 1053 nm, angle d’incidence de 72.5°, diamètre de faisceau de 200 μ m et en mesure mono-coup. Un facteur ~ 2 est relevé entre les types de matériaux diélectriques, à l’avantage du matériau de bas indice SiO₂.

En effet, la tenue au flux laser est, en premier lieu, liée à la largeur de la bande interdite

des matériaux diélectriques. La silice, dont la bande interdite de 9 eV est parmi les plus élevées, est par conséquent un excellent candidat en terme de tenue au flux laser. C'est de plus un matériau dont les procédés de dépôt et de gravure sont très bien connus et qui est couramment utilisé en optique.

Aujourd'hui, les deux grands fabricants de réseaux MLD (Horiba Jobin Yvon et LLNL) utilisent des empilements diélectriques $\text{HfO}_2/\text{SiO}_2$ pour la fabrication de réseaux de diffraction à 1053 nm.

3.2 Réflectivité d'un empilement de couches minces diélectriques

Le problème posé ici est de savoir comment réfléchir la totalité de la lumière avec des matériaux transparents diélectriques. A l'inverse des matériaux métalliques où la réflexion se fait par conductivité, la réflexion dans des matériaux diélectriques va se faire par interférences. Un empilement de couches minces diélectriques, assimilé à un milieu stratifié périodique, peut être utilisé pour obtenir la condition de réflexion totale. Il s'agit d'additionner en phase les réflexions successives obtenues dans l'empilement. Celui-ci se compose d'une alternance de matériaux diélectriques de bas indice n_2 et de haut indice n_3 d'épaisseurs respectives h_2 et h_3 placés entre deux milieux homogènes d'indices n_1 (air) et n_{sub} (substrat de verre) comme le montre la figure 3.1.

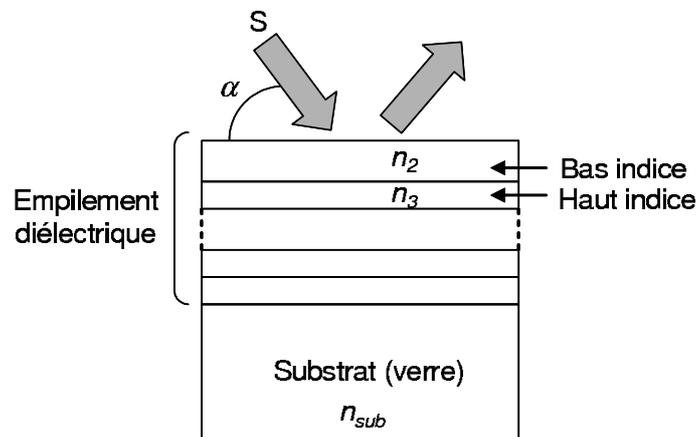


FIG. 3.1 – Structure d'un empilement de couches minces diélectriques sur un substrat de verre.

3.2.1 Calcul de la réflectivité d'un empilement diélectrique

Le formalisme des matrices caractéristiques [43] permet d'écrire la matrice caractéristique d'une paire de couches minces diélectriques :

$$\mathbf{M}_2(\mathbf{h}) = \begin{pmatrix} \cos \beta_2 \cos \beta_3 - \frac{p_3}{p_2} \sin \beta_2 \sin \beta_3 & -\frac{i}{p_3} \cos \beta_2 \sin \beta_3 - \frac{i}{p_2} \sin \beta_2 \cos \beta_3 \\ -ip_2 \sin \beta_2 \cos \beta_3 - ip_3 \cos \beta_2 \sin \beta_3 & \cos \beta_2 \cos \beta_3 - \frac{p_3}{p_2} \sin \beta_2 \sin \beta_3 \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

où $\beta_2 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 h_2 \cos \theta_2$; $\beta_3 = \frac{2\pi}{\lambda} n_3 h_3 \cos \theta_3$; $p_2 = n_2 \cos \theta_2$; $p_3 = n_3 \cos \theta_3$. L'angle d'incidence θ_1 permet de connaître les angles θ_2 et θ_3 par la loi de Snell-Descartes. La matrice caractéristique de l'ensemble des N paires de couches s'obtient par le produit des N matrices composant l'empilement de couches diélectriques :

$$\mathbf{M}_{2N}(\mathbf{N}\mathbf{h}) = [\mathbf{M}_2(\mathbf{h})]^N = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

La réflectivité de l'empilement de couches diélectriques est donnée par la relation suivante :

$$R_{2N} = \left| \frac{(M_{11} + M_{12}p_1) - (M_{21} + M_{22}p_1)}{(M_{11} + M_{12}p_{\text{sub}}) + (M_{21} + M_{22}p_{\text{sub}})} \right|^2 \quad (3.3)$$

où $p_1 = n_1 \cos \theta_1$ pour le milieu d'entrée (air) et $p_{\text{sub}} = n_{\text{sub}} \cos \theta_{\text{sub}}$ pour le milieu de sortie (substrat de verre).

A partir de l'équation (3.3), nous pouvons calculer la réflectivité d'un empilement de couches diélectriques en fonction du nombre de couches. Pour cela, nous considérons un empilement de couches SiO₂/HfO₂ avec un angle d'incidence de 67.5° et une longueur d'onde de 1053 nm, ce qui correspond à l'empilement diélectrique utilisé pour les réseaux de diffraction du laser Pico2000. Les indices de réfraction des différents milieux à 1053 nm sont : $n_1=1$ (air), $n_2=1.456$ (SiO₂), $n_3=1.993$ (HfO₂) et $n_{\text{sub}}=1.5$ (verre).

Il est important de noter que l'empilement de couches diélectriques doit être optimisé pour réfléchir les ordres 0 et -1 en transmission du futur réseau. C'est pourquoi, l'angle d'optimisation sera l'angle médian entre l'ordre 0 et l'ordre -1. Sachant que pour les réseaux du laser Pico2000, l'angle d'incidence est $\alpha=60^\circ$ et l'angle de diffraction à la longueur d'onde centrale $\beta_0=75^\circ$, nous avons un angle d'optimisation de 67.5° ($=\frac{\alpha+\beta_0}{2}$), ce qui est quasiment l'angle de Littrow : $\alpha_{\text{Littrow}} = \arcsin\left(\frac{N\lambda}{2}\right)=66.4^\circ$.

D'après ce calcul de réflectivité, nous voyons, d'une part, que pour un nombre de couches diélectriques fixé, la réflectivité augmente avec le rapport n_2/n_3 . D'autre part, pour un rapport n_2/n_3 fixé, la réflectivité augmente avec le nombre de paires de couches. L'empilement diélectrique utilisé pour les réseaux du laser Pico2000 comporte 9 paires de couches diélectriques afin d'atteindre une réflectivité proche de 1.

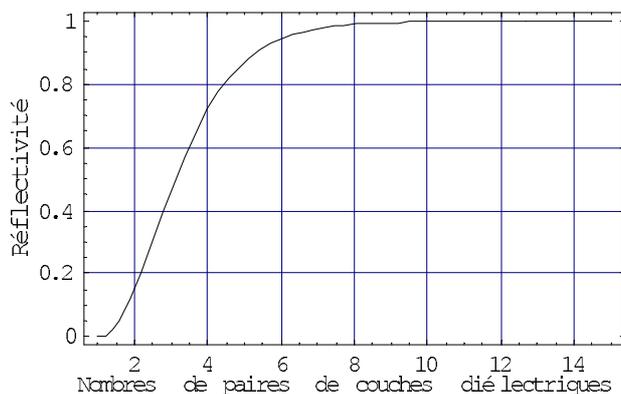


FIG. 3.2 – Réflectivité d’un empilement de couches diélectriques $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ optimisé pour un angle d’incidence $\theta_1=67.5^\circ$ et à la longueur d’onde $\lambda=1053$ nm en fonction du nombre de paires. Les indices de réfraction des différents milieux sont respectivement $n_1=1$; $n_2=1.456$; $n_3=1.993$ et $n_{\text{sub}}=1.5$.

3.2.2 Minimisation du nombre de paires de couches d’un empilement diélectrique

Il est possible de réduire le nombre de paires par un empilement de couches diélectriques déposé sur un substrat métallique [44]. Avec seulement 7 paires de couches diélectriques déposées sur un substrat métallique, une efficacité de diffraction de 99% peut être théoriquement atteinte. Les métaux pouvant être utilisés sont ceux qui présentent une forte conductivité, comme l’Or ou l’Argent, pour réfléchir la lumière avec un minimum de pertes. Cependant, l’Argent se révèle être un mauvais candidat du fait de sa forte réflectivité dans les longueurs d’onde utilisées pour l’enregistrement holographique des résines photosensibles (figure 3.3).

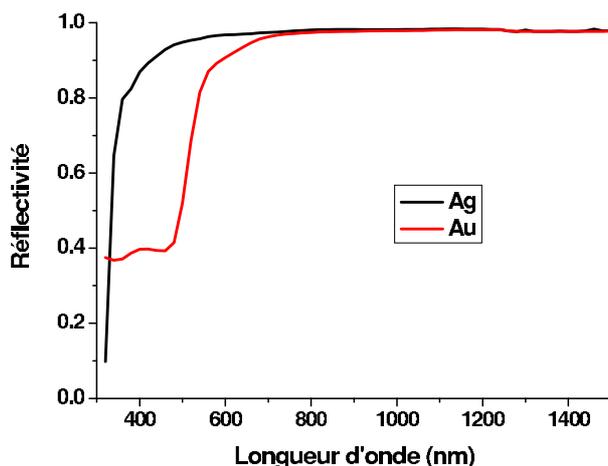


FIG. 3.3 – Réflectivité de l’Argent (courbe noire) et de l’Or (courbe rouge) en fonction de la longueur d’onde pour une polarisation TE et un angle d’incidence de 10° .

Aux longueurs d’onde des lasers Argon (488 nm) ou Krypton (413 nm) utilisés pour l’enregistrement holographique, l’Argent est encore très réfléchif ce qui va entraîner des

réflexions multiples dans l'empilement diélectrique et ainsi amener des franges d'interférences parasites. Ces franges d'interférences parasites risquent de modifier le profil de traits des réseaux et de créer des ordres de diffraction parasites.

3.3 Définition du profil de trait d'un réseau à multicouches diélectriques

Le profil de traits d'un réseau de diffraction à multicouches diélectriques (MLD) est quasi-lamellaire, c'est à dire que le motif périodique a la forme d'un créneau. Expérimentalement, le profil est plutôt trapézoïdal, avec des angles de trapèzes de l'ordre de 80° , du fait de la technique de gravure par usinage ionique. Le profil de trait du réseau est défini par quatre paramètres (figure 3.4) :

- La profondeur des traits h ,
- L'épaisseur de la semelle e_1 , c'est à dire l'épaisseur non-gravée de la dernière couche,
- Le rapport de forme c/d correspondant au rapport entre la largeur à mi-hauteur d'un sillon (c) et la période du réseau (d),
- L'angle des trapèzes θ .

L'épaisseur de la couche diélectrique supérieure E_1 est définie par $E_1 = h + e_1$. La période du réseau d est défini comme l'inverse de la densité de traits N du réseau.

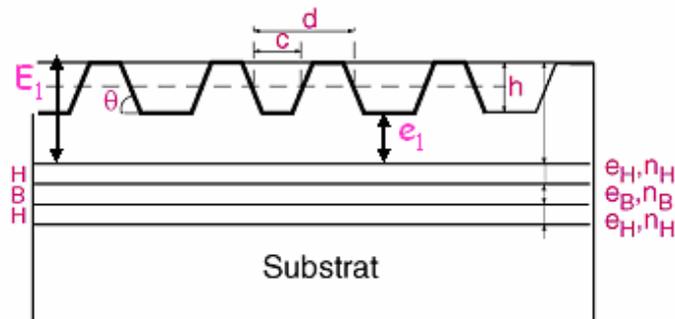


FIG. 3.4 – Profil d'un réseau de diffraction à multicouches diélectriques. Les paramètres caractéristiques sont la profondeur des traits (h), l'épaisseur de la semelle (e_1), l'épaisseur de la couche supérieure ($E_1 = h + e_1$), la largeur d'un sillon entre deux traits (c), la période du réseau (d) et l'angle des trapèzes (θ).

L'utilisation de réseaux très dispersifs, donc avec une densité de traits élevée, est nécessaire afin de réduire la taille des compresseurs d'impulsions. De plus, pour assurer une très grande efficacité de diffraction des réseaux, la densité de traits doit respecter la condition suivante afin de n'obtenir que deux ordres de diffraction (la réflexion spéculaire ou ordre 0, et la rétrodiffraction ou ordre -1) [29] :

$$2 > N\lambda > \frac{2}{3} \quad (3.4)$$

Dans le cas des réseaux MLD de Pico2000, la densité de traits est de 1740 mm^{-1} pour une longueur d'onde de 1053 nm , ce qui donne $N\lambda=1.83$. La condition (3.4) est donc bien respectée. Le réseau doit également être utilisé avec un angle d'incidence proche de l'angle de Littrow ($\alpha_{\text{Littrow}} = \arcsin(\frac{N\lambda}{2})$) pour lequel l'ordre -1 de diffraction est en autocollimation.

Ces deux conditions ne sont toutefois pas toujours nécessaires, ni suffisantes pour obtenir une grande efficacité de diffraction. En effet, la condition de fonctionnement proche de l'angle de Littrow n'est pas nécessaire lorsque l'on définit le réseau MLD comme un réseau résonnant avec une excitation réfractive d'un mode à fuite dans le multicouche diélectrique [45]. L'ordre 0 de diffraction est dans ce cas annihilé et toute l'énergie se retrouve dans l'ordre -1 de diffraction (100% d'efficacité de diffraction). Un réseau MLD peut donc être très efficace (97% dans l'ordre -1) en fonctionnant, par exemple, avec à un angle d'incidence de $\alpha=60^\circ$ (pour un angle de Littrow de $\alpha_{\text{Littrow}}=48.3^\circ$) et un angle diffracté à la longueur d'onde centrale de $\beta_0=38.8^\circ$ [46]. Il est donc possible de concevoir un réseau MLD efficace même en s'écartant de la condition d'incidence à Littrow d'un angle de 12° et avec un angle de déviation ($\alpha - \beta_0$) d'environ 20° . Cependant, cette architecture de réseau résonnant nécessite un contrôle très précis de l'indice de réfraction *et* de l'épaisseur des couches diélectriques de l'empilement ce qui n'est pas le cas des réseaux MLD standards où seule l'épaisseur optique doit être contrôlée. La condition relative au produit longueur d'onde par densité de traits (équation 3.4) n'est quant à elle pas suffisante en tant que telle pour donner une bonne efficacité de diffraction. Il est tout à fait possible de respecter cette condition et de choisir un profil de trait particulier qui donnera une faible efficacité de diffraction.

3.4 Calcul théorique de l'efficacité de diffraction

Les réseaux de diffraction à multicouches diélectriques sont des réseaux *électromagnétiques* c'est à dire que le calcul théorique de l'efficacité de diffraction ne peut se faire que grâce à des méthodes rigoureuses de calcul du champ électromagnétique [47]. Les propriétés géométriques d'un réseau de diffraction plan sont données par l'équation des réseaux qui exprime la condition d'interférences constructives entre les différents motifs périodiques à la surface du réseau et qui relie l'angle d'incidence α , les angles diffractés β_m , la longueur d'onde λ , la densité de traits du réseau N (ou la période $d = 1/N$) et l'ordre de diffraction m :

$$\sin \beta_m = \sin \alpha + mN\lambda \quad (3.5)$$

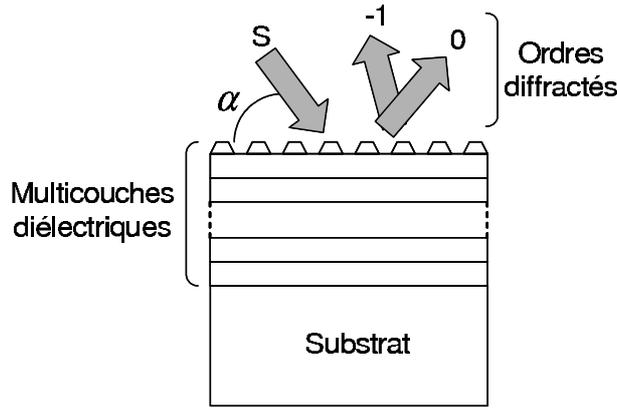


FIG. 3.5 – Réseau de diffraction éclairé par une onde plane monochromatique de polarisation S et d’angle d’incidence α . Les directions de propagation des ordres de diffraction 0 et -1 sont données par l’équation des réseaux.

Le champ réfléchi par un réseau de diffraction MLD éclairé par une onde plane peut ainsi être décrit comme une somme d’ondes planes, les ordres de diffraction, dont les directions de propagation sont données par l’équation (3.5) (figure 3.5). L’équation des réseaux vérifie le *théorème de réciprocité*, c’est à dire que si α est l’angle d’incidence et β_m l’angle de diffraction de l’ordre m à la longueur d’onde λ , alors pour un angle d’incidence $\alpha' = -\beta_m$ l’angle de diffraction sera $\beta'_m = -\alpha$.

Grâce à l’équation des réseaux, nous pouvons donc prédire l’existence ou non des différents ordres de diffraction ainsi que leurs directions de propagation, mais nous ne pouvons pas connaître la distribution d’énergie ou efficacité de diffraction des différents ordres. L’efficacité de diffraction est déterminée par la longueur d’onde et la polarisation du faisceau incident, la profondeur et la forme des traits du réseau, ainsi que par les propriétés optiques de la structure réfléchissante (matériau métallique ou miroir à multicouches diélectriques). Le calcul de l’efficacité de diffraction des différents ordres se fait grâce à des méthodes rigoureuses de calcul du champ électromagnétique à l’intérieur du réseau MLD dont le profil de trait est parfaitement connu.

3.4.1 Méthodes rigoureuses de calcul de l’efficacité de diffraction

Les propriétés optiques d’un réseau dont la période est très grande devant la longueurs d’onde ($d \gg \lambda$: réseaux peu dispersifs) peuvent être calculées par une méthode analytique approchée. Cette description analytique du phénomène de diffraction peut être utilisée pour définir les paramètres géométriques du profil d’un réseau de faible rapport de forme. Dans le cas de réseaux de diffraction très dispersifs, comme c’est le cas pour les réseaux de compression, les méthodes approchées ne sont plus valides. Un traitement

vectorel du champ électromagnétique, c'est-à-dire une résolution rigoureuse des équations de Maxwell, est alors utilisée et c'est ce que l'on nomme aujourd'hui la *théorie électromagnétique des réseaux*. Nous nous plaçons dans le cas de réseaux de diffraction dont la période d est de l'ordre de la longueur d'onde λ , fonctionnant proche de l'angle de Littrow et respectant la condition $2 > \lambda/d > 2/3$. Ceci implique que nous aurons seulement une réflexion spéculaire (ordre 0) et une rétrodiffraction (ordre -1) dont nous chercherons à maximiser l'efficacité. La conservation de l'énergie impose que la somme des efficacités des différents ordres de diffraction soit égale à l'unité. Ainsi, l'efficacité absolue d'un ordre de diffraction sera donnée par le rapport entre l'énergie diffractée dans cet ordre et l'énergie incidente. Cette définition ne prend pas en compte les pertes par absorption du matériau, c'est pourquoi une autre définition de l'efficacité (relative) est donnée par le rapport entre l'énergie diffractée et l'énergie réfléchie par un miroir plan constitué du même matériau que le réseau, ici un miroir à multicouches diélectriques.

Parmi les méthodes rigoureuses de calcul de l'efficacité de diffraction, la méthode *intégrale* est la première à être apparue [47]. Elle permet de traiter de manière performante un grand nombre de réseaux différents (réseaux conducteurs ou diélectriques, échelettes, multicouches, ...). D'autres méthodes sont également utilisées comme la méthode de transformation de coordonnées (ou méthode de Chandezon) [48], méthode des éléments finis [49], analyse rigoureuse des ondes couplés RCWA (ou méthode de Moharam et Gaylord) [50], etc ...

Pour les réseaux à multicouches diélectriques de profil lamellaire, d'autres méthodes plus performantes leur ont été préférées. En particulier, les méthodes différentielles (*différentielle classique* et *modale*) sont celles qui sont les plus utilisées actuellement pour le calcul de l'efficacité de diffraction des réseaux MLD [51], [40].

Méthode différentielle classique

La méthode *différentielle classique* consiste à projeter les équations de propagation sur une base de fonctions exponentielles périodiques. Un système d'équations différentielles couplées ordinaire est obtenu, pour lequel les variables sont les composantes continues du champ électromagnétique dans la structure diffractive [47], [52]. La détermination des champs électrique et magnétique se fait grâce à des algorithmes d'intégration. Dans notre cas, la géométrie d'un réseau de diffraction MLD peut se représenter par la figure (3.6). La structure diffractive est représentée par une zone modulée où la permittivité diélectrique $\varepsilon(\vec{r})$ dépend du vecteur position $\vec{r} = (x, y, z)$. De part et d'autre se trouvent deux milieux homogènes, le substrat et le superstrat, dont les permittivités respectives ε_0 et ε_M sont constantes. La connaissance du champ électromagnétique incident ainsi que la définition précise du profil de traits permettent de calculer le champ diffracté en dehors de la structure diffractive. La donnée de ces deux champs permet ensuite de calculer le champ à l'intérieur de la structure. Les champs électrique et magnétique à calculer doivent

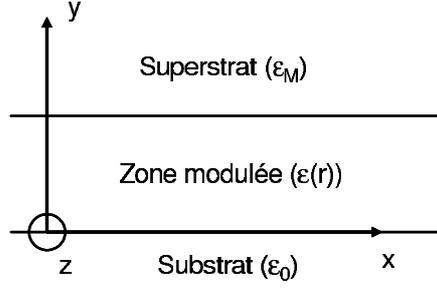


FIG. 3.6 – Géométrie d'un réseau de diffraction pour le calcul des champs électromagnétiques par la méthode différentielle.

vérifier les trois conditions suivantes :

1. Tout d'abord, ils doivent vérifier les équations aux dérivées partielles de Maxwell et par conséquent l'équation de propagation de Helmholtz :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E}(\vec{r}, \omega) = i\omega\mu_0\vec{H}(\vec{r}, \omega) \quad (3.6)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{H}(\vec{r}, \omega) = -i\omega\varepsilon(\vec{r}, \omega)\vec{E}(\vec{r}, \omega) \quad (3.7)$$

$$\nabla \cdot \vec{E}(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (3.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{H}(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (3.9)$$

$$\Delta \vec{E}(\vec{r}, \omega) + k^2(\vec{r}, \omega)\vec{E}(\vec{r}, \omega) = 0 \quad (3.10)$$

où $k(\vec{r}, \omega) = \varepsilon(\vec{r}, \omega)\mu_0\omega^2$.

2. Les champs doivent également vérifier les conditions aux limites des équations de Maxwell. Dans le cas d'un empilement diélectrique, les conditions aux limites imposent une continuité des rapports entre les composantes des champs électrique et magnétique (admittance H/E ou impédance E/H).
3. Une dernière condition, dite condition de l'onde sortante, impose que les champs soient bornés à l'infini et que seule l'onde incidente se propage en direction du réseau.

La périodicité des traits du réseau suivant la coordonnée spatiale x et l'invariance suivant la coordonnée spatiale z permet d'écrire les équations de Maxwell définies précédemment

sous la forme d'un système différentiel du 1^{er} ordre :

$$\frac{d\vec{F}}{dy} = M\vec{F}, \text{ avec } \vec{F} = \begin{pmatrix} E_z \\ H_x \\ H_z \\ E_x \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

L'intégration du système différentiel s'effectue suivant la coordonnée spatiale y , du substrat au superstrat, ce qui permet finalement de connaître les champs électrique et magnétique dans les différentes zones définies par la méthode (substrat, zone modulée, superstrat).

Cette méthode de calcul présente l'énorme avantage d'être adaptée à presque tous les types de réseaux : métalliques ou diélectriques, en réflexion ou en transmission, lamellaires ou sinusoidaux, à cristaux photoniques, . . . La limitation principale serait peut être dans le cas de réseaux métalliques traités comme parfaitement conducteurs [51].

Méthode modale

Concernant la méthode *modale* [53], une approche intuitive consiste à considérer la propagation du champ électromagnétique dans la direction y (figure 3.6) comme la propagation dans un guide d'onde plan pour lequel seul quelques modes discrets sont guidés [62]. Les constantes de propagation de ces modes $k_y^m = k_0 n_{\text{eff}}^m$ sont définies par les indices effectifs n_{eff}^m caractéristiques du guide d'onde. Lorsque $n_{\text{eff}}^2 > 0$, les modes se propagent dans le guide d'onde alors que les modes pour lesquels $n_{\text{eff}}^2 < 0$ sont évanescents. L'onde incidente de polarisation TE peut être définie par son champ électrique invariant suivant z (parallèle aux traits du réseau) :

$$E_z^{\text{inc}}(x, y) \sim e^{-ik_0(x \sin \alpha + y \cos \alpha)} \quad (3.12)$$

où $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ est le nombre d'onde et α l'angle d'incidence au réseau. La géométrie de la structure diffractive permet d'écrire le champ électrique dans la région du réseau comme le produit d'une fonction u dépendant de la variable d'espace x et d'une fonction v dépendant de y :

$$E_z^{\text{res}}(x, y) = u(x)v(y) \quad (3.13)$$

Ces deux fonctions sont solutions de l'équation de Helmholtz :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_y^2 \right) v(y) = 0 \quad (3.14)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + k_{x,i}^2\right)u(x) = 0 \quad (3.15)$$

où $k_{x,i}^2 = k_i^2 - k_y^2$ et $i = (s, t)$ l'indice définissant respectivement les sillons et les traits du réseau. L'équation 3.14 a pour solution $v(y) = C \exp(-ik_0 n_{\text{eff}} y)$ dans le cas où l'on néglige les réflexions multiples aux différentes interfaces. C représente la part de l'énergie de l'onde incidente qui est couplée aux modes du réseau. Pour des réseaux MLD de grande profondeur de traits comme c'est le cas ici, les modes évanescents sont négligés et seuls les modes guidés déterminent les propriétés diffractives du réseau.

L'équation 3.15 peut se résoudre séparément dans les sillons et dans les traits du réseau, ce qui donne :

$$u(x) = Ax \cos(k_{x,i}) + Bx \sin(k_{x,i}) \quad (3.16)$$

Les conditions aux limites du champ permettent d'obtenir une relation de détermination de l'indice effectif en fonction des conditions d'incidence :

$$\cos(k_0 d \sin \alpha) = f(n_{\text{eff}}^2) \quad (3.17)$$

où d est la période du réseau et f la fonction de l'indice effectif qui s'écrit :

$$f(n_{\text{eff}}^2) = \cos(c\varphi) \cos((d-c)\xi) - \frac{\varphi^2 + \xi^2}{2\varphi\xi} \sin(c\varphi) \sin((d-c)\xi) \quad (3.18)$$

avec $\varphi = k_{x,s} = k_0 \sqrt{1 - n_{\text{eff}}^2}$, $\xi = k_{x,t} = k_0 \sqrt{n_t^2 - n_{\text{eff}}^2}$ et $n_t^2 = \varepsilon$ la permittivité de la couche gravée. Les intersections des fonctions $\cos(k_0 d \sin \alpha)$ et $f(n_{\text{eff}}^2)$ définissent les valeurs discrètes de l'indice effectif n_{eff} ce qui caractérise les modes du réseau. De plus, la condition de pseudo-périodicité du réseau suivant la variable x permet d'écrire :

$$u(x+d) = u(x) \exp(-ik_0 d \sin \alpha) \quad (3.19)$$

Dans le cas d'un fonctionnement à Littrow, la fonction $u(x)$ se répète toutes les deux périodes. Enfin, l'efficacité d'excitation des modes du réseau par une onde incidente ou efficacité de diffraction est analogue à la théorie des guides d'onde et est donnée par l'intégrale de recouvrement entre le champ de l'onde incidente et un mode donné du réseau [55].

La méthode de calcul modale présente l'avantage d'être bien adaptée aux réseaux à profil lamellaire comme les réseaux MLD. Cette méthode de calcul est utilisée par le LLNL

pour le calcul de l'efficacité de diffraction des réseaux MLD à 1053 nm. Cependant, elle ne permet pas de traiter tous les types de réseaux en particulier les réseaux métalliques avec traitement diélectrique, réseaux échelettes et les réseaux XUV.

Ceci n'est qu'un bref aperçu des deux principales méthodes, dont il existe beaucoup de variantes, pour le calcul de l'efficacité de diffraction des réseaux MLD. Toutes les méthodes évoquées sont aujourd'hui implémentées dans des logiciels de calculs commerciaux (SolidTM, PcGrateTM, MaX-1TM, GSolverTM, DiffractMODTM) et sont utilisées par tous les fabricants de réseaux de diffraction.

3.5 Calcul du champ électrique dans un réseau MLD

Les méthodes rigoureuses de calcul de l'efficacité de diffraction développées précédemment permettent de calculer le champ électrique entre les traits du réseau et dans le volume du réseau. Le calcul du champ électrique dans le réseau est dépendant du profil de trait du réseau (h , e_1 , c/d , θ) et de l'angle d'incidence (α). Le choix du profil de trait conditionne l'augmentation du champ électrique dans le réseau comme le montre le tableau 3.3.

	α (°)	h (nm)	e_1 (nm)	c (nm)	θ (°)	Efficacité moyenne (%)	$ E ^2$
Profil 1	77.2	594	75	450	87.5	95.3	1.1
Profil 2	77.2	330	51	231	87.5	96.8	2.73

TAB. 3.3 – Calcul de la valeur maximum du carré de la norme du champ électrique dans le réseau (couche diélectrique gravée) en fonction de deux profils de trait [44].

Pour deux profils différents présentant chacun une efficacité de diffraction moyenne $>95\%$, le renforcement du champ électrique ($|E|^2$: carré du module du champ) dans la couche diélectrique supérieure gravée peut varier de 1.1 à 2.73 . Cette augmentation du champ électrique aura un effet direct sur la tenue au flux laser du réseau [68]. Ces calculs de distribution du carré du champ électrique $|E|^2$ dans les sillons et dans les traits du réseau ont permis de montrer qu'un renforcement du champ électrique se produit en fonction du profil du réseau [44]. Ce calcul de distribution du carré du champ électrique a été effectué sur les réseaux MLD de Pico2000 par Nicolas Bonod de l'Institut Fresnel (figure 3.7). Un renforcement maximum d'un facteur 2.96 du carré du champ électrique apparaît sur le flanc des traits du réseau. Ce renforcement assez important du champ électrique va donc limiter les performances du réseau en terme de tenue au flux laser.

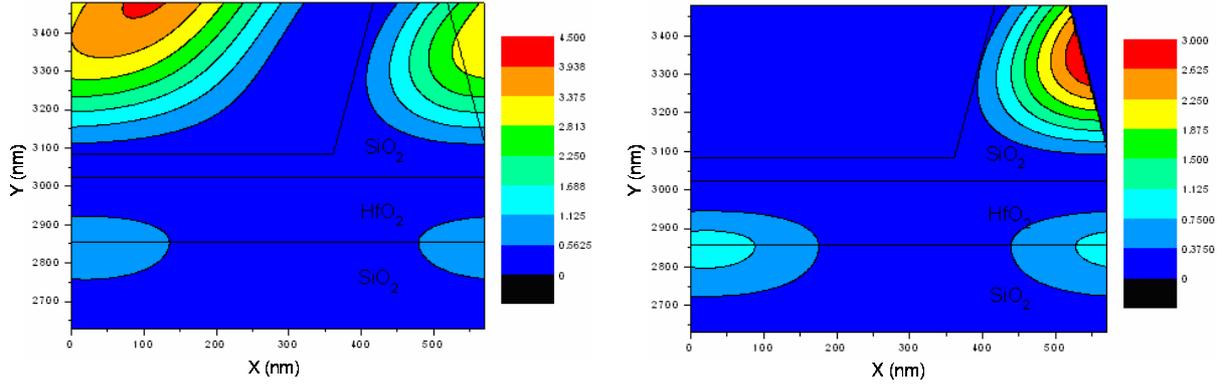


FIG. 3.7 – Distribution du champ électrique $|E|^2$ dans les sillons (gauche) et dans le réseau MLD de couche supérieure SiO_2 (droite). Un renforcement du champ d'un facteur 2.96 est calculé sur le bord des traits des réseaux.

3.6 Calcul de l'acceptance spectrale des réseaux MLD

3.6.1 Cas des réseaux MLD de Pico2000 à $1\mu\text{m}$

Les réseaux de diffraction MLD pour la compression d'impulsions sont actuellement limités aux impulsions de faible largeur spectrale du fait de leur bande passante spectrale limitée. Pour que la compression d'impulsions par réseaux soit efficace et se fasse sans altérer le spectre, il faut que les réseaux présentent une efficacité de diffraction élevée et homogène sur toute la surface du réseau et pour toutes les longueurs d'onde du spectre. Pour le laser Pico2000, les impulsions ont une largeur spectrale à mi-hauteur de 4 nm. Les réseaux MLD devront donc avoir une efficacité de diffraction élevée et homogène sur au moins 10 nm pour couvrir tout le spectre.

En considérant un profil de réseau optimisé pour avoir une efficacité maximum à 1053 nm, pour une densité de traits de 1740 mm^{-1} et un angle d'incidence de 60° , l'efficacité de diffraction théorique en fonction de la longueur d'onde est représentée par la figure 3.8. L'efficacité présente un maximum de 98.5% sur une gamme spectrale de 15 nm [1045 nm ; 1060 nm] centrée à 1053 nm avec un écart de 1%. Cet écart augmente très vite lorsque la gamme spectrale considérée augmente ce qui n'est plus tolérable pour la compression d'impulsions. En effet, si la transmission spectrale des réseaux (efficacité de diffraction en fonction de la longueur d'onde) n'est pas constante sur tout le spectre de l'impulsion, un phénomène d'apodisation spectrale se produira. Il est très difficile d'obtenir des efficacités de diffraction constantes sur une grande gamme spectrale du fait de la nature de la réflectivité dans l'empilement diélectrique et du profil du réseau. C'est pourquoi les réseaux MLD sont actuellement limités à des impulsions de faible largeur spectrale ($<10\text{ nm}$).

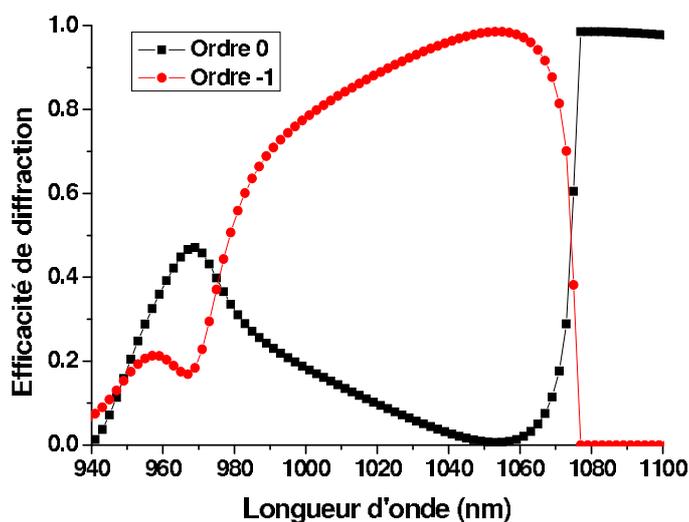


FIG. 3.8 – Efficacité de diffraction théorique de l'ordre 0 (carrés - courbe noire) et -1 (ronds - courbe rouge) de diffraction en fonction de la longueur d'onde pour les réseaux MLD du laser Pico2000 (densité de traits 1740 mm^{-1} et angle d'incidence 60°). L'efficacité de diffraction est de 98.5% pour une largeur spectrale de 15 nm centrée à la longueur d'onde 1053 nm avec un écart en efficacité de 1%.

3.6.2 Solutions envisagées pour augmenter l'acceptance spectrale

Une première solution envisagée pour augmenter l'acceptance spectrale des réseaux MLD est d'associer aux multicouches diélectriques une couche métallique. Le développement de ces réseaux mixtes (diélectrique + métal) consiste à déposer une couche métallique entre le substrat et l'empilement diélectrique pour étendre l'efficacité du réseau à une grande bande spectrale.

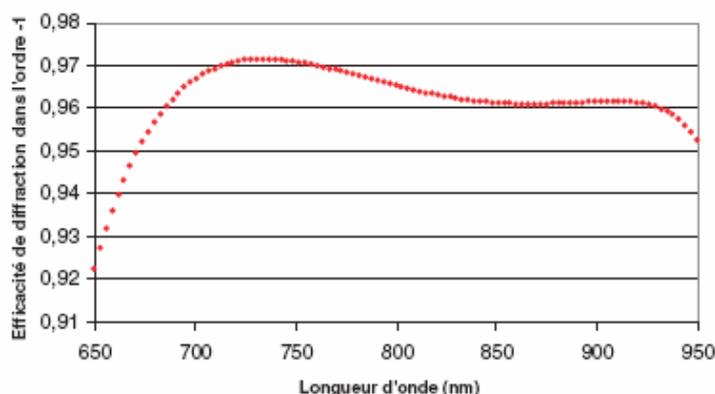


FIG. 3.9 – Efficacité de diffraction théorique d'un réseau mixte large bande spectrale centrée à 800 nm [57]. L'efficacité de diffraction est de 97% sur une bande spectrale de 200 nm centrée à 800 nm avec un écart de 1%.

Une efficacité de diffraction de 97% est théoriquement possible sur une bande spectrale

de 200 nm centrée à la longueur d'onde 800 nm avec un écart de 1% (figure 3.9) [57].

Une autre solution consiste à conserver la technologie tout-diélectrique et à adapter le profil de trait du réseau et la réflectivité de l'empilement diélectrique à de grandes largeurs spectrales. Des essais ont été menés sur des empilements de couches diélectriques $(\text{NbTa})_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ en gravant les trois dernières couches diélectriques au lieu d'une seule couche pour élargir la bande passante spectrale de réseaux MLD à 800 nm [56]. Des efficacités $>90\%$ ont ainsi pu être obtenues sur une bande spectrale de 60 nm avec une valeur maximale de 96% à 800 nm.

3.7 Optimisation des paramètres du réseau

La définition et l'optimisation du profil de trait d'un réseau MLD passent par deux contraintes essentielles. La première est tout d'abord d'obtenir la meilleure efficacité de diffraction possible. La seconde contrainte est ensuite relative au seuil d'endommagement laser du réseau MLD. En effet, ce seuil est très dépendant du profil du réseau (profondeur de trait, rapport de forme) et de l'angle d'incidence à travers l'augmentation du champ électrique générée. L'optimisation devra donc tenir compte de ces deux contraintes.

3.7.1 Optimisation de l'efficacité de diffraction

L'efficacité de diffraction dépend tout d'abord fortement du profil du réseau. De plus, la réponse des réseaux est influencée par la polarisation de l'onde incidente. Il est possible d'optimiser l'efficacité de diffraction aussi bien en polarisation TE, c'est à dire lorsque le champ électrique est parallèle aux traits du réseau, qu'en polarisation TM où le champ électrique est perpendiculaire aux traits. Les calculs d'efficacité des réseaux MLD ont montré qu'en général, pour avoir le maximum d'efficacité de diffraction il fallait des profondeurs de traits plus importantes en polarisation TM qu'en TE, c'est pourquoi la polarisation TE a été retenue pour les réseaux MLD.

L'optimisation de l'efficacité de diffraction du réseau va se faire par rapport aux paramètres h (profondeur des traits), e_1 (épaisseur de la semelle), c/d (rapport de forme), et θ (angle des trapèzes) définis précédemment. Ce travail doit prendre en compte deux aspects. Tout d'abord, il faut choisir une série de paramètres réseau (h , e_1 , c/d , θ) qui donne la meilleure efficacité possible. Ensuite, il faut que l'efficacité soit peu sensible aux faibles variations de ces paramètres imposées par les contraintes de fabrication des réseaux. En règle générale, la couche supérieure des réseaux MLD est gravée entièrement, c'est à dire que e_1 tend vers 0 et les angles des trapèzes tendent vers 90° , ce qui correspond au cas idéal d'un réseau lamellaire. Il ne reste donc plus qu'à optimiser les paramètres h et c/d .

Afin de trouver un ou plusieurs points de fonctionnement pour le couple $(h, c/d)$, des

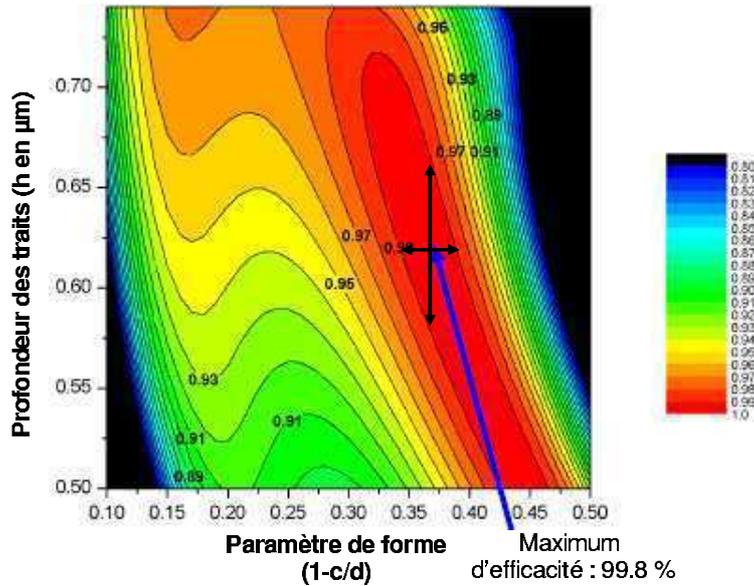


FIG. 3.10 – Abaque théorique d’efficacité de diffraction en polarisation TE et à la longueur d’onde 1053 nm en fonction de la profondeur des traits (h) et du paramètre de forme ($1-c/d$) pour un réseau de densité de traits 1780 mm^{-1} et un angle d’incidence de 76.5° [58].

abacques d’efficacité de diffraction en fonction de ces deux paramètres sont calculés. Le but de ce type d’abaque d’optimisation est de sélectionner un couple $(h, c/d)$ situé au milieu d’une zone d’efficacité maximum. Pour un réseau MLD en polarisation TE, de densité de traits 1780 mm^{-1} et d’angle d’incidence 76.5° , il est possible d’avoir une efficacité théorique de diffraction de 99.8% pour un couple de paramètres réseau ($h=0.613 \mu\text{m}$; $c/d=0.63$) (figure 3.10). Autour de cette valeur maximum, il est possible d’obtenir une efficacité de 99% pour une gamme de profondeur de traits $h \in [0.58\mu\text{m}; 0.66 \mu\text{m}]$ et pour un rapport de forme $c/d \in [0.61; 0.66]$. Il s’agira donc de se placer au milieu de cette zone de forte efficacités pour être le moins sensible aux défauts de fabrication. Comme le montre la figure 3.10, il est également possible d’obtenir une très grande efficacité pour une profondeur de trait et un rapport de forme plus petits. Le choix du meilleur profil de trait pour le réseau est maintenant conditionner par le calcul de la distribution du champ électrique.

3.7.2 Optimisation de la tenue au flux laser du réseau par minimisation du champ électrique

L’optimisation de la tenue au flux laser du réseau se fait en sélectionnant un profil de trait qui minimise le renforcement du champ électrique, tout en gardant une efficacité de diffraction importante. De la même manière que pour l’optimisation de l’efficacité de diffraction, des abacques d’optimisation de la tenue au flux laser ou de minimisation du renforcement du champ électrique en fonction du profil de trait du réseau peuvent être réalisés. La figure 3.11 présente les résultats du renforcement du carré du champ

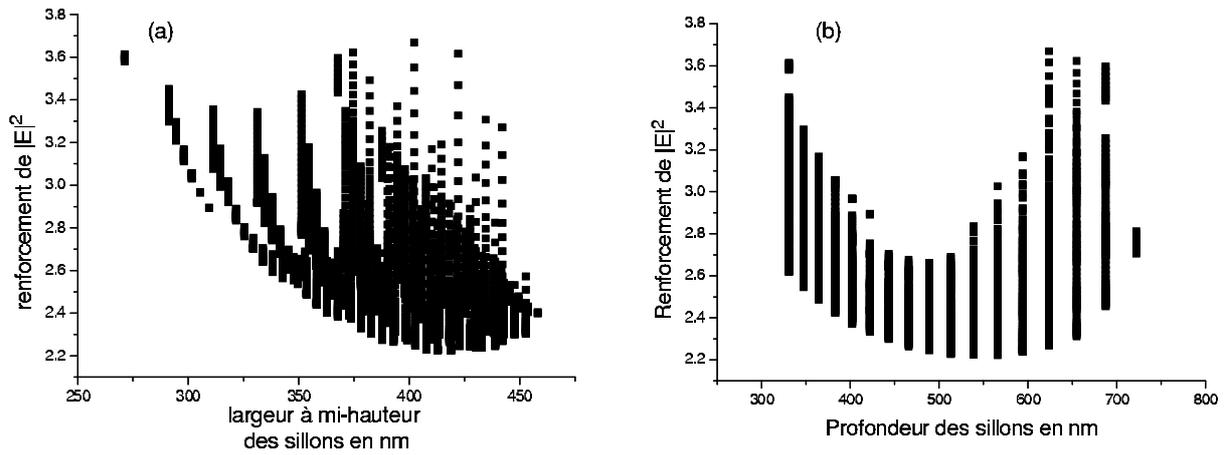


FIG. 3.11 – Calcul des profils minimisant le renforcement du champ électrique dans le réseau MLD en fonction des paramètres de largeur à mi-hauteur des sillons c (a) et de profondeur des traits h (b) pour des réseaux de densité de traits 1740 mm^{-1} et un angle d'incidence de 60° (calcul réalisé par N. Bonod - Institut Fresnel).

électrique calculé en fonction de la largeur à mi-hauteur des sillons c (figure 3.11a) et de la profondeur des traits h (figure 3.11b). Pour des réseaux de densité de traits 1740 mm^{-1} et d'angle d'incidence 60° , le renforcement du champ électrique peut être réduit à un facteur 2.2 tout en conservant une efficacité de diffraction supérieure à 95% . Le facteur de renforcement peut être réduit d'avantage si l'angle d'incidence au réseau est changé. En effet, il est possible d'obtenir un renforcement d'un facteur 1.11 en utilisant un angle d'incidence de 77.2° . Il est important de noter également que les profils de trait de réseaux présentant la plus grande efficacité de diffraction ne sont pas toujours ceux qui minimisent le renforcement du champ électrique. Un compromis entre efficacité de diffraction et tenue au flux laser devra donc être trouvé.

3.8 Fabrication des réseaux MLD

3.8.1 Les différentes étapes du procédé de fabrication

Le procédé de fabrication des réseaux MLD se déroule en cinq étapes principales (figure 3.12). La première étape consiste tout d'abord à déposer l'empilement diélectrique sur un substrat puis à l'enduire d'une résine photosensible. Ensuite, le profil de trait est enregistré dans la résine et développé de manière holographique. Cette troisième étape est suivie d'une étape d'usinage ionique¹ pour le transfert du masque de résine dans la couche diélectrique supérieure puis, pour finir, d'un nettoyage du réseau ainsi fabriqué.

Les couches minces diélectriques sélectionnées auparavant sont ainsi déposées sur un substrat. Le choix du substrat (Zerodur, silice, Pyrex ou BK7) dépend des contraintes de

1. Le néologisme *usionage* est aujourd'hui utilisé pour définir l'usinage ionique.

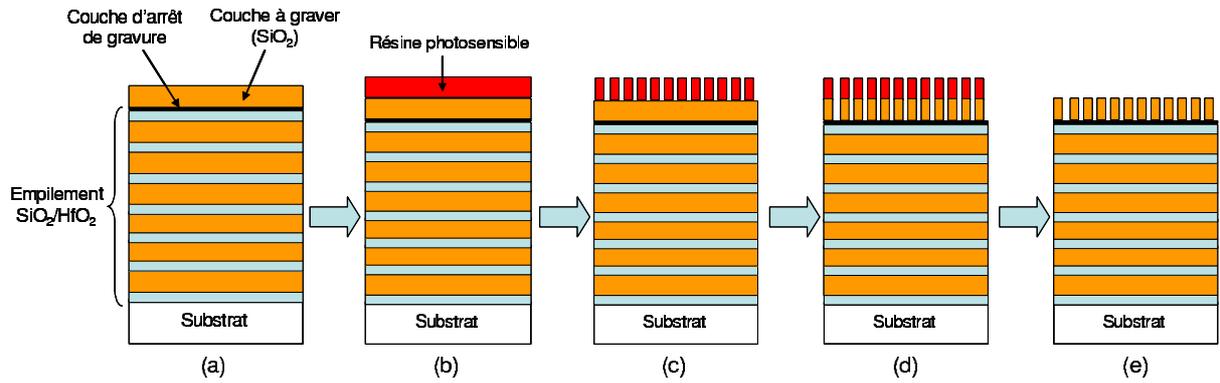


FIG. 3.12 – Etapes de fabrication d'un réseau de diffraction à multicouches diélectriques. (a) Empilement des couches SiO₂/HfO₂ avec une couche d'arrêt de gravure et une couche supérieure SiO₂ à graver, (b) dépôt d'une couche de résine photosensible, (c) enregistrement puis développement holographique pour la création du profil du réseau, (d-e) usinage ionique pour le transfert du profil dans la couche diélectrique supérieure SiO₂.

dilatation thermique que l'on tolère et du type de couches diélectriques déposées. La gestion du stress et de la déformation des couches diélectriques sur le substrat est un élément crucial dans la fabrication du réseau.

	Coefficient de dilatation thermique
ZeroDur	$0.1 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$
Silice	$0.55 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$
Pyrex	$3.25 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$
BK7	$7.1 \times 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$

TAB. 3.4 – Coefficients de dilatation thermique des différents substrats utilisés pour les réseaux MLD : ZeroDur, silice, Pyrex et BK7.

Le Zerodur et la silice présentent les plus faibles coefficients de dilatation thermique (Tableau 3.4) mais sont néanmoins très chers ce qui fait que pour les réseaux MLD de très grande dimension, un substrat en BK7 ou en Pyrex est souvent préféré, mais avec des épaisseurs plus importantes. Le dépôt des couches diélectriques se fait grâce à un canon à électrons. Typiquement, les couches minces successives sont déposées par évaporation d'hafnium métallique (0.16 nm/s) dans un environnement contenant de l'oxygène à 1.10^{-4}Torr et de silice (0.44 nm/s) dans un environnement contenant de l'oxygène à 5.10^{-5}Torr . L'ajustement de la pression d'oxygène pendant la phase de dépôt permet de minimiser le stress entre les différentes couches [59] (figure 3.12a).

Ensuite, une couche de résine photosensible est appliquée sur l'empilement de couches diélectriques, suivie d'une étape d'enregistrement holographique où la résine est exposée à un système de franges d'interférence créé par deux faisceaux laser Krypton à 413 nm ou Argon à 488 nm (figure 3.12b-c). Le développement holographique permet d'obtenir le motif périodique dans la résine qui est ensuite transféré dans la couche diélectrique supérieure par usinage (*Reactive Ion Beam Etching* RIBE) (figure 3.12c-e). L'usinage

des matériaux diélectriques se fait avec des gaz d'assistance qui peuvent être un mélange de $\text{CHF}_3/\text{Ar}/\text{O}_2$ pour le SiO_2 et $\text{CF}_2\text{Cl}_2/\text{Ar}$ pour le HfO_2 [40].

D'autres techniques alternatives ont été essayées pour la fabrication de réseaux MLD. Une de ces techniques consistait à déposer directement l'empilement diélectrique sur une structure diffractive inscrite holographiquement dans un matériau photosensible plutôt que de graver la dernière couche d'un empilement haute réflectivité [37]. Toutefois, le profil de trait original est grandement altéré par le dépôt successif des couches diélectriques, ce qui conduit à diminuer l'efficacité de diffraction finale. Une autre technique consiste à utiliser l'ablation femtoseconde pour graver directement le profil du réseau dans un matériau massif ou à multicouches [60]. Cette méthode est en quelque sorte l'analogue optique de la technique de fabrication des réseaux gravés mécaniquement. Elle souffre donc des mêmes inconvénients. La gravure du profil de traits se faisant trait par trait, le procédé de fabrication est donc très lent. De plus, les problèmes de répétabilité du motif périodique se posent du fait de la stabilité du laser et du système de déplacement pendant la fabrication.

3.8.2 Influence des défauts de fabrication

Les procédés de fabrication des réseaux MLD peuvent entraîner des défauts de fabrication, c'est à dire que le profil expérimental diffère légèrement du profil théorique. Ces défauts peuvent affecter les performances des réseaux. Des erreurs sur la densité de traits du réseau modifieront la distribution angulaire des ordres diffractés alors que des erreurs sur la profondeur des traits ou l'angle des trapèzes diminueront l'efficacité de diffraction. Des études d'influence de ces défauts de profil permettent de prédire les baisses de performances des réseaux [61]. C'est pour ces raisons que l'optimisation des profils de traits se fait en considérant les défauts inhérents à la fabrication des réseaux. Le profil de trait optimisé devra donc être peu sensible aux faibles défauts de fabrication [62].

En conclusion de ce chapitre sur la modélisation théorique et la fabrication des réseaux de diffraction à multicouches diélectriques, il est important de retenir que la première phase consiste à sélectionner les matériaux diélectriques et la structure de l'empilement qui permettent d'obtenir ensuite une bonne réflectivité ainsi qu'une bonne tenue au flux laser. Pour les réseaux du laser Pico2000, une structure diélectrique de 9 paires de couches de silice (SiO_2) et d'oxyde d'hafnium (HfO_2) a été sélectionnée et optimisée à l'angle médian de l'angle d'incidence et de l'angle de diffraction du futur réseau de diffraction. Ensuite, l'étape de définition et d'optimisation du profil de trait, en tenant compte de l'efficacité de diffraction et du renforcement du champ électrique dans le réseau, fixent les performances théoriques du réseau de diffraction. Enfin, l'étape de fabrication par un procédé long et complexe, associant l'enregistrement holographique et l'usinage ionique, permet de réaliser le réseau MLD.

Chapitre 4

Caractérisation expérimentale des réseaux MLD du compresseur de Pico2000

Après la phase de modélisation théorique du profil du réseau et la phase de fabrication, il convient maintenant de caractériser expérimentalement le réseau MLD. Je présenterai tout d'abord la mesure de l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 et de l'ordre -1 et la caractérisation du profil de traits rendant compte de la fidélité de la fabrication par rapport à la modélisation théorique. Ensuite, je présenterai la mesure de surface d'onde permettant de connaître les aberrations qui seront introduites sur le front d'onde diffracté par les réseaux MLD. Enfin, la mesure du seuil d'endommagement laser permettra de connaître complètement les performances énergétiques du réseau de diffraction MLD.

4.1 Mesure de l'efficacité de diffraction

4.1.1 Procédure de la mesure

Les réseaux de diffraction MLD utilisés pour la compression d'impulsions ne permettent l'existence que de deux ordres de diffraction réfléchis : l'ordre 0 (réflexion spéculaire) et l'ordre -1. La mesure de l'efficacité de diffraction absolue de ces deux ordres se fait en mesurant tout d'abord l'énergie incidente ($E_{\text{inc.}}$) puis l'énergie diffractée dans l'ordre -1 (E_{-1}) et dans l'ordre 0 (E_0). L'efficacité de l'ordre -1 (resp. de l'ordre 0) sera donnée par le rapport $\eta_{-1} = E_{-1}/E_{\text{inc.}}$ (resp. $\eta_0 = E_0/E_{\text{inc.}}$). Le complémentaire de l'efficacité de ces deux ordres ($1 - (\eta_{-1} + \eta_0)$) correspond à l'absorption dans le matériau diélectrique (très faible) et aux ordres transmis. La mesure de l'efficacité de diffraction doit bien entendu être faite dans les conditions d'utilisation du réseau en terme de longueur d'onde, de polarisation, et d'angle d'incidence mais aussi se faire sur une large surface de manière à vérifier l'homogénéité de l'efficacité. L'appareil de mesure baptisé *efficacemètre* comprend un système de déplacement X/Y avec une sphère intégrante couplée avec une photodiode

calibrée. L'erreur de mesure de l'efficacité avec ce système est meilleure que $\pm 1\%$.

4.1.2 Mesure de l'efficacité de diffraction des réseaux MLD de Pico2000

Les réseaux de diffraction MLD du compresseur d'impulsions du laser Pico2000 ont une efficacité de diffraction dans l'ordre -1 pouvant atteindre 94%. Comme le montre la figure 4.1, l'efficacité expérimentale dans l'ordre -1 est de $\eta_{-1} = 94.1\%$ et de $\eta_0 = 3.6\%$ dans l'ordre 0, soit un total de 97.7%.

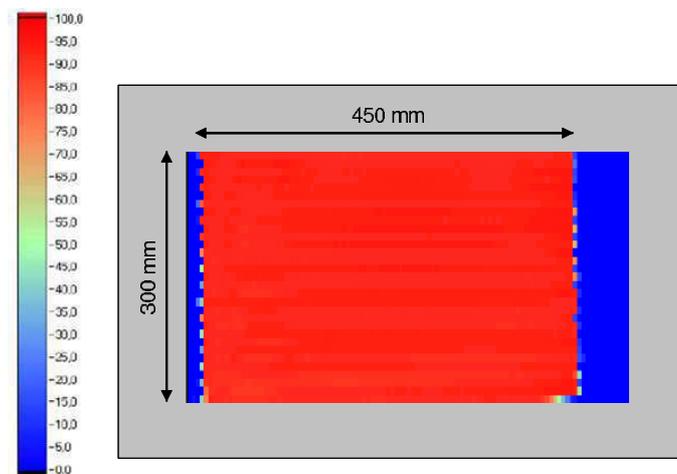


FIG. 4.1 – Carte d'efficacité de diffraction expérimentale des réseaux MLD Horiba Jobin Yvon du compresseur Pico2000. L'efficacité de diffraction dans l'ordre -1 est en moyenne de 94.1%. $N=1740 \text{ mm}^{-1}$, $\lambda=1053 \text{ nm}$, polarisation TE, $\alpha=60^\circ$, déviation 15° .

La mesure de l'efficacité présentée ici s'effectue sur une zone utile (c'est à dire sur laquelle l'efficacité de diffraction est garantie) de $450 \text{ mm} \times 300 \text{ mm}$ pour un réseau de dimension $485 \text{ mm} \times 335 \text{ mm}$. La mesure expérimentale est donc réalisée sur 83% de la surface du réseau. La résolution est limitée par la taille du faisceau laser sur l'échantillon. La mesure de l'efficacité de diffraction des réseaux MLD est réalisée dans les conditions d'utilisation :

- Une polarisation TE,
- Une longueur d'onde de 1053 nm,
- Un angle d'incidence de 60° .

Ces réseaux de densité de traits 1740 mm^{-1} présentent donc une très bonne efficacité de diffraction, homogène sur toute la surface utile du réseau, avec une valeur moyenne de 94%.

4.2 Caractérisation du profil de trait

La caractérisation du profil de trait d'un réseau de diffraction MLD peut être réalisée par différentes techniques, essentiellement de microscopie. La microscopie optique, tout comme les techniques profilométriques, ne peuvent être appliquées aux réseaux MLD du fait de sa faible résolution. Parmi les techniques de microscopie en champ proche, la microscopie à force atomique (AFM : *Atomic Force Microscopy*) se révèle être la mieux adaptée pour caractériser le profil de trait d'un réseau MLD. En effet, comme la surface du réseau est un matériau diélectrique, le microscope à effet tunnel électronique (STM : *Scanning Tunneling Microscopy*), nécessitant des surfaces électriquement conductrices, est difficilement utilisable. Pour les mêmes raisons, la microscopie électronique à balayage (SEM : *Scanning Electron Microscopy*) ne permet pas de caractériser directement une surface isolante. Il est nécessaire d'appliquer au préalable une couche métallique conductrice. Cette technique est néanmoins utilisée pour la caractérisation du profil de réseau MLD.

4.2.1 Microscopie électronique à balayage (SEM)

Principe

La technique de microscopie électronique à balayage développée dans les années 1930 fournit une caractérisation de la surface d'un échantillon sous forme d'images lumineuses résultant de l'interaction entre un faisceau d'électrons et un volume microscopique. Le faisceau d'électrons irradiant la surface de l'échantillon provoque l'émission de plusieurs types de radiations (électrons primaires retro-diffusés, électrons Auger, électrons secondaires, photons, rayons X). Chacune de ces radiations transmettant une information différente, les microscopes SEM sont souvent munis de plusieurs détecteurs (rayons X, électrons secondaires, rétro-diffusés). La caractérisation du profil d'un réseau MLD par cette technique impose d'avoir une image en coupe du profil ce qui nécessite une étape de clivage du réseau ainsi qu'un dépôt d'une couche métallique pour le rendre conducteur. De plus, la mesure s'effectue dans une enceinte à vide ce qui complique la réalisation de la mesure.

Mesure du profil de trait d'un réseau de densité de trait 1740 mm^{-1}

La figure 4.2 présente une visualisation du profil de trait d'un réseau de diffraction MLD de densité de traits 1740 mm^{-1} sur plusieurs périodes. Cette caractérisation permet à la fois d'estimer les paramètres du profil de trait ($h, e_1, c/d, \theta$) et de rendre compte de la régularité du motif. La résolution de cette technique est fortement dépendante de l'erreur de parallaxe due à l'orientation de l'image du profil de réseau.

A cette technique destructrice pour le réseau, une caractérisation par microscope à force atomique est souvent préférée. Elle permet par une méthode sans contact d'avoir accès au profil d'un réseau de diffraction conducteur ou non.

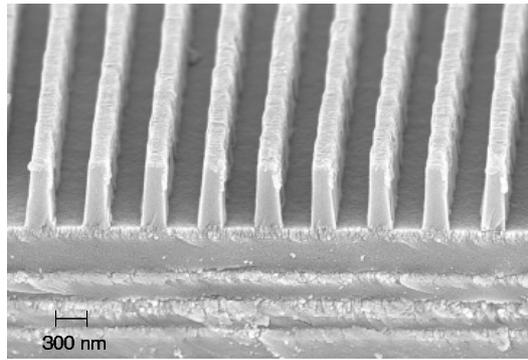


FIG. 4.2 – Micrographe d’un réseau de diffraction à multicouches diélectriques de densité de traits 1740 nm^{-1} obtenu par microscopie électronique à balayage (SEM) (LLNL).

4.2.2 Microscopie à force atomique (AFM)

Principe

La technique de microscopie à force atomique est apparue comme un dérivé de la microscopie à effet tunnel pour la visualisation de la surface d’échantillons ne conduisant pas l’électricité [63]. Le principe de l’AFM est basé sur la détection des forces d’interaction inter-atomiques (capillaires, électrostatiques, Van der Waals, frictions) s’exerçant entre une pointe associée à un micro-levier et la surface d’un échantillon à caractériser. Ces forces d’interaction dépendent de la distance pointe-échantillon et permettent d’avoir accès à différentes propriétés du matériau étudié. Le microscope à force atomique est composé d’une source laser éclairant une pointe montée à l’extrémité d’un levier se déplaçant à la surface de l’échantillon, d’une photodiode quatre quadrants pour détecter la déviation du faisceau laser et d’un système de pilotage informatique. Le schéma de principe est décrit par la figure 4.3.

Il existe trois modes de fonctionnement de l’AFM : le mode contact, le mode non-contact,

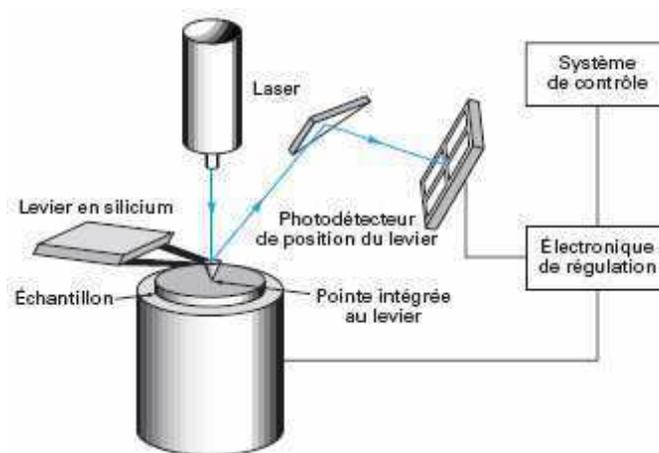


FIG. 4.3 – Schéma de principe d’un microscope à force atomique (AFM).

et enfin le mode contact intermittent (ou *tapping modeTM* en anglais). Dans le mode contact, la pointe est en contact avec la surface de l'échantillon. La caractérisation de la surface se fait par une mesure de la déviation du levier par réflexion laser. Ce mode de fonctionnement implique une usure très rapide de la pointe. Le mode non-contact utilise les forces attractives (forces de Van der Waals). Difficile à gérer, il est très peu utilisé en pratique, parce que ces forces sont faibles, et nécessitent un environnement à faible bruit. Le mode contact intermittent, de loin le plus utilisé, consiste à faire vibrer le levier à sa fréquence propre de résonance (typiquement de l'ordre de la centaine de kHz), avec une certaine amplitude. Quand la pointe interagit avec la surface (essentiellement de façon répulsive), l'amplitude décroît parce que la fréquence de résonance change. La rétroaction se fait alors sur l'amplitude d'oscillation du levier. Les forces de friction sont évitées dans ce cas et la résolution est améliorée. La résolution latérale est de l'ordre de la dizaine de nanomètres et la résolution verticale de l'ordre de 0.1 nm. La précision et la résolution de la mesure sont limitées par la taille et la forme de la pointe utilisée.

Mesure du profil de trait des réseaux MLD de Pico2000

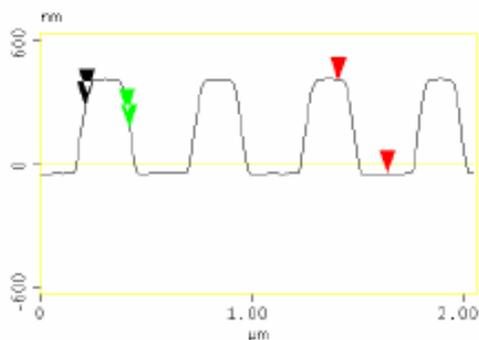


FIG. 4.4 – Coupe du profil d'un réseau MLD reconstruit par microscopie à force atomique. Les paramètres du profil mesurés ici sont $h=443$ nm, $c/d=0.66$, et $\theta=83^\circ$.

La caractérisation du profil de trait des réseaux MLD de Pico2000 par la technique de microscopie à force atomique permet de connaître les paramètres du réseau. Dans la mesure présentée ici (figure 4.4), la profondeur des traits h est de 443 nm, le rapport de forme c/d de 0.66 est estimé à partir de largeur de la pointe et les angles des trapèzes θ sont de 83° (Tableau 4.1). La mesure de l'angle des trapèzes est toutefois à nuancer par le fait que la pointe de l'AFM ne pourra jamais mesurer un profil de trait lamellaire, c'est à dire

h (nm)	c/d	θ ($^\circ$)
443	0.66	83

TAB. 4.1 – Profil de trait expérimental mesuré à l'AFM d'un réseau MLD de densité de traits 1740 mm^{-1} pour le laser Pico2000.

avec des angles de 90° . La mesure AFM indique un profil de trait de grande qualité avec une régularité du motif sur plusieurs périodes et en accord avec la modélisation théorique.

4.3 Qualité de surface d'onde des réseaux MLD

La réalisation de réseaux de diffraction à multicouches diélectriques doit tenir compte de la contrainte de qualité de surface d'onde. En effet, comme tout composant optique, les réseaux de diffraction peuvent apporter des aberrations spatiales au faisceau diffracté. Pour minimiser les défauts de surface d'onde des réseaux, une attention toute particulière est apportée au cours de la fabrication, du polissage du substrat à l'enregistrement holographique, en passant par le dépôt des couches diélectriques.

4.3.1 Paramètres de surface d'onde d'un réseau : PV et RMS

La caractérisation en surface d'onde d'un réseau de diffraction se fait à l'aide de deux paramètres : le pic à vallée (*PV*) correspondant à la différence entre le point d'altitude maximum et le point d'altitude minimum à la surface du réseau ($z_{\max} - z_{\min}$) et l'écart quadratique moyen (en anglais *RMS*) est défini comme $\sqrt{\sum (z - z_{\text{moy}})^2}$. Les paramètres *PV* et *RMS* sont exprimés en unité de longueur d'onde (λ), souvent sous la forme d'une fraction de longueur d'onde. La figure 4.5 présente la surface d'onde d'un réseau de diffraction holographique à traitement métallique de dimension $120 \text{ mm} \times 140 \text{ mm}$ et de densité de traits 1740 mm^{-1} .

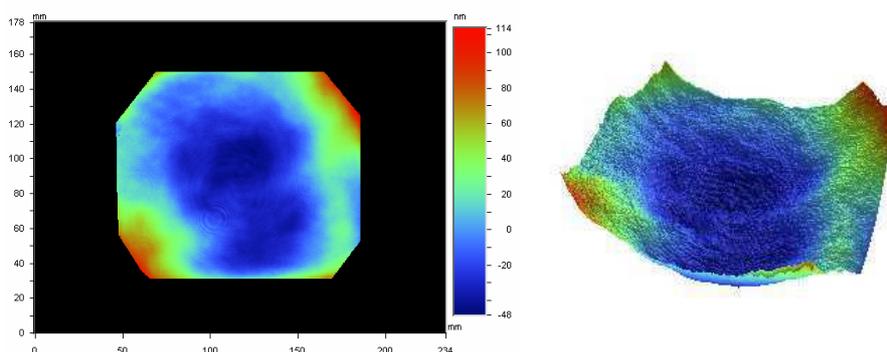


FIG. 4.5 – Surface d'onde 2D et 3D d'un réseau de diffraction holographique de dimension $120 \text{ mm} \times 140 \text{ mm}$. $PV = \lambda/4$ et $RMS = \lambda/21$ à 633 nm .

La surface d'onde se présente comme une image 2D ou 3D en fausses couleurs représentant les différentes altitudes à la surface du réseau par rapport à une surface plane de référence. Les valeurs *PV* et *RMS* mesurées ici sont respectivement de $\lambda/4$ et $\lambda/21$ à 633 nm .

4.3.2 Origines des défauts de surface d'onde des réseaux MLD

Les défauts de surface d'onde des réseaux de diffraction ont plusieurs origines. Tout d'abord, des imperfections de polissage du substrat peuvent altérer la qualité de surface d'onde. Ces défauts, surtout présents sur les bords, sont cependant très faibles car les substrats utilisés pour les réseaux MLD sont polis typiquement à $\lambda/10$ (PV) même pour de très grandes dimensions. Ensuite, le dépôt de l'empilement de couches diélectriques peut présenter des défauts d'uniformité ou des déformations engendrées par le stress des couches diélectriques. Les données fournies par le fabricant des miroirs diélectriques révèlent des valeurs $PV \simeq \lambda/6$ et $RMS \simeq \lambda/36$ à la longueur d'onde 1053 nm et à l'angle d'incidence de 67.65° qui correspond à l'angle médian entre les angles d'incidence et de diffraction du futur réseau. Les faisceaux laser utilisés pour l'enregistrement holographique peuvent également introduire des défauts de surface d'onde sur le réseau. En particulier, si les faisceaux ne sont pas parfaitement collimatés ou s'ils présentent des aberrations spatiales. Tout type de défaut d'enregistrement se retrouvera sur l'onde diffractée avec un facteur correspondant au rapport des longueurs d'onde d'utilisation et d'enregistrement. Les mesures d'erreur holographique faites pour les réseaux MLD de dimension $485 \text{ mm} \times 335 \text{ mm}$ ont donné des valeurs $PV \simeq \lambda/3$ et $RMS \simeq \lambda/22$ à la longueur d'onde d'enregistrement des réseaux.

4.3.3 Caractérisation en surface d'onde des réseaux MLD

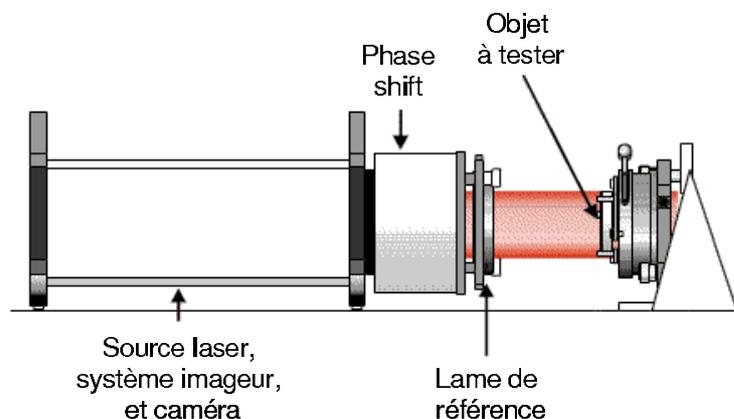


FIG. 4.6 – Schéma d'un interféromètre Fizeau pour la caractérisation en surface d'onde de réseau de diffraction. Il se compose d'un bloc source laser-système imageur-caméra, d'un phase shifter et d'une lame de référence.

Pour la caractérisation en surface d'onde d'éléments optiques comme les réseaux de diffraction, les méthodes interférométriques sont les mieux adaptées de part leur simplicité et leur grande résolution. En particulier, l'interféromètre Fizeau présente de nombreux avantages pour la caractérisation en surface d'onde d'éléments optiques de grandes dimensions [64]. Il fait partie de la famille des interféromètres à deux ondes par division d'amplitude au même titre que les interféromètres de Michelson, Twyman-Green ou Mach-Zehnder.

L'interféromètre Fizeau que j'ai utilisé, est composé d'une source laser, d'un système optique pour le grandissement du faisceau, d'un décaleur de franges (*phase shifter*), d'une caméra et d'une lame de référence (figure 4.6). Un miroir peut être ajouté au montage dans le cas d'échantillons réfractifs.

Le réseau de diffraction à caractériser en surface d'onde est positionné dans une monture réglable en tilt, tip et rotation. Un système de franges est créé par interférences entre l'onde réfléchie par la lame de référence de coefficient de réflexion $\sim 4\%$ et l'onde réfléchie par le réseau de coefficient de réflexion $\sim 95\%$. Le contraste du système de franges d'interférences est optimisé en insérant une densité optique calibrée de manière à avoir la même intensité pour les deux ondes réfléchies. La mesure se fait par *phase shift* c'est à dire par l'acquisition successive de cinq interférogrammes déphasés à chaque fois de $\pi/4$ [65]. Ceci s'effectue en modifiant la distance de la cavité de l'interféromètre Fizeau (distance réseau-lame de référence) par une translation piezo-électrique. La mesure effectuée correspond donc à la différence entre la surface d'onde de référence et la surface d'onde à tester.

Les mesures de surface d'onde par interférométrie Fizeau des réseaux MLD pour le compresseur du laser Pico2000 ont donné des valeurs typiques de $PV = \lambda/3.5$ et $RMS = \lambda/19$ à 1053 nm ceci sur une dimension de 480 mm \times 330 mm. L'interféromètre Fizeau permet donc de mesurer la surface d'onde d'un réseau MLD de grande dimension avec une grande précision et de manière rapide. Il nécessite cependant un environnement très stable du fait de la sensibilité des mesures aux fluctuations mécaniques et thermiques.

4.3.4 Influence des défauts de surface d'onde des réseaux sur la compression d'impulsions

Dans le cas du compresseur d'impulsions du laser Pico2000, le faisceau laser est réfléchi quatre fois sur les réseaux de diffraction. Des aberrations spatiales, introduites par les défauts de surface d'onde des réseaux, seront donc transférées au profil spatial du faisceau lors de la traversée du compresseur. Ces aberrations peuvent également affecter le profil temporel des impulsions recomprimées, en particulier la durée des impulsions, du fait du couplage spatio-temporel dans le compresseur. C'est pourquoi, la qualité de surface d'onde des réseaux est une caractéristique très importante. Les réseaux de diffraction MLD engendrent surtout des aberrations spatiales de type astigmatisme introduites par les défauts de polissage des substrats de grandes dimensions et du stress des couches minces diélectriques.

Une étude sur les effets des aberrations spatiales sur la compression d'impulsions a été menée au LULI par Benoît Wattellier avec le laser 100 TW [32]. Elle a montré que l'utilisation de faisceaux de grande dimension (200-300 mm) comme c'est le cas pour le laser

Pico2000 et une configuration en double-passage rendait l'effet des aberrations spatiales négligeables sur la compression d'impulsions sub-picosecondes.

4.4 Tenue au flux laser des réseaux MLD

Un aspect primordial des réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions est la tenue au flux laser. En effet, les réseaux du compresseur sont les composants optiques exposés aux plus grandes énergies et intensités du système laser. Il convient donc de connaître le seuil d'endommagement des réseaux de diffraction afin de prédire l'énergie délivrable par le laser. Pour cela, je rappellerai succinctement le régime d'interaction d'un laser petawatt femtoseconde avec un matériau diélectrique. Puis je développerai la mise en place d'une procédure de mesure du seuil d'endommagement des réseaux MLD. Enfin, je détaillerai le dispositif expérimental (banc de test et système laser) et étudierai les différents paramètres influents (durée d'impulsion, angle d'incidence) dans la tenue au flux des réseaux MLD.

4.4.1 Interaction laser-diélectrique en régime femtoseconde

Au cours des vingt dernières années, de nombreuses études ont été menées sur la compréhension des mécanismes d'interaction d'un champ électromagnétique intense et ultrabref avec des matériaux métalliques ou diélectriques. Ces études ont permis de dissocier les différents régimes d'interaction dépendant de la nature du matériau et de la durée des impulsions lasers. L'étude de l'endommagement laser des réseaux à multicouches diélectriques pour la compression d'impulsions femtosecondes passe donc par l'analyse de l'interaction laser-diélectrique en régime femtoseconde.

Structure des matériaux diélectriques et phénomènes d'absorption

Les matériaux diélectriques sont assimilés à un réseau d'ions entourés d'électrons plus ou moins liés et possèdent une structure en bandes ou niveaux d'énergie discrets. Cette structure est composée d'une bande de valence (BV) et d'une bande de conduction (BC) de part et d'autre d'une bande interdite (BI) (différence d'énergie entre le haut de la BV et le bas de la BC). Sans interaction avec un champ électromagnétique, la bande de valence renferme tous les électrons alors que la bande de conduction est vide. Nous nous intéressons à l'interaction d'un milieu diélectrique avec une impulsion laser ultra-bref (~ 100 fs) et ultra-intense ($I \simeq 10^{12}$ W/cm²).

Les mécanismes d'interaction entre un matériau diélectrique et un faisceau laser ultra-intense se déroulent selon deux étapes. Une première étape correspond à l'excitation des électrons et une seconde étape à la relaxation du matériau [66]. L'excitation des électrons se fait par absorption de l'énergie du faisceau laser. Dans le cas des matériaux diélectriques

présentant une bande interdite dont l'énergie est supérieure à l'énergie d'un photon laser ($E_{\text{BI}} > E_{\text{laser}}$), des processus d'absorptions non-linéaires comme l'ionisation multiphotonique interviennent selon l'intensité laser utilisée¹.

Ainsi, avant l'arrivée de l'impulsion laser, tous les électrons se trouvent dans la bande de valence. Si l'énergie de la bande interdite est supérieure à l'énergie laser, le matériau est transparent. Dans le cas contraire, il y a génération d'électrons libres qui transitent de la bande de valence vers la bande de conduction par un mécanisme d'absorption non-linéaire multiphotonique suivi d'un mécanisme d'ionisation par avalanche. Le régime d'ionisation est fixé par le paramètre de Keldysh [67] :

$$\gamma = \frac{\omega}{e} \sqrt{\frac{m_e c n \varepsilon_0 E_{\text{BI}}}{I}} \quad (4.1)$$

où ω et I sont respectivement la fréquence et l'intensité du laser, e et m_e correspondent respectivement à la charge et la masse électronique, et ε_0 à la permittivité du vide. Avec une intensité laser $I < 10^{13}$ W/cm², nous nous situons dans un régime d'ionisation multiphotonique et l'ionisation par effet tunnel peut être négligé. Le mécanisme d'ionisation par avalanche suivant l'ionisation multiphotonique consiste en une absorption d'énergie lumineuse intra-bande par les électrons de conduction, suivie d'une ionisation par collisions électroniques. Il existe une dépendance linéaire du taux d'ionisation par avalanche avec l'intensité laser [68], [69]. Après cette phase d'excitation, l'énergie lumineuse est transférée au réseau d'ions sur une échelle de temps de 1 à 10 ps. Ainsi, pour les impulsions dont la durée est comparable au temps de relaxation des électrons (10-100 fs), le transfert d'énergie se fait après le passage de l'impulsion. Ce dépôt d'énergie dans le matériau peut être assimilé à un choc thermique. Après la thermalisation électrons-réseau d'ions durant quelques picosecondes, le solide retourne à l'équilibre thermodynamique. Des modèles théoriques de l'interaction laser-diélectrique en régime femtoseconde ont été développés pour une meilleure prédiction des résultats expérimentaux de seuil d'endommagement [68], [70], [71].

Cas des réseaux de diffraction MLD

Dans le cas des réseaux MLD, la limite théorique du seuil de dommage est fixée tout d'abord par le seuil de dommage intrinsèque du matériau diélectrique imposé principalement par sa largeur de bande interdite (*bandgap*) mais aussi par la distribution du champ électrique dans le réseau. Le seuil de dommage mesuré peut également être influencé par d'autres facteurs comme le stress mécanique et thermique des couches minces diélectriques, les défauts de surface dus à la gravure et les défauts en volume de l'empilement

1. Dans le cas de l'interaction d'un faisceau laser à la longueur d'onde $\lambda=1053$ nm, soit $E_{\text{laser}} = 1.2$ eV, avec une couche mince diélectrique SiO₂ de bande interdite $E_{\text{BI}} = 9$ eV, il faut 8 photons pour que le mécanisme d'absorption multiphotonique se produise.

diélectrique (*scratch and dig*).

Les matériaux diélectriques utilisés pour la fabrication des réseaux MLD sont essentiellement des oxydes minéraux présentant des largeurs de bande interdite très différentes : SiO_2 (9 eV), Al_2O_3 (8.8 eV), HfO_2 (6 eV), Ta_2O_5 (4.4 eV). Le seuil de dommage est proportionnel à la largeur de la bande interdite du matériau diélectrique et sera d'autant plus grand que la largeur est grande. Ceci est la raison essentielle qui a conduit au choix du SiO_2 pour la couche supérieure du réseau.

4.4.2 Procédures de mesures du seuil d'endommagement des réseaux MLD

Les mesures de seuils d'endommagement de composants optiques et en particulier de réseaux de diffraction MLD en régime femtoseconde sont difficiles à réaliser et toujours sujettes à d'âpres débats. Il s'agit, tout d'abord, de donner une définition précise de l'endommagement laser d'un composant optique. Dans notre cas, nous choisissons de définir l'endommagement comme une modification irréversible de la surface du composant optique observé à l'aide d'un microscope. D'autres définitions sont également utilisées comme la modification des propriétés optiques du composant (indice de réfraction, efficacité de diffraction, *etc*). Ces mesures sont également dépendantes d'un très grand nombre de paramètres, pas toujours contrôlables, que je vais essayer d'énumérer de manière exhaustive dans la liste qui suit :

- *Paramètres laser utilisés* : durée d'impulsion, longueur d'onde, diamètre du faisceau laser sur l'échantillon et angle d'incidence. En effet, le seuil de dommage s'exprime en fonction du diamètre du faisceau sur l'échantillon et de l'angle d'incidence pour le calcul de la surface éclairée. Une fluctuation sur l'un ou l'autre de ces deux paramètres fausse la mesure du seuil de dommage. D'autre part, l'interaction laser-diélectrique est fortement dépendante de la durée de l'impulsion laser aussi bien en régime nanoseconde que femtoseconde. Et enfin, le spectre de la source laser de mesure du seuil d'endommagement doit être compris dans la gamme spectrale d'efficacité du réseau.
- *Stabilité du laser en énergie tir à tir* : pour les mesures de seuils d'endommagement utilisant un grand nombre de tirs, il est nécessaire d'avoir une densité d'énergie constante à chaque tir et donc une bonne stabilité du laser en énergie.
- *Méthodes de mesure* : *1 on 1*, *N on 1*, *R on 1*. Il existe trois procédures expérimentales ou méthodes de mesure du seuil d'endommagement laser de composants optiques : *1 on 1*, *N on 1* et *R on 1* [75]. La méthode *1 on 1* consiste à effectuer un seul tir laser, à une fluence donnée, sur un emplacement de l'échantillon,

alors que la méthode *Non 1* consiste à effectuer N tirs, à une fluence donnée, sur un même emplacement de l'échantillon. La méthode *Non 1* permet de connaître le comportement de l'échantillon après plusieurs tirs (vieillessement) ainsi que l'influence des effets thermiques dus à l'accumulation d'énergie au fur et à mesure des tirs. La dernière méthode, *Ron 1*, consiste à effectuer une rampe de fluence sur un même emplacement, c'est à dire que la fluence laser, en particulier l'énergie, est augmentée de manière progressive. Cette méthode permet de préparer l'échantillon (*pre-conditionning*), ce qui améliore parfois la tenue au flux.

- *Type de matériau diélectrique utilisé* : largeur de la bande interdite du matériau diélectrique exposé directement à l'impulsion laser (couche supérieure du réseau).
- *Profil de trait du réseau* : distribution et renforcement éventuel du champ électrique dans le réseau.
- *Qualité optique du réseau* : défauts en volume de l'empilement diélectrique et défauts en surface dus à la gravure et aux techniques de nettoyage.
- *Stress mécanique et thermique* : stress pouvant être engendré pendant la procédure de dépôt des couches minces diélectriques ou lors d'un changement important d'atmosphère (température, pression, humidité).
- *Environnement utilisé* : air, vide ou argon.
- *Incertitudes de mesure* : sur l'énergie et le diamètre de faisceau sur l'échantillon pour le calcul du seuil de dommage.

Il est par conséquent très difficile de donner de manière absolue une valeur de seuil d'endommagement pour les réseaux MLD. Afin de recouper les mesures et de pouvoir faire des tests de comparaison et de recouplement des résultats, une grande campagne de mesures de seuils d'endommagement a été lancée entre trois laboratoires différents : LULI (France), GSI (Allemagne) et LLE (Etats-Unis) avec des échantillons de réseaux MLD à 1053 nm de profils de trait différents, des réseaux Or et des miroirs MLD non gravés.

Banc de test de tenue au flux et système laser au LULI

Afin de caractériser les réseaux MLD en tenue au flux laser, j'ai construit au LULI un banc de test permettant la mesure de la fluence de dommage des réseaux MLD (figure 4.7). Ce banc de test de tenue au flux, à l'air, est constitué d'un dispositif expérimental précis de *détermination du seuil d'endommagement provoqué par laser sur les surfaces*

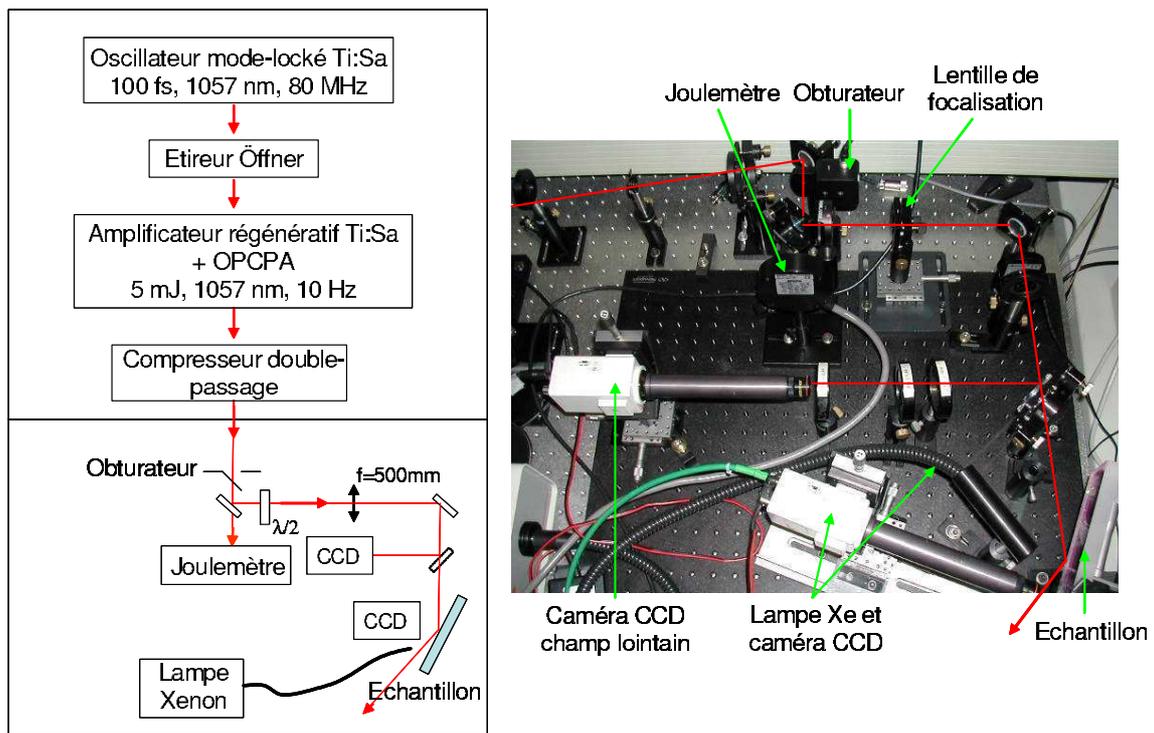


FIG. 4.7 – Système laser et banc de test de tenue au flux des réseaux MLD.

optiques en accord avec la norme ISO 11254-1 [75]. Il contient :

- un modulateur d'énergie composé d'une lame $\lambda/2$ et d'un polariseur,
- un obturateur pour permettre des mesures monocoups ou multicoups,
- un joulemètre pour mesurer l'énergie des impulsions,
- une lame $\lambda/2$ afin d'avoir une polarisation S (TE) pour les réseaux MLD et une polarisation P (TM) pour les réseaux métalliques,
- une lentille de focalisation de longueur focale 700 mm,
- une caméra CCD 8 bits linéaire LaserCam II (Coherent) avec un objectif $\times 6.3$ pour la mesure du diamètre du faisceau en champ lointain,
- un échantillon placé dans le plan focal de la lentille. Il est positionné dans une monture avec deux platines de translation pour déplacer l'endroit de l'irradiation laser et une platine de rotation pour ajuster l'angle d'incidence du faisceau sur l'échantillon,
- une caméra CCD avec un objectif $\times 4$ pour imager la surface du réseau éclairé par une source Xenon fibrée.

Le système laser utilisé pour la mesure du seuil d'endommagement des réseaux de diffraction MLD est un prélèvement du laser pilote du 100 TW [73]. Les impulsions générées ont une durée de 450 fs, une énergie de 2 mJ, à la cadence de répétition de 10 Hz. Le faisceau laser est caractérisé spatialement par la mesure du diamètre en champ lointain

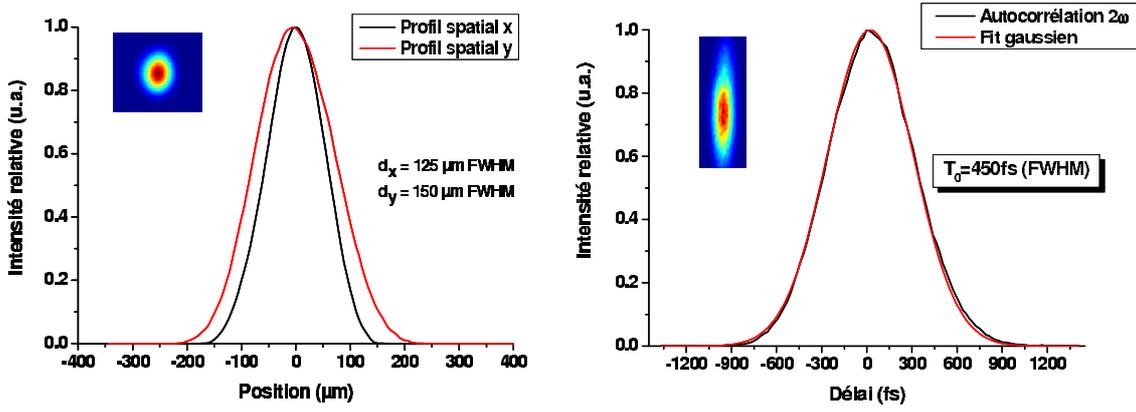


FIG. 4.8 – Profil spatial en champ lointain du faisceau laser ($d_x = 125\mu m$ et $d_y = 150\mu m$) et mesure d'autocorrélation du second ordre avec un fit gaussien ($T_0 = 450 fs$).

et temporellement par la mesure du spectre et l'estimation de la durée d'impulsion par une mesure d'autocorrélation 2ω monocoup (figure 4.8). Le diamètre du faisceau focalisé est de $125 \pm 5 \mu m$ suivant la coordonnée spatiale x et $150 \pm 5 \mu m$ suivant la coordonnée spatiale y . La durée d'impulsion estimée à partir de la mesure d'autocorrélation 2ω , en prenant une hypothèse de forme d'impulsion gaussienne, est de $450 \pm 20 fs$. La stabilité en énergie du laser est mesurée à 3.4% RMS.

4.4.3 Résultats des mesures de tenue au flux

Au laboratoire LULI :

La caractérisation en tenue au flux s'est faite sur trois échantillons de réseaux MLD SiO_2/HfO_2 de densité de traits $1740 mm^{-1}$ et de diamètre 50 mm (LE5, LE9 et LE21), présentant des profils de traits différents, et dont l'efficacité de diffraction mesurée était supérieure à 96% dans l'ordre -1 à la longueur d'onde de 1053 nm [74]. Un réseau métallique traité Or et un miroir MLD (LE3) constitué du même empilement diélectrique que les réseaux ont également été testés pour servir de références. La mesure des seuils d'endommagement s'est faite à l'air et dans les conditions d'utilisation des futurs grands réseaux MLD du laser Pico2000 (durée d'impulsion 400-500 fs pour un spectre de 4 nm à mi-hauteur, angle d'incidence 60° , longueur d'onde $1 \mu m$, polarisation S). La procédure de test est la suivante. Le faisceau laser est focalisé par une lentille de focale 700 mm sur l'échantillon orienté à son angle d'incidence (60°). La densité surfacique d'énergie (ou fluence surfacique) est calculée à partir de la surface irradiée et de l'énergie du faisceau laser gaussien :

$$F_{surf} = \frac{4 \ln 2 E}{\pi \Delta^2} \cos \alpha \quad (4.2)$$

où E est l'énergie mesurée du faisceau laser, α l'angle d'incidence et Δ la largeur du

faisceau à mi-hauteur. La mesure se fait sur la base de 600 tirs à 10 Hz pour une fluence et un site d'exposition donnés (méthode *Non 1*). Si aucun dommage n'est observé à la surface du réseau, une nouvelle série de 600 tirs est effectuée sur un autre site à une fluence supérieure et ainsi de suite jusqu'à observation de dommages. La fluence maximum ou seuil de dommage correspond à la valeur maximum de densité d'énergie pour laquelle aucun dommage n'est observé. L'utilisation d'un grand nombre de tirs permet de renseigner à la fois sur le seuil de dommage intrinsèque du réseau mais également sur son vieillissement, c'est à dire son comportement après l'accumulation de plusieurs centaines de tirs. Pour cela, il est nécessaire d'avoir un laser très stable spatialement et en énergie, ce qui était le cas avec notre système laser puisque la stabilité en énergie était de $\sim 3\%$ *RMS*.

Les résultats de mesure de fluence de dommage ont permis de classer les différents échantillons en terme de tenue au flux et ainsi de choisir le profil de traits qui donne les meilleurs résultats (tableau 4.2). Il est important de noter que les réseaux MLD LE21, LE5 et LE9 présentent des différences de profil de trait mais ont chacun une efficacité de diffraction $> 96\%$.

	Polarisation	Fluence surfacique
Réseau Or	TM	0.17 J/cm ²
Réseau MLD LE21	TE	0.32 J/cm ²
Réseau MLD LE5	TE	0.39 J/cm ²
Réseau MLD LE9	TE	0.3 J/cm ²
Miroir MLD LE3	TE	1 J/cm ²

TAB. 4.2 – Résultats des mesures de tenue au flux au LULI. Les réseaux MLD et Or ont une densité de trait de 1740 mm^{-1} . Les mesures sont effectuées dans l'air avec un angle d'incidence de 60° , une durée d'impulsion de 450 fs et un petit diamètre de faisceau ($\sim 150 \mu\text{m}$).

Ainsi, la plus grande fluence de dommage surfacique mesurée était de $\sim 0.4 \text{ J/cm}^2$. En comparaison, le réseau Or et le miroir MLD ont donné des valeurs de fluence surfacique de $\sim 0.2 \text{ J/cm}^2$ et de $\sim 1 \text{ J/cm}^2$ respectivement. L'analyse de ces différents résultats nous permet de montrer que, tout d'abord, la tenue au flux du meilleur réseau MLD est deux fois meilleure que celle du réseau Or à la durée d'impulsion de 450 fs. Nous avons également un facteur 2.5 entre le seuil de dommage du réseau et celui du miroir, ce qui constitue un bon résultat en terme de qualité de gravure.

L'aspect des dommages créés à la surface d'une structure multicouches diélectriques et d'un réseau métallique est différent (figure 4.9). Dans le cas du miroir et du réseau MLD, il s'agit d'une ablation femtoseconde très propre où l'on retrouve l'impact du faisceau laser alors que dans le cas du réseau Or, les dommages apparaissent sous forme de points diffusant la lumière qui résultent de la fusion locale par chauffage de la couche métallique.

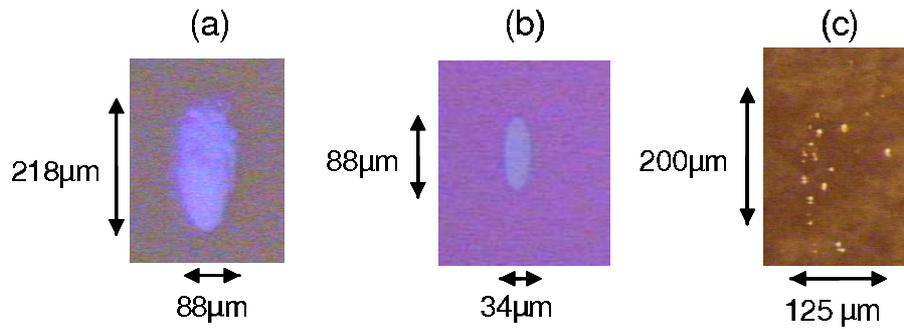


FIG. 4.9 – Images d’endommagement laser sur un réseau MLD (a), un miroir MLD (b) et un réseau métallique Or prises avec un microscope Leica MZ125.

Au laboratoire GSI :

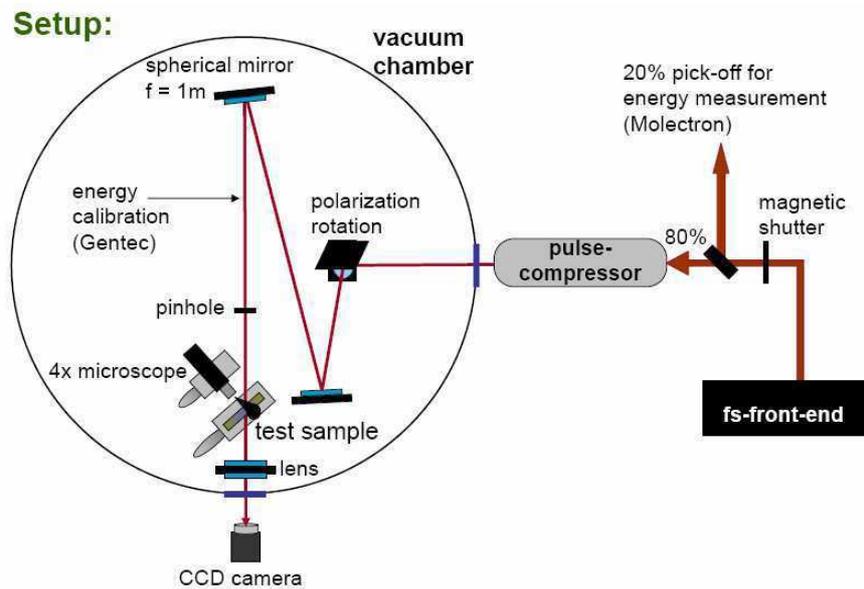


FIG. 4.10 – Banc de test de tenue au flux laser pour les réseaux MLD développé au laboratoire GSI.

Le laboratoire GSI a développé un banc de test de tenue au flux laser sous vide pour caractériser les réseaux MLD. Leur dispositif expérimental utilise une source laser délivrant des impulsions d’énergie multi-mJ, de durée 500 fs à la longueur d’onde 1054 nm et avec un diamètre de faisceau sur l’échantillon de $300 \mu\text{m}$ avec un angle d’incidence de 60° . Le faisceau est focalisé sur l’échantillon par un miroir sphérique de focale 1 mètre (figure 4.10). Les paramètres laser (taille de faisceau sur l’échantillon, durée d’impulsion) utilisés au GSI ainsi que la procédure de mesure (*Non 1*) sont très proches de ce qui est utilisé au LULI. La différence majeure vient de l’environnement de test, c’est à dire que le GSI réalise tous les tests sous vide alors qu’au LULI les tests sont effectués dans l’air. Les résultats de seuil de dommage mesurés sur deux réseaux MLD, un réseau Or et un miroir MLD sont résumés dans le tableau 4.3. Les résultats sont assez similaires à ceux obtenus au LULI. Dans les deux cas, nous obtenons, quelque soit le profil de trait du réseau MLD,

	Polarisation	Fluence surfacique
Réseau Or	TM	0.25 J/cm ²
Réseau MLD LE19	TE	0.38 J/cm ²
Réseau MLD LE22	TE	0.31 J/cm ²
Miroir MLD	TE	1.23 J/cm ²

TAB. 4.3 – Résultats des mesures de tenue au flux au GSI. Les réseaux MLD et Or ont une densité de trait de 1740 mm⁻¹. Les mesures sont effectuées sous vide à l’angle d’incidence 60°, pour une durée d’impulsion de 500 fs et avec un petit diamètre de faisceau (~300 μm).

un seuil de dommage compris entre 0.3 et 0.4 J/cm². Le facteur d’amélioration de la tenue au flux d’un réseau MLD par rapport à un réseau Or est compris entre 1.5 et 2. Entre un miroir MLD et un réseau MLD, le facteur est compris entre 2 et 3. Le miroir MLD a été mesuré à un angle d’incidence de 68°, ce qui correspond à l’angle d’optimisation de l’empilement diélectrique (angle médian entre les angles incident et diffracté).

Une étude de l’influence de la mise sous vide a été entreprise avec le réseau MLD LE19. Stocké pendant une longue période sous vide, le seuil d’endommagement a été mesuré à 0.38 J/cm² puis a été remesuré après un long stockage à l’air à 0.35 J/cm². Il est difficile de conclure sur cette étude en considérant l’incertitude innérente à la mesure, les deux résultats étant assez proches. Néanmoins, nous pouvons dire que l’empilement diélectrique est compatible avec la mise sous vide et que de plus, les réseaux MLD, comme tout composant optique sont très sensibles à la pollution et doivent être entreposés dans des salles blanches de classe 100-1000.

Les résultats obtenus au LULI et au GSI dans des conditions expérimentales comparables (laser et banc de test similaires) nous permettent d’estimer une amélioration d’un facteur 2 de la tenue au flux des réseaux MLD par rapport aux réseaux Or à la durée d’impulsion ~500 fs. Les miroirs MLD non gravés présentent un seuil d’endommagement 2 à 3 fois supérieur aux réseaux MLD. De plus, il existe également une différence de seuil de dommage entre les différents réseaux MLD ce qui confirme l’influence du profil de trait sur la tenue au flux laser en fonction du renforcement du champ électrique dans le réseau.

Au laboratoire LLE :

Les mesures de seuils d’endommagement réalisées au laboratoire LLE nous ont surtout permis de connaître l’influence de la durée des impulsions. En effet, le banc de test développé au LLE permet de faire des mesures de tenue au flux avec des durées d’impulsions de 10 ps. Or, nous savons que dans le cas des réseaux diélectriques l’endommagement laser est très dépendant de la durée d’impulsion. Des mesures réalisées sur le même type d’échantillons de réseaux MLD ont donné une fluence de dommage surfacique de 1.3 J/cm², soit

une fluence dans le faisceau (en section droite) de 4.3 J/cm^2 (angle d'incidence de 72.5°) [78]. Ce résultat très important nous confirme l'augmentation de la tenue au flux laser des réseaux MLD avec la durée d'impulsion et permet d'estimer une amélioration d'un facteur 3 du seuil de dommage entre 500 fs et 10 ps. Afin de connaître plus précisément l'évolution du seuil de dommage avec la durée d'impulsion, j'ai réalisé une série de mesures pour des durées comprises entre 450 fs et 6 ps.

4.4.4 Evolution du seuil de dommage en fonction de la durée d'impulsion

Dans le cas de la compression d'impulsions laser énergétiques subpicosecondes avec des réseaux de diffraction MLD, il est indispensable d'étudier l'influence de la durée d'impulsion sur le seuil de dommage. En effet, les différents réseaux du compresseur vont être exposés à des durées d'impulsion différentes. La nature de l'interaction laser-diélectrique impose une dépendance du seuil d'endommagement avec la durée d'impulsion [76]. Les premières études de l'influence de la durée d'impulsion τ sur le seuil de dommage ont montré qu'il existait deux régimes d'évolution. Un premier régime, caractérisé par une loi d'évolution en $\tau^{0.5}$, est valable pour des durées d'impulsion supérieure à 10 ps. Pour des durées inférieures à 10 ps, la loi d'évolution diverge de $\tau^{0.5}$ [77].

Pour connaître l'évolution de la tenue au flux en fonction de la durée d'impulsion dans le régime sub-picoseconde, des mesures du seuil de dommage à la surface d'un réseau MLD pour des durées d'impulsion variant de 450 fs à 6 ps ont été effectuées [74].

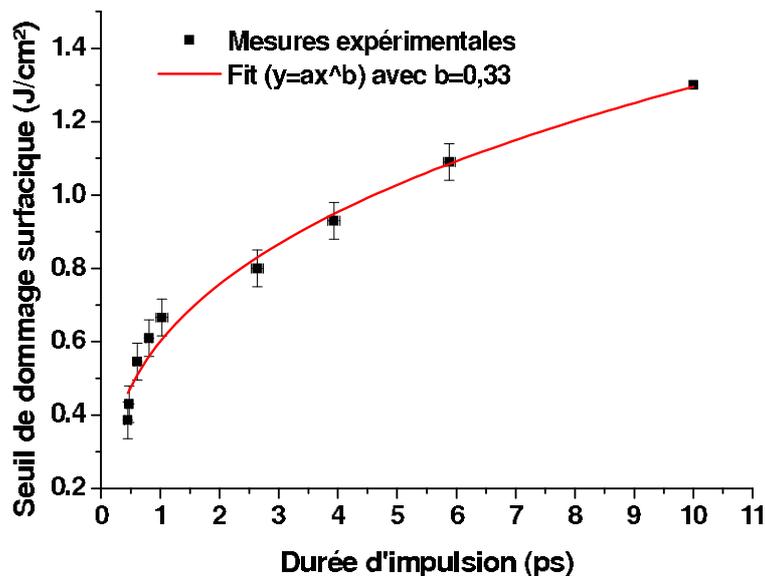


FIG. 4.11 – Evolution de la fluence de dommage surfacique en fonction de la durée d'impulsion de 450 fs à 10 ps. L'évolution de la fluence de dommage est ajustée par une loi en $\sqrt[3]{\tau}$. Un gain d'un facteur 3 est mesuré entre 450 fs et 10 ps.

Comme le montre la figure 4.11, le seuil de dommage des réseaux MLD diminue lorsque la

durée d'impulsion diminue. Nous voyons ainsi que le problème majeur pour la compression d'impulsions sera la tenue au flux du dernier réseau, celui qui est exposé à la plus courte durée d'impulsion. A 450 fs, le seuil de dommage mesuré à la surface du réseau est de 0,4 J/cm², soit 0.8 J/cm² en section droite. Une mesure récente faite au laboratoire LLE et en accord avec les mesures présentées ici a montré un seuil de dommage surfacique de 1,3 J/cm² à 10 ps, soit une augmentation d'un facteur 3 par rapport au seuil de dommage à 450 fs. Nous savons que pour des durées d'impulsions supérieures à 10 ps, le seuil de dommage évolue selon une loi en $\tau^{0.5}$ alors que pour des durées d'impulsions inférieures à 10 ps, la loi diverge en τ^α où α est inférieur à 0,5 [70]. Nous trouvons ici une loi en racine cubique de la durée d'impulsion ($\tau^{0.33}$) correspondant au fit des mesures expérimentales (figure 4.11). Les réseaux MLD sont donc d'autant mieux adaptés que la durée d'impulsion est grande.

4.4.5 Evolution du seuil de dommage en fonction de l'angle d'incidence

Les réseaux MLD utilisés pour la compression d'impulsions présentent une efficacité de diffraction maximale pour des angles d'incidence proches de l'angle de Littrow. Dans le cas de réseaux dont la densité de traits est de 1740 mm⁻¹ avec une longueur d'onde de 1053 nm, l'angle de Littrow vaut 66.4°. Pour les réseaux du laser Pico2000, il a été choisi de fonctionner avec un angle d'incidence de 60°, inférieur à l'angle de Littrow, et avec un angle de déviation de 15°. Ce choix a été imposé par la géométrie compact du compresseur. Il nous a paru intéressant de connaître l'évolution du seuil de dommage en fonction de l'angle d'incidence sur le réseau (figure 4.12).

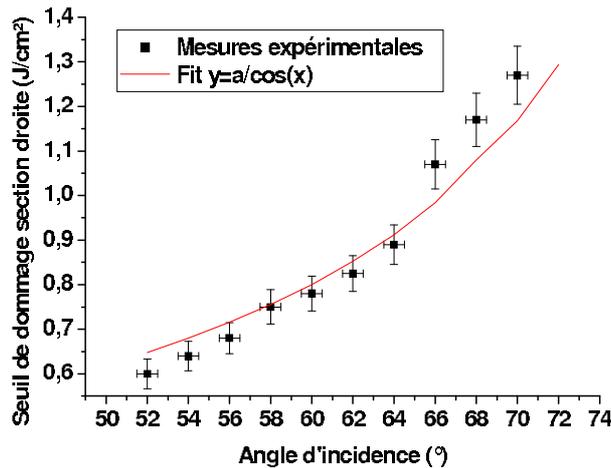


FIG. 4.12 – Evolution de la fluence de dommage en section droite en fonction de l'angle d'incidence sur le réseau.

Le seuil de dommage suit une loi en $1/\cos \alpha$, où α est l'angle d'incidence, pour une plage d'angle de 8° centré sur l'angle de travail 60°. Pour les angles d'incidence inférieurs ou supérieurs à cette plage, le seuil de dommage des réseaux MLD s'écartent de cette loi de

projection et tend à affirmer que l'augmentation de l'angle d'incidence améliore la tenue au flux des réseaux. En effet, la répartition du champ électrique dans le réseau est très dépendante de l'angle d'incidence. Le champ tend à se renforcer d'autant plus que l'angle d'incidence est faible.

Le problème de la tenue au flux des réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions n'est pas tout à fait résolu avec la nouvelle technologie des réseaux à multicouches diélectriques. La difficulté de mesurer des seuils d'endommagement de composants optiques en régime femtoseconde a amené une collaboration entre plusieurs laboratoires avec le développement de bancs de test dédiés à l'endommagement. Les différentes mesures comparatives nous ont permis d'estimer et de comparer la tenue au flux des réseaux MLD avec celle des réseaux Or. Nous avons vu que les réseaux MLD étaient très bien adaptés à des durées de 10 ps avec une amélioration de la tenue au flux d'un facteur 6 par rapport aux réseaux Or. Par contre, lorsque les durées d'impulsions se situent dans la gamme sub-picoseconde, l'amélioration de la tenue au flux est beaucoup moins importante (facteur 2). L'aspect tenue au flux des réseaux reste donc encore un facteur limitatif pour l'augmentation en énergie des chaînes laser et le fonctionnement en régime Petawatt.

Conclusion de la première partie

La première partie de ce manuscrit de thèse a été consacrée à l'étude d'une nouvelle génération de réseaux de diffraction à multicouches diélectriques pour la compression d'impulsions laser. Le premier chapitre m'a tout d'abord permis de justifier la méthode de compression par réseaux de diffraction dans le cas d'impulsions lasers dans la gamme d'énergie sub-kJ, avec des faisceaux de grand diamètre et un facteur d'étirement de l'ordre de 10^5 . Ensuite, j'ai dressé un état des lieux des différentes technologies de réseaux dans le chapitre 2 et montré que les réseaux holographiques métalliques, bien que seule technologie réellement mature, présentaient des limitations en terme de tenue au flux laser et d'efficacité de diffraction. Pour contourner les limitations intrinsèques des réseaux métalliques, la technologie des réseaux à multicouches diélectriques a émergé. Dans le chapitre 3, j'ai présenté la modélisation théorique des réseaux MLD en expliquant le choix d'un empilement $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$ et en calculant le nombre de couches optimales pour maximiser la réflectivité. Dans ce même chapitre, j'ai ainsi montré que l'efficacité de diffraction et la tenue au flux des réseaux MLD étaient conditionnées par le profil de trait du réseaux. La description des différentes étapes de fabrication ont précédé la caractérisation des réseaux MLD pour le compresseur du laser petawatt Pico2000. Ce quatrième chapitre a permis de définir expérimentalement les performances de ces réseaux :

- Une efficacité de diffraction moyenne de 94%,
- Un fluence surfacique de dommage, à 400 fs, de 0.4 J/cm^2 ,
- Une surface d'onde de $\lambda/3.5$ (PV) et $\lambda/19$ (RMS) à 1053 nm.

Deuxième partie

Mise en phase de réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions

Introduction de la deuxième partie

La deuxième partie de ce manuscrit de thèse est destinée au second thème majeur de ma thèse, l'étude de la mise en phase de réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions laser. Cette étude est née du besoin, toujours croissant, de réseaux de diffraction de plus en plus grands. Afin de simplifier les procédures de fabrication, de manutention et de caractérisation des réseaux, j'ai étudié la segmentation de grands réseaux en réseaux plus petits et mis en phase.

Le *chapitre 5* présentera le principe de la mise en phase de réseaux de diffraction dans un compresseur d'impulsions en s'appuyant sur l'exemple précurseur des grands télescopes dans le domaine de l'astronomie. Ensuite dans le *chapitre 6*, j'étudierai la modélisation théorique d'un compresseur à mosaïque de réseaux en analysant les effets spatiaux et temporels dus aux désalignements des réseaux. Le *chapitre 7* sera consacré au développement expérimental d'une mosaïque de deux réseaux et de différents diagnostics de contrôle de la mise en phase des réseaux. Après la démonstration de la mise en phase de réseaux avec des faisceaux monochromatiques, je présenterai dans le *chapitre 8* les différentes expériences de compression d'impulsions par mosaïque de réseaux qui m'ont permis de valider le concept dans le cas d'impulsions multiterawatt, sub-picosecondes, à $1 \mu\text{m}$. Enfin dans le *chapitre 9*, j'étudierai les perspectives de compression d'impulsions pour le futur laser ELI.

Chapitre 5

Principe de la mise en phase de réseaux dans un compresseur d'impulsions

Le développement des grands instruments scientifiques aussi bien dans le domaine de l'astronomie que dans celui des lasers de puissance nécessite des composants optiques (miroirs, réseaux de diffraction) de plus en plus grands. Une des voies suivies est la segmentation de ces composants optiques en une mosaïque de composants plus petits et alignés les uns par rapport aux autres pour reconstituer un composant monolithique.

Dans ce chapitre introductif à la mise en phase de réseaux pour la compression d'impulsions, je présenterai tout d'abord de manière générale la segmentation de composants optiques pour les grands instruments dans le domaine de l'astronomie puis des lasers de puissance. Ensuite, j'évoquerai les différents projets de compresseurs à mosaïques de réseaux à travers le monde ainsi que le concept de mise en phase à travers les différents degrés de liberté entre deux réseaux segmentés et leur appairage.

5.1 Segmentation des composants optiques pour les grands instruments

5.1.1 Dans le domaine de l'astronomie

C'est au début des années 1980, dans le domaine de l'astronomie, que la segmentation des composants optiques a commencé à être envisagée. Le développement de très grands télescopes nécessitait des miroirs primaires dont le diamètre pouvait atteindre la dizaine de mètres. La réalisation de composants monolithiques de cette dimension devenait inenvisageable du fait des contraintes qu'engendraient la fabrication, la caractérisation et la manutention de ces composants. L'utilisation de miroirs segmentés, c'est à dire composés d'une assemblée de petits miroirs individuels (ou segments), était considéré comme



FIG. 5.1 – Miroir primaire du télescope Keck 1 (Hawaii) de 10 mètres de diamètre composé de 36 miroirs hexagonaux segmentés.

la meilleure stratégie. Afin de reproduire les performances optiques d'un composant monolithique en terme de qualité d'image et d'ouverture effective, les différents segments devaient être alignés les uns par rapport aux autres, c'est à dire *mis en phase* avec des précisions d'alignement de quelques dizaines de nanomètres. Aujourd'hui, plusieurs grands télescopes possèdent des miroirs segmentés pour leur miroir primaire, à l'image du télescope Keck 1 à Hawaii qui possède un miroir primaire de 10 mètres de diamètre composé de 36 miroirs hexagonaux segmentés (figure 5.1) [79], [80]. La technologie de segmentation des miroirs pour les télescopes est actuellement bien maîtrisée et des projets de miroirs primaires segmentés de 42 mètres de diamètre sont à l'étude (OWL - ESO).

5.1.2 Dans le domaine des lasers de puissance

Le développement de systèmes lasers de puissance dans la gamme Petawatt entraîne une augmentation de la taille des composants optiques et en particulier des réseaux de diffraction des compresseurs d'impulsions. Ces réseaux ont un seuil d'endommagement laser qui limite l'énergie délivrable en sortie du système laser. La seule solution pour transmettre plus d'énergie est d'augmenter la taille des faisceaux lasers et par conséquent la taille des réseaux. La fabrication de réseaux de diffraction de largeur supérieure au mètre avec les performances optiques requises (efficacité de diffraction, qualité de surface d'onde) est inenvisageable. C'est pourquoi, l'utilisation des compresseurs segmentés, composés de mosaïques de réseaux de diffraction, est aujourd'hui étudié par de nombreux laboratoires.

5.2 Architectures de compresseurs à mosaïques de réseaux

De nombreuses architectures de compresseurs à mosaïque de réseaux sont actuellement à l'étude :

Laser FIREX-I - ILE (Osaka)

Le compresseur d'impulsions du laser petawatt FIREX-I du laboratoire ILE (Osaka - Japon) présente une géométrie en diamant (figure 5.2a) [81]. Le faisceau laser passe deux fois sur chacune des deux mosaïques de deux réseaux en utilisant un multiplexage angulaire avec quatre miroirs. L'intérêt ici est l'utilisation de seulement quatre réseaux pour la compression d'impulsions de 10 kJ à la durée de 10 ps.

Laser OMEGA-EP - LLE (Rochester)

Pour le laser petawatt OMEGA-EP, le laboratoire LLE (Rochester - Etats-Unis) développe un compresseur d'impulsions composé de quatre mosaïques de trois réseaux dont la dimension est de $430 \times 470 \text{ mm}^2$ dans une configuration double-passage dépliée (figure 5.2b) [82]. OMEGA-EP délivrera des impulsions laser de 2.6 kJ à 10 ps ou 1 kJ à 1 ps avec des faisceaux carrés de dimensions 36.9 cm. Les angles d'incidence et de diffraction du compresseur sont respectivement de 62° et 72° , ce qui explique l'utilisation de mosaïques de trois réseaux de 470 mm de largeur amenant la surface effective à $430 \times 1410 \text{ mm}^2$.

Lasers Pico2000 - LULI (Palaiseau) et POLARIS - IOQ (Jena)

Pour le laser petawatt Pico2000, le laboratoire LULI (Palaiseau - France) étudie un schéma de compresseur d'impulsions à mosaïques de réseaux dans une configuration double-passage en étages. Le compresseur est composé successivement d'un réseau monolithique puis de deux mosaïques de deux réseaux de dimension $485 \times 335 \text{ mm}^2$ et enfin d'un réseau final monolithique (figure 5.2c) [83]. Cette géométrie permettra d'obtenir des faisceaux de 500 J d'énergie, 300 mm de diamètre tout en conservant une largeur spectrale en sortie de compresseur de 4 nm.

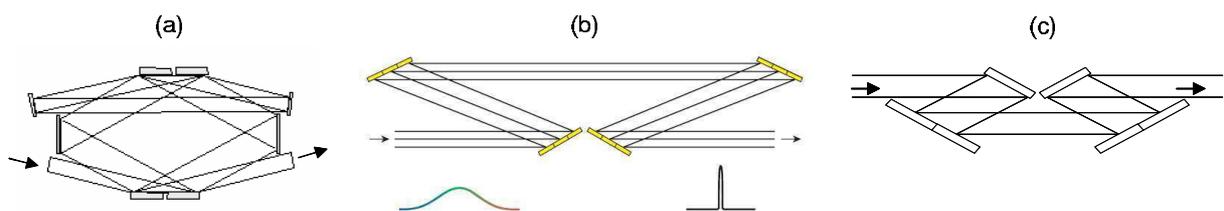


FIG. 5.2 – Schémas de compresseur d'impulsions à mosaïque de réseaux adoptés par les laboratoires ILE-Osaka (a), LLE-Rochester (b) et LULI-Palaiseau (c).

Pour des raisons de grande largeur spectrale ($\Delta\lambda_{\text{FWHM}} = 10 \text{ nm}$, $\lambda_0 = 1030 \text{ nm}$), le laser petawatt POLARIS du laboratoire IOQ-FSU (Jena - Allemagne) utilisera la même configuration de compresseur à mosaïques de réseaux que le LULI pour recomprimer des impulsions de 200 J à 150 fs [84].

5.3 Une architecture de compresseur à mosaïques de faisceaux

Le laser petawatt PETAL (CEA-CESTA) utilise un compresseur à mosaïque de faisceaux au lieu de mosaïque de réseaux, c'est à dire que le faisceau incident est découpé spatialement en quatre parties d'égales dimensions et les différents faisceaux sont comprimés dans des compresseurs indépendants [85]. Le système de compression est constitué de deux étages : un premier étage dans l'air avec des réseaux MLD de dimensions $83 \times 42 \text{ cm}^2$ et de densité de traits 1680 mm^{-1} et un second étage avec des réseaux MLD de dimensions $45 \times 42 \text{ cm}^2$ et de densité de traits 1780 mm^{-1} (figure 5.3).

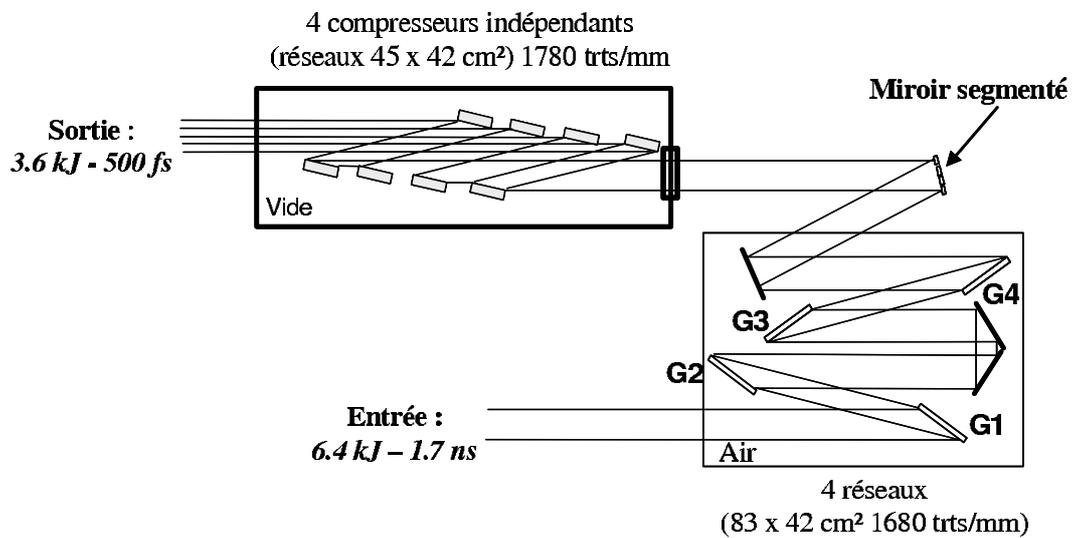


FIG. 5.3 – Schéma du compresseur d'impulsions à mosaïque de faisceaux adopté par le CEA-CESTA pour le laser petawatt PETAL.

La mise en phase des faisceaux se fait en sortie de compresseur par un miroir segmenté. L'avantage de ce système est de réduire les coûts du système de mise en phase des réseaux. Toutefois, la complexité de l'alignement du système à deux étages ainsi que le contrôle de la mise en phase de faisceau par miroir segmenté n'a encore jamais été démontré expérimentalement.

5.4 Degrés de liberté entre deux réseaux de diffraction adjacents

5.4.1 Définitions

La mise en phase de réseaux de diffraction (ou addition cohérente de réseaux) pourrait se définir comme la capacité à rendre identiques entre eux les fronts d'onde diffractés par de multiples réseaux segmentés. Ces multiples fronts d'onde diffractés seraient alors équivalents au front d'onde diffracté par un réseau monolithique. La réalisation de la mise en phase de réseaux consiste donc à déterminer les erreurs de phase ou déphasages introduits par le désalignement de deux réseaux adjacents et à les supprimer à l'aide d'actuateurs [86]. Dans le cas d'une mosaïque de deux réseaux de diffraction, cinq degrés de liberté sont à considérer suivant le repère (Ox, Oy, Oz) défini par la figure 5.4 :

- **Piston longitudinal** Δz correspondant à une translation entre les deux réseaux selon l'axe Oz , perpendiculaire à la surface des réseaux,
- **Piston latéral** ou espacement entre les réseaux Δx correspondant à une translation entre les deux réseaux selon l'axe Ox , parallèle à la surface des réseaux,
- **Tip** ou basculement θx correspondant à une rotation différentielle selon l'axe Ox ,
- **Tilt** θy correspondant à une rotation différentielle selon l'axe Oy ,
- **Rotation dans le plan du réseau** θz correspondant à une rotation des traits du réseau selon l'axe Oz .

Les réseaux de diffraction présentent une invariance par translation selon l'axe Oy parallèle aux traits des réseaux. Une translation selon cet axe n'a donc pas de conséquences sur le front d'onde diffracté par la mosaïque de réseaux. Aux cinq degrés de liberté définis précédemment, s'ajoute une contrainte supplémentaire liée à la fabrication des réseaux et à leur sensibilité thermique qui est la **différence de densité de traits** entre deux

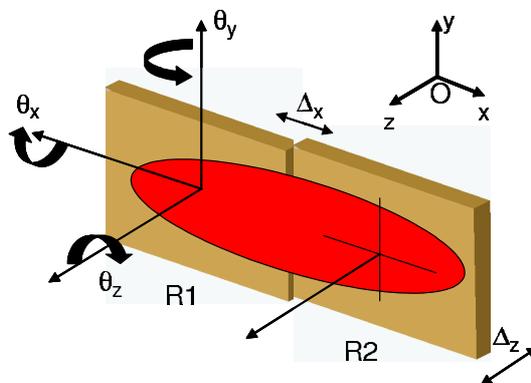


FIG. 5.4 – Degrés de liberté entre deux réseaux de diffraction : piston latéral (Δx), piston longitudinal (Δz), tip (θx), tilt (θy), et rotation dans le plan du réseau (θz).

réseaux (ΔN). Ce *sixième degré de liberté* doit être considéré pour la mise en phase de réseaux.

5.4.2 Appairage des degrés de liberté et compensation de défauts de phase

Les six degrés de liberté définis précédemment peuvent être appairés et se compenser mutuellement :

Tilt et différence de densité de traits

Considérons tout d'abord l'application numérique suivante. Soit une différence de densité de traits entre deux réseaux voisins de $\Delta N = 2.10^{-3} \text{ mm}^{-1}$ (valeur standard donnée par le fabricant de réseaux). Deux rayons lumineux, à la longueur d'onde $\lambda_0 = 1054 \text{ nm}$, sont incidents à une mosaïque de deux réseaux R_1 et R_2 de densité de traits respectives $N = 1740 \text{ mm}^{-1}$ et $N + \Delta N = 1740.002 \text{ mm}^{-1}$ pour un angle d'incidence commun $\alpha = 60^\circ$ (figure 5.5). Cette différence de densité de traits va entraîner un dépointé d'un rayon par rapport à l'autre de $8.8 \mu\text{rad}$. Ce dépointé peut être compensé par un tilt du réseau R_2 de $4.4 \mu\text{rad}$. La figure 5.5 donne ainsi l'angle d'incidence qu'il faudra au réseau R_2 pour compenser le dépointé engendré par la différence de densité de traits ΔN entre les deux réseaux voisins.

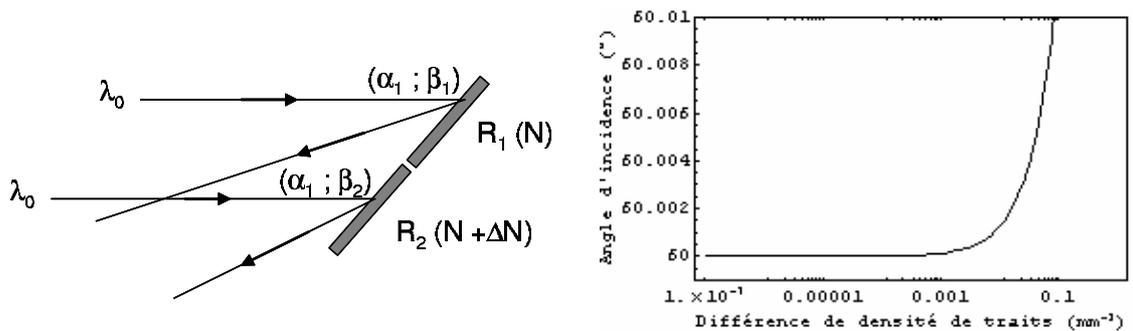


FIG. 5.5 – Schéma de principe du dépointé du rayon diffracté engendré par une différence de densité de traits entre deux réseaux mis en phase (gauche). Tilt de l'angle d'incidence pour compenser la différence de densité de traits entre les réseaux (droite).

Nous venons donc de montrer que la différence de densité de traits (ΔN) pouvait se compenser par un tilt (θ_y).

Piston latéral et piston longitudinal

Une propriété importante des réseaux de diffraction est d'introduire un déphasage constant de 2π par trait de réseau. La loi de phase des réseaux de diffraction est considérée comme parfaitement linéaire. Ainsi, un piston latéral (Δx), correspondant à un saut d'une fraction de trait du réseau, engendre un déphasage linéaire d'une fraction de 2π fonction

de la valeur de Δx , ce qui peut se compenser par un piston longitudinal qui a également pour effet d'introduire un déphasage linéaire de 0 à 2π en fonction de Δz .

Tip et rotation dans le plan du réseau

Un tip ou rotation différentielle θx par rapport à l'axe Ox entraîne un dépointé de l'ordre 0 réfléchi et de l'ordre -1 diffracté selon la coordonnée y . D'autre part, une rotation différentielle des traits d'un réseau θz par rapport à l'axe Oz entraîne un dépointé similaire selon la coordonnée y mais uniquement sur l'ordre -1 diffracté. En configuration compresseur d'impulsion, seul l'ordre -1 de diffraction étant utilisé, il sera donc possible de compenser une rotation de type tip par une rotation des traits d'un réseau.

L'appairage des degrés de liberté pour la compensation mutuelle des défauts de phase permet de réduire la complexité de l'alignement d'une mosaïque de réseaux.

Pour conclure ce chapitre introductif sur le principe de la mise en phase de réseaux, je voudrais souligner l'importance des recherches actuelles sur la segmentation des composants optiques aussi bien dans le domaine de l'astronomie que dans celui des lasers de puissance. La clé de la mise en phase d'éléments optiques segmentés est bien sûr l'alignement des différents composants entre eux à travers la maîtrise des différents degrés de liberté.

Chapitre 6

Analyse théorique de la mise en phase de réseaux

L'étude de la mise en phase de réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions passe tout d'abord par une analyse théorique de la propagation d'une impulsion laser dans un compresseur d'impulsions. Nous verrons à travers le traitement de la phase spectrale ce qui différencie un compresseur à réseaux monolithiques d'un compresseur à réseaux segmentés. Puis, dans un second temps, j'étudierai l'influence des défauts de phase, engendrés par le désalignement des réseaux, sur le profil spatial et temporel des impulsions recomprimées. Cette analyse permet de connaître les tolérances d'alignement des réseaux et ainsi de dimensionner un système mécanique avec les précisions requises.

6.1 Propagation d'une impulsion laser dans un compresseur à réseaux monolithiques ou segmentés

6.1.1 Cas d'un compresseur à réseaux monolithiques

Définition sibylline de la phase spectrale d'un compresseur à réseaux

Un compresseur d'impulsions à réseaux standard est constitué d'une paire de réseaux de diffraction parallèles et éventuellement d'un dièdre pour une configuration en double passage [13]. Considérons une impulsion laser de fréquence ω se propageant dans un compresseur d'impulsions composé d'une paire de réseaux parallèles où l'angle d'incidence est noté α , la densité de traits N et la distance inter-réseaux suivant la normale G (figure 6.1). L'équation des réseaux permet d'exprimer l'angle de diffraction β en fonction de la fréquence laser ω :

$$\beta(\omega) = \arcsin \left[\frac{2\pi Nc}{\omega} - \sin \alpha \right] \quad (6.1)$$

La dispersion angulaire introduite par les réseaux amène les différentes longueurs d'onde

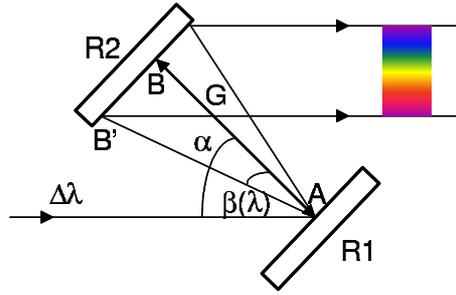


FIG. 6.1 – Schéma d'un compresseur d'impulsions en simple passage composé d'une paire de réseaux parallèles.

du spectre de l'impulsion à parcourir des chemins optiques différents, ce qui revient à les décaler temporellement. Il est possible de calculer le déphasage ou phase spectrale introduite par la propagation d'une impulsion dans un compresseur à réseaux en simple passage de plusieurs manières. En première approximation, ces calculs peuvent s'effectuer en considérant l'hypothèse des ondes planes même si, en réalité, les faisceaux sont limités spatialement ce qui nécessite un traitement rigoureux de la propagation dans le compresseur [1]. Une première expression de la phase spectrale introduite par un compresseur à réseaux peut être donnée par un calcul d'optique géométrique de déphasage entre les points A (1^{er} réseau) et B' (2^d réseau) (figure 6.1) [13] :

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} G \cos \beta(\omega) + 2\pi N G \tan \beta(\omega) \quad (6.2)$$

Le premier terme correspond à la phase accumulée selon la direction de propagation de l'onde entre les deux réseaux, du point A au point B'. Le second terme correspond au saut de phase engendré par chaque trait du réseau de densité de traits N . En effet, chaque trait du réseau apporte un déphasage de 2π et le nombre de traits entre B et B' est $NG \tan \beta(\omega)$. Ce second terme que l'on qualifie parfois d'*heuristique* est plus intuitif que rigoureux car il dépend d'un choix arbitraire de l'origine des phases. Si le calcul de déphasage se fait entre les points A et B commun à la normale aux réseaux, l'expression se simplifie par :

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} G \cos \beta(\omega) \quad (6.3)$$

Une approche plus rigoureuse du calcul de la phase spectrale d'un compresseur à réseaux repose sur un traitement du système dispersif en terme de vecteurs d'onde [87], [88]. La différence de phase entre les plans d'onde incident (Σ) et résultant (Σ'), parallèles aux réseaux (incidence normale), selon la normale commune (\overrightarrow{AB}) et pour une direction de propagation suivant un vecteur d'onde \vec{k} s'écrit (figure 6.2) :

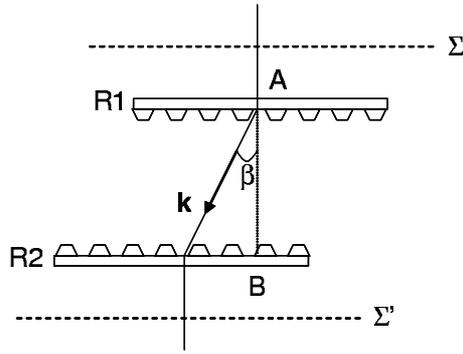


FIG. 6.2 – Traitement rigoureux du calcul de la phase spectrale d’un compresseur par le formalisme des vecteurs d’onde.

$$\phi(\omega) = \vec{k} \cdot \vec{AB} = \frac{\omega}{c} G \cos \beta(\omega) \quad (6.4)$$

Cette équation est valable aussi bien pour des réseaux en transmission qu’en réflexion et se généralise pour des angles d’incidence quelconques (différents de la normale) :

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} \frac{G}{\cos \alpha} \cos(\alpha - \beta(\omega)) \quad (6.5)$$

Les expressions 6.2, 6.3 et 6.5 de la phase spectrale ne diffèrent que d’un terme linéaire en ω près, elles peuvent donc être utilisées pour le calcul des dérivées successives de la phase spectrale.

Développement de la phase spectrale en une série de Taylor

Dans le cas d’une impulsion laser de faible largeur spectrale ($\Delta\lambda \ll \lambda$), la phase spectrale peut s’exprimer sous la forme d’un développement en une série de Taylor au voisinage de la fréquence centrale ω_0 :

$$\phi(\omega) = \phi_0 + \phi_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\phi_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\phi_3(\omega - \omega_0)^3 + o((\omega - \omega_0)^4) \quad (6.6)$$

où ϕ_0 est un terme de phase constant décrivant principalement la propagation de l’onde porteuse, ϕ_1 correspond au délai de groupe relatif à la propagation de l’enveloppe du champ électrique dans le compresseur, ϕ_2 représente la dispersion du délai de groupe et ϕ_3 est un terme de dispersion du 3^{ème} ordre¹. Les termes d’ordres supérieurs ne sont pas considérés dans la mesure où nous étudions ici des impulsions sub-picosecondes. Les différents termes de la phase spectrale s’expriment en fonction des paramètres du compresseur (α, β_0, N, L) :

1. Les acronymes anglais couramment utilisés sont GDD (group delay dispersion) pour ϕ_2 et TOD (third-order dispersion) pour ϕ_3 .

$$\phi_0 = \phi(\omega_0) = \frac{2\pi}{\lambda_0} L \cos^2 \beta_0 \quad (6.7)$$

$$\phi_1 = \left. \frac{\partial \phi}{\partial \omega} \right|_{\omega_0} = \frac{L}{c} (1 + \sin \alpha \sin \beta_0) \quad (6.8)$$

$$\phi_2 = \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} = -\frac{L \lambda_0^2 N^2}{2\pi c \cos^2 \beta_0} \quad (6.9)$$

$$\phi_3 = \left. \frac{\partial^3 \phi}{\partial \omega^3} \right|_{\omega_0} = \frac{3L \lambda_0^4 N^2 (1 + \sin \alpha \sin \beta_0)}{4\pi^2 \cos^4 \beta_0} \quad (6.10)$$

où $\beta_0 = \beta(\lambda_0)$ est l'angle de diffraction à la longueur d'onde centrale λ_0 et L la distance de propagation inter-réseaux à la longueur d'onde λ_0 ($G = L \cos \beta_0$). Seuls les termes d'ordre 2 (ϕ_2) et d'ordre 3 (ϕ_3) de la phase spectrale sont considérés pour la compression de l'impulsion.

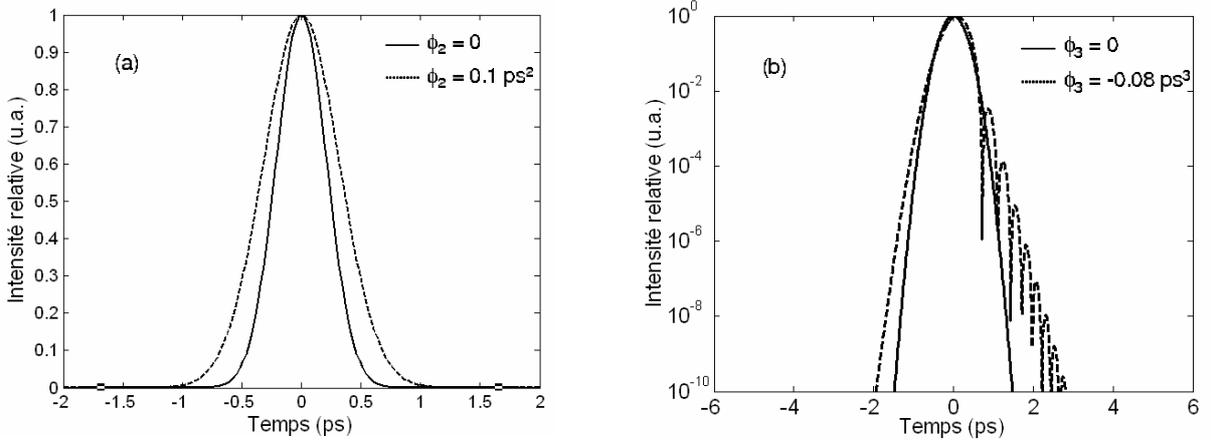


FIG. 6.3 – (a) Profil temporel d'une impulsion gaussienne de 500 fs limitée par Fourier (courbe solide) et avec un terme de dispersion quadratique $\phi_2=0.1 \text{ ps}^2$ (courbe pointillée) élargissant l'impulsion à 750 fs. (b) Profil temporel en échelle logarithmique sans dispersion cubique (courbe solide) et avec $\phi_3=-0.08 \text{ ps}^3$ (courbe pointillée).

Le terme ϕ_2 amène la durée d'impulsion à évoluer de la manière suivante dans le cas gaussien :

$$\tau(\phi_2) = \tau_0 \left(1 + \frac{(4 \ln 2 \phi_2)^2}{\tau_0^4} \right)^{1/2} \quad (6.11)$$

où τ_0 est la largeur temporelle à mi-hauteur de l'impulsion limitée par la transformation de

Fourier. Le terme ϕ_3 modifie la forme de l'impulsion en la dissymétrisant et en dégradant le contraste temporel² [89], [19]. En effet, lorsque l'accord de phase spectrale n'est pas respecté à l'ordre 3, le profil temporel se trouve altéré par des rebonds dans les pieds de l'impulsion. La figure 6.3 présente l'influence d'un terme de dispersion quadratique (ϕ_2) sur l'élargissement de la durée d'impulsion ainsi que l'influence d'un terme de dispersion d'ordre 3 (ϕ_3) sur le contraste temporel. Pour $\phi_2 = 0.1 \text{ ps}^2$, une impulsion de durée 500 fs limitée par Fourier sera élargie à une durée de 750 fs (figure 6.3a). Pour $\phi_3 = -0.08 \text{ ps}^3$, le profil temporel devient dissymétrique avec l'apparition de rebonds visible en échelle logarithmique. Les premiers rebonds apparaissent ici à un niveau d'intensité de 10^{-2} ce qui affecte grandement le contraste temporel picoseconde (figure 6.3b).

6.1.2 Cas d'un compresseur à mosaïques de réseaux

Dans le cas d'un compresseur d'impulsions à mosaïques de réseaux, tous les termes de la relation 6.6 sont à prendre en compte. Pour cela, nous considérons un compresseur d'impulsions constitué d'un 1^{er} réseau monolithique (R_1) suivi d'une mosaïque de deux réseaux (R_{21} et R_{22}) Nous faisons l'hypothèse que les réseaux R_1 et R_{21} sont parfaitement alignés entre eux et nous calculons les erreurs de phase entre les réseaux R_{21} et R_{22} pour les différents désalignements possibles [91]. En se limitant à l'ordre 0 et 1 de la phase spectrale, les expressions des déphasages sont les suivantes :

Piston longitudinal (Δz) :

$$\Delta\phi_0(\Delta z) = k[\cos \alpha + \cos \beta_0]\Delta z \quad (6.12)$$

$$\Delta\phi_1(\Delta z) = \frac{1}{c} \left[\frac{1 + \cos(\alpha - \beta_0)}{\cos \beta_0} \right] \Delta z \quad (6.13)$$

Piston latéral (Δx) :

$$\Delta\phi_0(\Delta x) = \frac{2\pi}{d} \Delta x \quad (6.14)$$

$$\Delta\phi_1 = 0 \quad (6.15)$$

Différence de période de traits (Δd) :

$$\Delta\phi_0(\Delta d) = \frac{2\pi \Delta d X}{d^2 \cos \alpha} \quad (6.16)$$

$$\Delta\phi_1 = 0 \quad (6.17)$$

2. La notion de contraste temporel d'une impulsion ultra-brèves sera abordée dans la partie 3.

Tip (θ_x) :

$$\Delta\phi_0(\theta_x) = k[\cos\alpha + \cos\beta_0]Y\theta_x \quad (6.18)$$

$$\Delta\phi_1(\theta_x) = \frac{1}{c} \left[\frac{1 + \cos(\alpha - \beta_0)}{\cos\beta_0} \right] Y\theta_x \quad (6.19)$$

Tilt (θ_y) :

$$\Delta\phi_0(\theta_y) = k \left[1 + \frac{\cos\beta_0}{\cos\alpha} \right] X\theta_y \quad (6.20)$$

$$\Delta\phi_1(\theta_y) = \frac{1}{c} \left[\frac{1 + \cos(\alpha - \beta_0)}{\cos\alpha \cos\beta_0} \right] X\theta_y \quad (6.21)$$

Rotation par rapport aux traits du réseau (θ_z) :

$$\Delta\phi_0(\theta_z) = \frac{2\pi}{d} Y\theta_z \quad (6.22)$$

$$\Delta\phi_1 = 0 \quad (6.23)$$

où $k = 2\pi/\lambda_0$ est le nombre d'onde, α l'angle d'incidence, β_0 l'angle de diffraction à la longueur d'onde centrale λ_0 et d la période des traits des réseaux. (X, Y, Z) représente le repère du faisceau en sortie du compresseur où X et Y sont les coordonnées spatiales transverses du faisceau respectivement perpendiculaire et parallèle aux traits du réseau et Z la direction de propagation du faisceau.

Les termes de phase d'ordre 0 joueront un rôle important dans le profil spatial du faisceau en sortie de compresseur. Les termes de phase d'ordre 1 relatifs au délai de groupe de l'impulsion influenceront la synchronisation des différentes parties de l'impulsion. Enfin, les termes d'ordre 2 et 3 auront la même incidence sur le profil temporel de l'impulsion recomprimée que dans le cas d'un compresseur monolithique.

6.2 Etude de l'influence des défauts de phase sur le profil spatial et temporel des impulsions

6.2.1 Effets spatiaux

Considérons tout d'abord l'influence des défauts de phase sur le profil spatial du faisceau, c'est à dire des termes de phase d'ordre 0. Des précédentes études avaient permis de

connaître l'influence sur le profil spatial d'un défaut de phase de type piston entre deux miroirs segmentés voisins [80], [92].

Cas d'un défaut de phase piston pour une mosaïque de réseaux en incidence normale

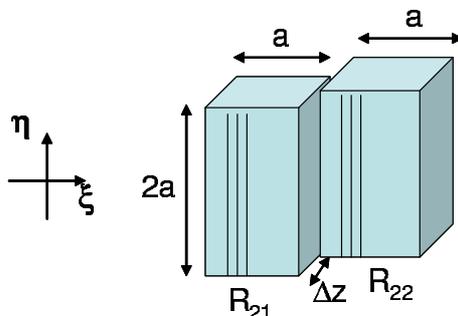


FIG. 6.4 – Schéma d'une paire de réseaux de diffraction voisins (R_{21} et R_{22}) de dimension $a \times 2a$ présentant un piston différentiel Δz .

Considérons tout d'abord le cas intuitif d'une mosaïque de deux réseaux de section totale $2a \times 2a$ divisée en deux parties égales (R_{21} et R_{22}) avec un défaut de phase différentiel introduit par un piston *mécanique* Δz (figure 6.4). La fonction d'ouverture relative à cette paire de réseaux s'écrit :

$$f(\xi, \eta) = \begin{cases} \exp(ik\Delta z), & 0 > \xi > -a; -a \geq \eta \geq a \\ \exp(-ik\Delta z), & a > \xi > 0; -a \geq \eta \geq a \\ 0, & |\xi| > a; |\eta| > a \end{cases} \quad (6.24)$$

où (ξ, η) sont les coordonnées position dans le plan de la pupille, $2a$ la section de l'ouverture, k le nombre d'onde et Δz le piston longitudinal. Un piston *mécanique* Δz induit, en incidence normale, une différence de chemin optique sur le front d'onde réfléchi de $2\Delta z$. L'espacement entre les deux réseaux n'est pas considéré ici. La figure de diffraction est ensuite donnée par la transformée de Fourier 2D spatiale de la fonction d'ouverture :

$$\hat{f}(x, y) = \text{sinc}\left(\frac{kax}{2}\right) \cos\left[k\left(\Delta z + \frac{ax}{2}\right)\right] \text{sinc}(kay) \quad (6.25)$$

où (x, y) sont les coordonnées position dans le plan focal. Dans le cas d'un piston nul ($\Delta z = 0$), la distribution d'intensité représentée par $I(x, y) = [\hat{f}(x, y)]^2$ est définie par une fonction sinc^2 à deux dimensions normalisée à l'unité, ce qui correspond à la distribution d'intensité d'un réseau monolithique parfait (figure 6.5a). Pour $\Delta z = 0$ et $\Delta z = \lambda/2$, la distribution d'intensité dans le plan focal est exactement la même. Quand un défaut de phase piston apparaît ($\Delta z \neq 0$), le pic d'intensité se déplace du centre et un second pic apparaît. Les deux pics deviennent égaux lorsque le piston est égal à $\lambda/4$ et l'intensité

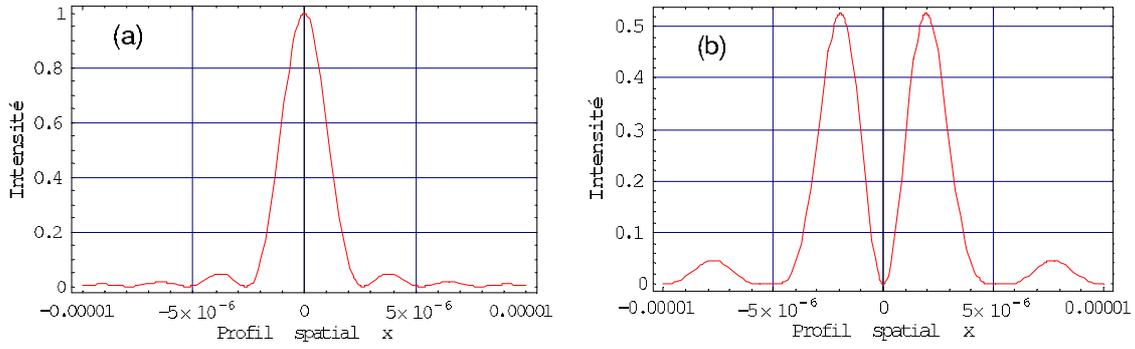


FIG. 6.5 – Distribution théorique de l'intensité dans le plan focal suivant la coordonnée spatiale x pour un piston $\Delta z = 0$ (a) et pour un piston $\Delta z = \lambda/4$ (b).

diminue fortement (figure 6.5b). Le défaut de phase piston est 2π -périodique en phase (ou $\lambda/2$ -périodique en piston) et cause une division du faisceau en deux parties dans le plan focal. L'intensité crête est réduite de moitié dans le cas d'une opposition de phase et la répartition d'énergie est spatialement étalée.

Cas des défauts de phase piston, tip et tilt pour le compresseur à mosaïques de réseaux de Pico2000

Considérons maintenant le cas d'une mosaïque de deux réseaux dans le compresseur d'impulsions Pico2000. Le calcul des défauts de phase tilt, tip et piston à l'ordre 0 se fait en reprenant les équations 6.12, 6.18 et 6.20 pour lesquelles nous définissons les paramètres suivants :

- Angle d'incidence $\alpha=60^\circ$,
- Densité de traits des réseaux $N=1740 \text{ mm}^{-1}$,
- Angle de diffraction $\beta_0=75.5^\circ$,
- Longueur d'onde centrale $\lambda_0=1054 \text{ nm}$,
- Durée d'impulsion limitée par transformée de Fourier $\tau_0=400 \text{ fs}$,
- Diamètre à mi-hauteur du faisceau gaussien incident $\phi=200 \text{ mm}$.

Le faisceau sera projeté à part égale sur les deux réseaux de la mosaïque. L'influence d'un défaut de phase piston reste similaire au cas précédemment étudié (incidence normale), c'est à dire que la distribution d'intensité évolue de manière périodique avec le défaut de phase piston et le profil spatial dans le plan focal est assujéti à un phénomène d'interférences entre les fronts d'onde réfléchis par chaque réseau (figure 6.6). Lorsqu'un déplacement différentiel de type piston se produit entre les deux réseaux voisins, le pic d'intensité se déplace du centre et un second pic apparaît. Ces deux pics présentent la même intensité lorsque le déphasage entre les deux fronts d'onde réfléchis est de π ce qui correspond à $\Delta z = \lambda/(2 \cos \alpha + \cos \beta_0)$. La tolérance pour n'avoir qu'une baisse de 10% de l'intensité crête correspond à un piston $\Delta z < 230 \text{ nm}$ considérant les paramètres du compresseur dé-

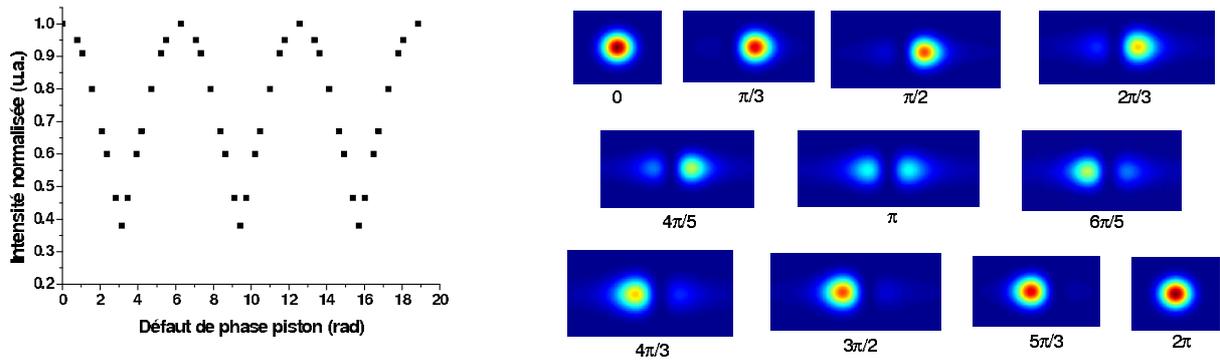


FIG. 6.6 – Calcul de l'intensité et du profil spatial dans le plan focal en fonction du défaut de phase de type piston.

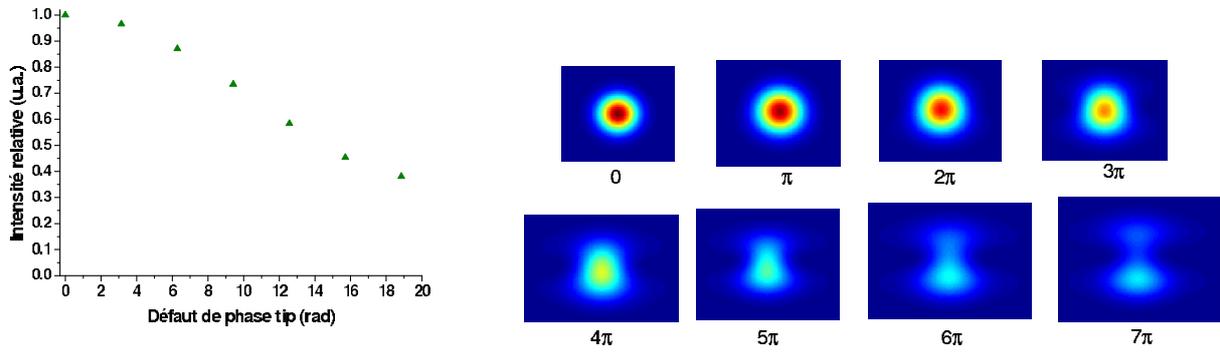


FIG. 6.7 – Calcul de l'intensité et du profil spatial dans le plan focal en fonction du défaut de phase de type tip.

finis précédemment.

Les défauts de phase tip et tilt, correspondant à des rotations différentielles entre deux réseaux, vont introduire un chromatisme latéral et un dépointé du faisceau en sortie de compresseur selon les directions transverses X et Y du faisceau. Les tolérances d'alignement pour limiter la baisse d'intensité à 10% sont pour le tip $\theta_x < 2.3 \mu\text{rad}$ et pour le tilt $\theta_y < 0.6 \mu\text{rad}$. Les figures 6.7 et 6.8 présentent l'évolution de l'intensité crête et du profil spatial en champ lointain associé en fonction respectivement des défauts de phase tip et tilt. Dans les deux cas, les défauts de phase entraînent un étalement de la tache focale jusqu'à la séparation totale des contributions spatiales de chacun des deux réseaux de la mosaïque.

Les tolérances d'alignement de la mosaïque de deux réseaux dans le cas du compresseur Pico2000 sont résumées dans le (Tableau 6.1). Ces tolérances ne sont valables uniquement lorsque l'on considère un seul type de désalignement à la fois et que les deux autres désalignements sont nuls. Dans le cas où les trois types désalignements sont présents en même temps et qu'ils se cumulent, il est bien évident que l'intensité sera diminuée de plus

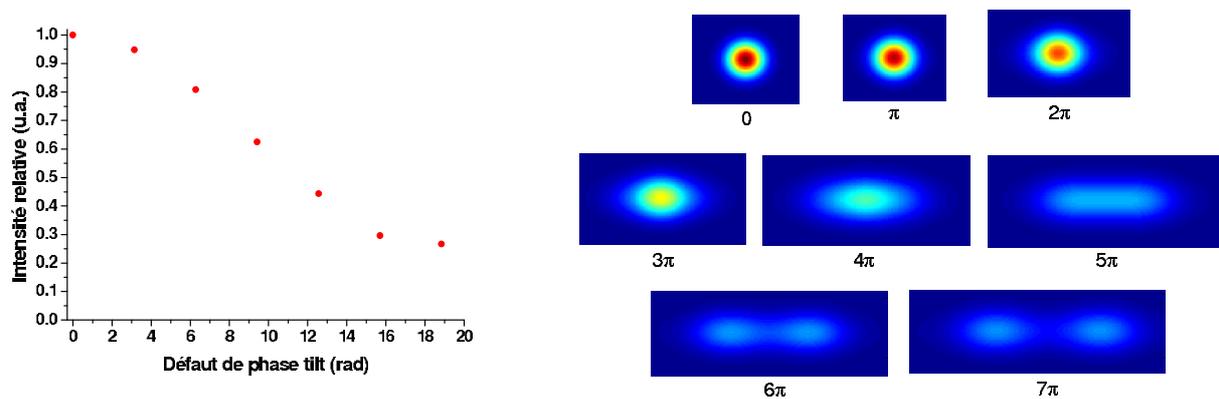


FIG. 6.8 – Calcul de l'intensité et du profil spatial dans le plan focal en fonction du défaut de phase de type tilt.

que 10%.

	Tolérances d'alignement
Pistons	230 nm
Tip et rotation des traits	2.3 μrad
Tilt	0.6 μrad

TAB. 6.1 – Tolérances d'alignement des réseaux pour la mise en phase du compresseur Pico2000.

6.2.2 Effets temporels

Considérons maintenant les termes de phase d'ordre 1 et 2 responsables des effets temporels sur l'impulsion. A partir des expressions 6.13, 6.19 et 6.21, il est possible de connaître la désynchronisation de l'impulsion à travers la différence de délai de groupe ($\Delta\phi_1$) générée par les deux réseaux de la mosaïque.

Désalignement réseaux	Désynchronisation
Piston $\Delta z=230$ nm	6 fs
Tip + rotation des traits=2.3 μrad	6 fs
Tilt $\theta_y=0.6$ μrad	6.5 fs

TAB. 6.2 – Tolérances d'alignement des réseaux pour la mise en phase du compresseur Pico2000.

Si nous reprenons les tolérances d'alignement établies au paragraphe précédent pour les défauts de phase d'ordre 0 ($\Delta z=230$ nm, $\theta_x+\theta_z=2.3$ μrad , $\theta_y=0.6$ μrad), nous obtenons une différence de délai de groupe <10 fs (Tableau 6.2) ce qui reste acceptable pour des impulsions dont la durée est de 400 à 500 fs. Concernant l'augmentation de la durée d'impulsion due aux déphasages d'ordres supérieurs ($\Delta\phi_2$), les tolérances fixées précédemment par le critère spatial entraînent un élargissement temporel de l'impulsion négligeable (<1 fs).

Conclusion

Dans ce chapitre, nous venons d'analyser la propagation d'une impulsion laser dans un compresseur à réseaux monolithiques et dans un compresseur à mosaïques de réseaux. Les différents désalignements (tip, tilt, piston) entre deux réseaux adjacents affectent en premier lieu le profil spatial du faisceau en diminuant l'intensité crête par étalement de la tache focale. Le profil temporel des impulsions de 500 fs recomprimées ne sera affecté que dans un second temps dans notre cas d'étude qui est le compresseur d'impulsions à mosaïque de réseaux du laser Pico2000.

Chapitre 7

Développement expérimental d'une mosaïque de réseaux et de diagnostics d'alignement

L'étude théorique sur la mise en phase de réseaux présentée précédemment m'a permis de dimensionner un système mécanique de nanositionnement pour une paire de réseaux de diffraction. Les différents éléments de ce système dessiné et assemblé au laboratoire LULI seront tout d'abord présentés. Ensuite, je m'intéresserai aux nombreuses techniques d'alignement de composants optiques segmentés dans le but de choisir celles qui sont le plus appropriées à la mise en phase de réseaux dans un compresseur d'impulsions. Parmi ces techniques je présenterai la mise en oeuvre expérimentale d'une technique interférométrique ainsi que d'une technique d'analyse en champ lointain.

7.1 Système mécanique de nanositionnement d'une paire de réseaux

Dans le but de démontrer la faisabilité de la mise en phase de réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions, un système mécanique de nanositionnement d'une paire de réseaux a été développé au LULI. Ce système permet l'alignement des deux réseaux juxtaposés, de dimensions $120 \times 140 \text{ mm}^2$, avec une très grande précision (figure 7.1). Chacun des deux réseaux est monté sur deux rotules et fixé par des vis en nylon afin d'éviter les contraintes mécaniques qui pourraient amener des distorsions de surface d'onde. Les cinq degrés de liberté nécessaires à l'alignement de deux réseaux voisins sont présents. Une platine de translation manuelle permet de régler l'espacement entre les réseaux (piston latéral). Un ensemble de double *trait-point-plan* couplé avec des vis à butées micrométriques (Micro-Contrôle - Newport, course : 8 mm, sensibilité : $0.02 \mu\text{m}$) est utilisé pour ajuster le tip et la rotation dans le plan des réseaux avec une précision de l'ordre du microradian. Une platine de translation motorisée avec un piezo-électrique en

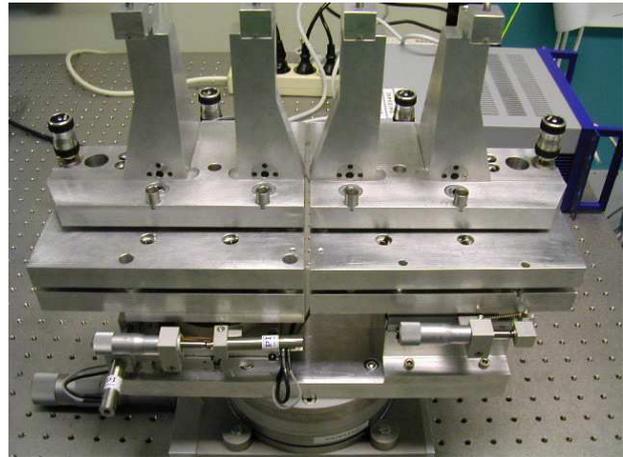
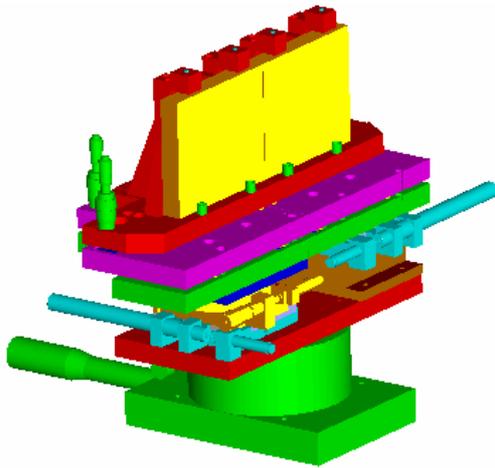


FIG. 7.1 – Dessin mécanique 3D (gauche) et photo (droite) du système mécanique de nanopositionnement d'une paire de réseaux de dimension $120 \times 140 \text{ mm}^2$.

boucle fermée (M-014.PS - Polytec PI) permet de régler le piston longitudinal différentiel avec une précision de 10 nm. De même, une platine de rotation avec un transducteur piezo-électrique (M-036.PS - Polytec PI) est utilisée pour l'alignement du tilt entre les deux réseaux. L'ensemble mécanique est monté sur une platine de rotation et une platine de translation commune aux deux réseaux pour le réglage de l'angle d'incidence sur la mosaïque de réseaux et de la distance entre les réseaux dans le compresseur. La dimension totale du système est de $L420 \times H420 \times P200 \text{ mm}^3$ pour un poids d'environ 30 kg.

Ce système mécanique est un prototype à l'échelle 1/3 de ce qui pourrait être implanté dans le compresseur du laser Pico2000 lors du fonctionnement en régime petawatt. De plus petite dimension que la version finale, il est destiné à fonctionner dans un compresseur à l'air. A terme, le système mécanique devra supporter le fonctionnement sous vide ainsi que des charges beaucoup plus importantes dues aux poids des montures et des réseaux.

7.2 Les différentes techniques d'alignement d'une mosaïque de réseaux

Un grand nombre de techniques ont été proposées pour l'alignement de miroirs ou de réseaux de diffraction segmentés. Elles peuvent se classer en trois familles principales :

- Techniques de mesure de front d'onde,
- Techniques d'analyse de champs lointains,
- Techniques interférométriques.

Je vais donc présenter un état de l'art de ces techniques d'alignement en soulignant à chaque fois leurs avantages et leurs inconvénients respectifs.

7.2.1 Techniques de mesure de front d'onde

La mesure de front d'onde est une technique en champ proche qui s'effectue principalement avec deux types de senseurs : l'analyseur de Shack-Hartmann et l'interféromètre multi-ondes à décalage latéral (ou shearing) [93], [94].

Analyseur de Shack-Hartmann

Le principe de l'analyseur de front d'onde de Shack-Hartmann consiste à décomposer un front d'onde incident en sous-fronts d'onde localement plans à l'aide d'une matrice de micro-lentilles. Les différentes taches focales au foyer des micro-lentilles sont décalées latéralement en fonction de la pente du sous-front d'onde associé et enregistrées par une caméra CCD. A partir de ces mesures de décalage, il est possible par un calcul d'optique géométrique d'obtenir la dérivée de la phase spatiale :

$$\varphi'(x_i) = \frac{2\pi\Delta x_i}{\lambda f} \quad (7.1)$$

où Δx_i sont les positions des points d'impact sur la caméra CCD des rayons passant par le centre de chacune des micro-pupilles, λ est la longueur d'onde et f est la longueur focale commune à l'ensemble des micro-lentilles. Le front d'onde sera donc reconstruit à partir des dérivées partielles de la phase spatiale.

L'analyseur de Shack-Hartmann est couramment utilisé dans le domaine de l'astronomie pour la mesure de front d'onde. Dans le cas de composants segmentés comme un miroir primaire de télescope, il permet de connaître les défauts de phase (tip, tilt et piston) introduit par chacun des segments.

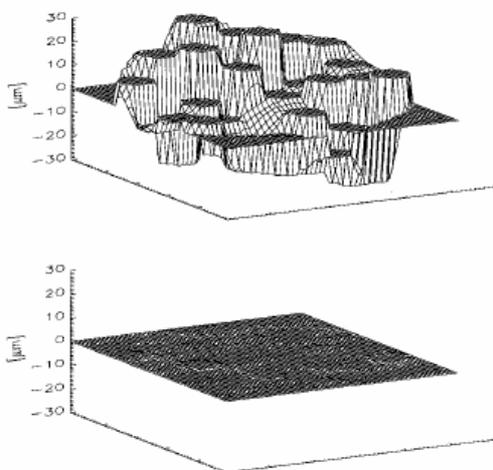


FIG. 7.2 – Mesure de la surface d'onde du miroir segmenté de Keck 2 avant (haut) et après mise en phase (bas) [80].

Ainsi, il a été montré que l'utilisation d'un analyseur de Shack-Hartmann modifié, où les traditionnelles micro-lentilles sont remplacées par des micro-prismes pour obtenir de meilleures qualités d'images, permettait de reconstruire le front d'onde issu d'un miroir primaire de plusieurs dizaines de segments [80]. La figure 7.2 montre la mesure initiale de surface d'onde où les différents miroirs ne sont pas en phase (haut) puis le front d'onde après correction des défauts de phase (bas). La précision de mesure de ces analyseurs est de l'ordre de 30 nm pour un piston différentiel entre deux miroirs. Une des limitations à la mesure du piston est la qualité de surface d'onde des composants optiques à mettre en phase.

Interféromètre multi-ondes à décalage latéral

L'interféromètre à décalage latéral est basé sur une technique d'interférométrie auto-référencée à plusieurs ondes. Une onde incidente est dupliquée à l'aide d'un composant diffractif (réseau 2D) en trois ou quatre ondes décalées latéralement qui interfèrent entre elles. L'interférogramme obtenu donne accès aux dérivées partielles de la phase spatiale comme dans le cas de l'analyseur de Shack-Hartmann, ce qui permet ensuite de reconstruire le front d'onde de l'onde incidente. L'interférométrie multi-ondes à décalage latéral est couramment utilisée pour la mesure de front d'onde dans le domaine des lasers de puissance. Un problème peut se poser lorsque l'on utilise cette technique avec des fronts d'onde comportant des discontinuités dues à la jointure entre les différents segments. Une première démonstration a permis de montrer qu'il était possible d'adapter cette technique de mesure de front d'onde à la mesure d'une différence de phase de type piston entre deux faisceaux indépendants [95]. La précision de la mesure de piston est de l'ordre de 50 nm. Cette expérience récente devrait être améliorée par la suite et gagner en précision de mesure.

Les avantages des techniques de mesure de front d'onde sont la bonne précision de mesure (environ 40 nm pour un piston) ainsi que la simplicité des systèmes (produits commerciaux). Toutefois, la mesure peut être entachée d'erreurs apportées par les aberrations optiques des composants segmentés à aligner. En effet, un piston de 40 nm correspond à mieux que $\lambda/25$ à 1054 nm, ce qui est déjà meilleur que la qualité de surface d'onde RMS des grands composants optiques. De plus, l'incertitude sur la mesure absolue du défaut de phase piston ne peut être levée lorsque ces systèmes sont utilisés en lumière monochromatique.

7.2.2 Techniques d'analyse de champs lointains

Optimisation du rapport de Strehl et de l'énergie encerclée

A la différence des techniques en champ proche de mesure de front d'onde, les techniques d'analyse de champs lointains se font en étudiant la répartition de l'intensité dans le plan focal d'une optique de focalisation. En définissant les deux paramètres représentatifs de la qualité d'une tache focale ou figures de mérite que sont le rapport de Strehl et l'énergie encerclée, il est possible grâce à des algorithmes itératifs d'optimisation de paramètres de mettre en phase un grand nombre de composants optiques segmentés [96], [97].

Le rapport de Strehl se définit comme le rapport de l'intensité expérimentale dans le plan focal par l'intensité de référence d'une tache d'Airy :

$$\text{Strehl} = \frac{|TF(A(x, y) \exp i\phi(x, y))|^2}{|TF(A_{\text{ref.}}(x, y))|^2} \quad (7.2)$$

Où TF est l'opérateur de transformation de Fourier¹, $A(x, y)$ est l'amplitude du faisceau expérimental, $\phi(x, y)$ est le front d'onde mesuré et $I_{\text{ref.}}(\xi, \nu) = |TF(A_{\text{ref.}}(x, y))|^2$ est la répartition d'intensité dans le plan focal d'un faisceau référence limité par la diffraction. Le rapport de Strehl est compris entre 0 et 1.

L'énergie encerclée se définit comme la fraction de l'énergie totale contenue dans un disque dont le rayon est défini par la figure de diffraction de Fraunhofer d'une ouverture circulaire (tache d'Airy) [98].

Grâce à cette technique, un algorithme itératif couplé à une boucle de rétroaction pilotant les différents actionneurs d'alignement optimise la répartition d'intensité dans le plan focal, c'est à dire maximise le rapport de Strehl et l'énergie encerclée. Les conditions initiales rentrées dans l'algorithme ne comportent aucune information sur l'état de désalignement du composant segmenté, seul le résultat du champ lointain est connu. Le nombre d'itérations nécessaire à l'optimisation dépend du nombre de segments à aligner et du degré de désalignement. L'objectif est de se rapprocher au maximum des performances d'une tache focale limitée par la diffraction, ceci en considérant les aberrations inhérentes aux composants optiques traversés.

L'avantage principal de cette technique est sa capacité à aligner une mosaïque de miroirs segmentés avec seulement un champ lointain. Toutefois, la simplicité du montage optique est contrebalancée par la complexité de l'algorithme d'optimisation. De plus, l'incertitude d'alignement du piston longitudinal à 2π près n'est pas levée par ce type d'analyse en champ lointain. L'utilisation d'une source externe pour l'alignement des composants

1. L'opérateur de transformation de Fourier spatiale à deux dimensions peut être défini par : $\hat{A}(u, v) = TF[A(x, y)] = \int \int A(x, y) \exp[-i(ux + vy)] dx dy$.

segmentés permettrait de s'affranchir des turbulences de l'atmosphère dans le cas d'un télescope et des distorsions de front d'onde (aberrations, effets thermiques, ...) dans le cas d'une chaîne laser de puissance.

Optimisation de plusieurs champs lointains

Une technique plus raffinée a été proposée par le laboratoire IOQ-FSU de l'Université de Jena. Elle consiste à mesurer les défauts d'alignement de cinq degrés de liberté (tip, tilt, rotation dans le plan du réseau, piston latéral, piston longitudinal) entre deux réseaux de diffraction voisins en analysant plusieurs champs lointains [84] (figure 7.3). Le système de compression utilisé se compose au total de trois réseaux de diffraction en double passage dont une mosaïque de deux réseaux pour l'étalement d'un spectre de 10 nm à mi-hauteur. Les réseaux ont une densité de traits de 1480 mm^{-1} , un angle d'incidence de 40.73° , un angle de déviation de 19.95° à la longueur d'onde centrale 1030 nm et une distance entre les réseaux de 5.607 m. Avec cette configuration, un désalignement angulaire d'un réseau de la mosaïque par rapport à l'autre de $1 \mu\text{rad}$ (tolérance d'alignement) engendre un désalignement angulaire du faisceau en sortie de compresseur de $5.1 \mu\text{rad}$ pour un tilt, $2.5 \mu\text{rad}$ pour un tip et $3.0 \mu\text{rad}$ pour une rotation dans le plan du réseau. L'analyse en champ lointain se fait tout d'abord en considérant le critère de Rayleigh qui fixe la condition de résolution de deux taches focales par la relation :

$$A'B' > 1.22 \frac{\lambda f}{d} \quad (7.3)$$

où A' et B' sont les positions des centres des deux taches focales, λ la longueur d'onde et d la taille du faisceau au niveau de la lentille de longueur focale f . L'expression 7.3 peut se réécrire en fonction de l'écart angulaire entre les deux faisceaux issus chacun d'un des deux réseaux de la mosaïque :

$$\Delta\alpha > 1.22 \frac{\lambda}{d} \quad (7.4)$$

Pour une longueur d'onde de 1054 nm et un faisceau de diamètre 200 mm, l'équation 7.4 nous donne un écart angulaire de $6.4 \mu\text{rad}$. En réduisant la taille du faisceau à 100 mm et la longueur d'onde à 400 nm, il est possible de détecter cette fois des écarts angulaires d'environ $4 \mu\text{rad}$. Une source laser continue à la longueur d'onde 400 nm est dans ce cas utilisée pour l'alignement de la mosaïque de réseaux :

- La détection des désalignements de type tilt et tip se fera par l'analyse du champ lointain de l'ordre 0 de la mosaïque de réseaux avec un angle d'incidence α_1 . Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le profil spatial du faisceau en champ lointain affecté par un désalignement de type tip ou tilt évolue tout d'abord comme un

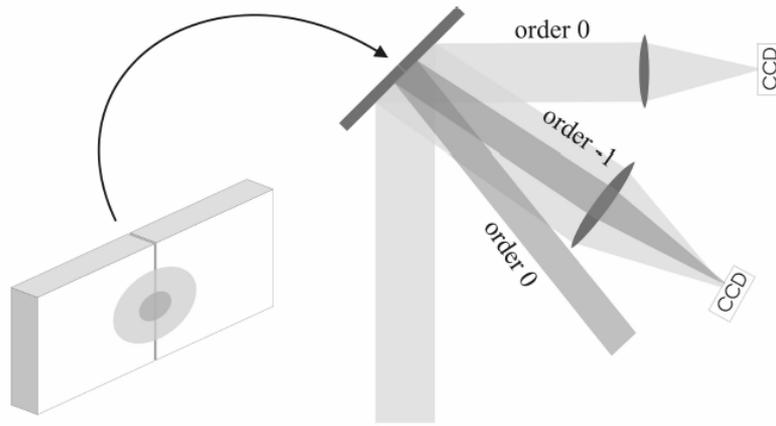


FIG. 7.3 – Schéma expérimental pour la mesure des désalignements d'une mosaïque de deux réseaux par analyse de plusieurs champs lointains [84].

étalement de la tache focale jusqu'à l'apparition de deux taches dans les directions X (tilt) ou Y (tip).

- La rotation dans le plan du réseaux (parallélisme des traits) et le piston latéral sont des défauts de phase dépendants de la structure diffractive du réseau. Il faudra donc utiliser le champ lointain issu de l'ordre -1 de la mosaïque de réseaux pour avoir l'information sur ces deux types de défauts de phase.
- Le piston longitudinal sera détecté en analysant le champ lointain issu de l'ordre 0 de la mosaïque de réseaux avec un angle d'incidence α_2 différent de celui utilisé pour la détection du tilt et du tip ou avec une longueur d'onde différente. En effet, le défaut de phase piston étant une fonction dépendante du cosinus de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde, si les défauts de phase tilt et tip sont corrigés alors les deux champs lointains de l'ordre 0 doivent être identiques pour que le piston longitudinal soit égal à 0.

Cette technique présente l'avantage d'avoir une détection complète de tous les désalignements d'une mosaïque de deux réseaux même si cela n'est pas toujours nécessaire. En effet, il est possible de compenser certains défauts de phase par d'autres qui ont le même effet sur le front d'onde réfléchi. La détection se fait directement dans le compresseur avec une source laser externe. Toutefois, plusieurs inconvénients empêchent l'utilisation de cette technique. La mise en oeuvre expérimentale est assez lourde puisqu'elle nécessite trois champs lointains de faisceaux de grandes dimensions donc de nombreuses optiques et trois caméras qui risque d'entraîner des problèmes d'encombrement dans un compresseur sous vide. Mais l'inconvénient majeur vient du choix de la longueur d'onde ($\lambda=400$ nm) puisqu'il bannit l'utilisation de réseaux de diffraction MLD dont la réflectivité et

l'efficacité de diffraction ne se situe que sur une largeur spectrale de quelques dizaines de nanomètres centrée autour de la longueur d'onde d'utilisation (1053 nm).

7.2.3 Techniques interférométriques

Les techniques interférométriques se proposent d'étudier le système d'interférences généré par une onde réfléchiée par un composant optique segmenté et par une onde référence. En utilisant des interféromètres classiques à deux ondes de type Fizeau, Michelson, Twyman-Green ou Mach-Zehnder, il est possible de mesurer les défauts de phase entre plusieurs composants segmentés et de les aligner les uns par rapport aux autres.

Interféromètre Michelson en lumière blanche

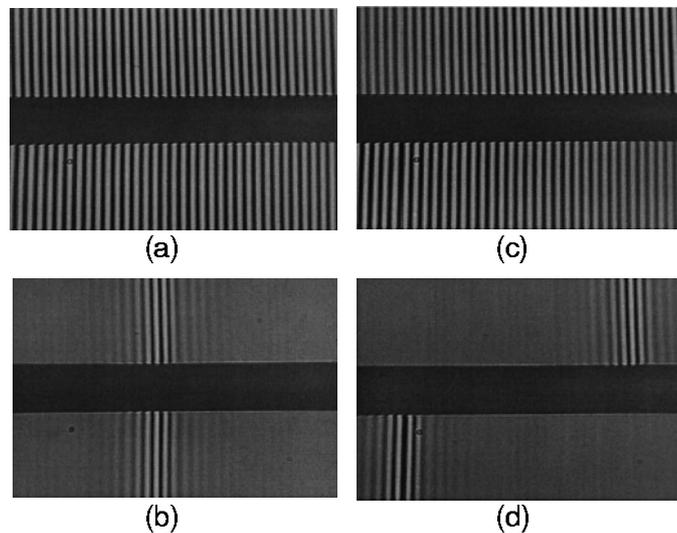


FIG. 7.4 – Système d'interférences de deux miroirs voisins mis en phase (a - monochromatique, b - lumière blanche) et avec un piston de $8 \mu\text{m}$ (c - monochromatique, d - lumière blanche) [79].

Pour permettre la mesure absolue d'un défaut de phase de type piston en plus des défauts tip et tilt, des systèmes interférométriques en lumière blanche ont été développés par la communauté astronomique. Ainsi, pour le grand télescope GRANTECAN² en Espagne, un interféromètre Michelson en lumière blanche de grande ouverture (pupille de diamètre 63.5 mm) a permis la mesure d'un défaut piston avec une précision de 5 nm sur une gamme de $12 \mu\text{m}$ [79].

Un défaut de phase de type tilt différentiel aura comme effet sur l'interférogramme de modifier la période des franges, alors qu'un défaut tip modifiera l'angle des franges. Lorsque ces deux défauts de phase sont corrigés, il faut encore corriger le défaut piston pour que la mise en phase soit complète. Comme l'illustre la figure 7.4, un piston modifie l'accord

2. Gran Telescopio Canarias

du système de franges, c'est à dire qu'entre les deux miroirs voisins, les franges claires (resp. sombres) ne coïncideront pas. Pour avoir une mesure absolue du piston il est nécessaire d'avoir un système interférométrique en lumière blanche afin de s'affranchir de l'incertitude de 2π présente dans une mesure monochromatique.

Interféromètre Fizeau à 633 nm

La première démonstration de mise en phase de réseaux de diffraction a été réalisée à l'aide d'une technique interférométrique [99]. A l'aide d'un interféromètre Fizeau commercial (MiniFIZ Model 100 - ADE Phase Shift) muni d'une source laser monochromatique ($\lambda = 633$ nm), deux réseaux de dimension 165×220 mm² ont été mis en phase. L'analyse du système de franges était couplé à une mesure du champ lointain. Depuis, un système interférométrique plus complexe de type Mach-Zehnder a été validé pour la mesure des défauts de tilt, tip et piston d'une assemblée de quatre mosaïques successives composées de deux réseaux [100].

Le principal avantage des techniques interférométriques est la grande précision de la mesure. En effet, il est possible de mesurer des rotations différentielles <1 μ rad ainsi que des pistons de l'ordre de 10 nm. La simplicité de la mise en oeuvre est également un avantage. Par contre, nous avons vu que seule l'utilisation d'un interféromètre polychromatique pouvait mesurer de manière absolue un défaut piston. Enfin, comme tout système interférométrique à référence, un environnement stable et peu turbulent est nécessaire ainsi qu'une très grande pupille d'analyse pour que la mesure des défauts de phase soit performante.

Parmi les différentes techniques optiques d'alignement de composants segmentés présentées dans ce paragraphe, j'ai choisi de mettre en oeuvre expérimentalement deux d'entre elles qui m'ont parues les plus simples et les plus efficaces : une technique interférométrique à deux ondes et une technique d'analyse de champs lointains.

7.3 Mise en oeuvre expérimentale d'une technique interférométrique à deux ondes

7.3.1 Dispositif expérimental

La technique qui m'a permis de valider le modèle théorique de mise en phase de réseaux ainsi que le système mécanique de nanositionnement des réseaux est une technique interférométrique à deux ondes [101]. La démonstration expérimentale de la mise en phase

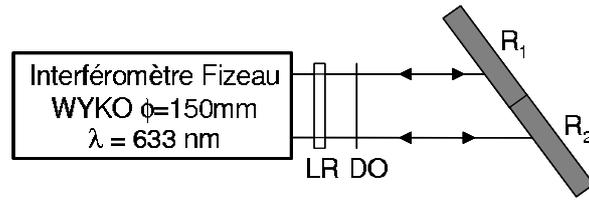
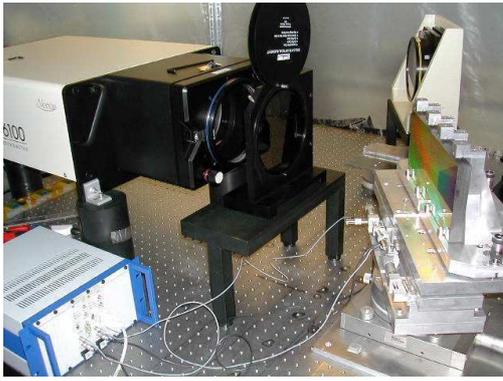


FIG. 7.5 – Schéma expérimental de la technique d'accord des systèmes de franges par interférométrie Fizeau. LR : lame de référence, DO : densité optique.

de deux réseaux Or de dimension $120 \times 140 \text{ mm}^2$ a ainsi été réalisée chez Horiba Jobin Yvon avec un interféromètre Fizeau. Le dispositif expérimental est constitué d'un laser continu et monochromatique ($\lambda = 633 \text{ nm}$) dont le faisceau de diamètre 150 mm est projeté sur les deux réseaux de la mosaïque de manière équirépartie comme le montre la figure 7.5. Un système de franges est créé par interférences entre l'onde réfléchiée par chacun des deux réseaux (R_1 et R_2) et l'onde réfléchiée par la lame de référence (LR). Les réseaux ont une réflectivité supérieure à 90% alors que la lame de référence a une réflectivité de seulement 4% ce qui ne permet pas d'avoir des franges très contrastées. Afin d'optimiser le contraste des franges, une densité optique (DO) correctement calculée est insérée entre la lame de référence et les réseaux.

7.3.2 Alignement des réseaux par accord des systèmes de franges

La procédure d'alignement d'un réseau par rapport à l'autre se fait par accord des systèmes de franges (figure 7.6). La première étape consiste à placer les deux réseaux de diffraction dans l'ordre 0 de diffraction c'est à dire en configuration miroir. La teinte plate permet, tout d'abord, d'avoir un parallélisme entre les plans des réseaux et le plan de la lame de référence ce qui supprime le tip différentiel entre les réseaux (figure 7.6a). Ensuite, les réseaux sont placés dans l'ordre -1 à l'angle de Littrow³. Le tilt et la rotation dans le plan des réseaux sont supprimés par rotation des systèmes de franges et en égalisant la période des franges (figure 7.6b-c). Le réglage dans l'ordre 0 puis dans l'ordre -1 à Littrow est effectué plusieurs fois de manière à s'assurer de la bonne linéarité des platines de translation et de rotation. Lorsque les défauts de phase induits par les rotations différentielles sont corrigés, il reste encore à corriger le défaut de phase piston (figure 7.6d). Pour cela, il s'agit de faire coïncider entre eux les deux systèmes de franges, c'est à dire aligner les franges claires (resp. sombres) entre elles (figure 7.6e). Le défaut de phase piston est corrigé avec une incertitude de 2π qui ne peut pas être levée avec cette technique.

3. L'angle de Littrow à la longueur d'onde 633 nm et pour une densité de traits des réseaux de 1740 mm^{-1} est $\alpha_L = \arcsin(N\lambda/2) = 33.4^\circ$.

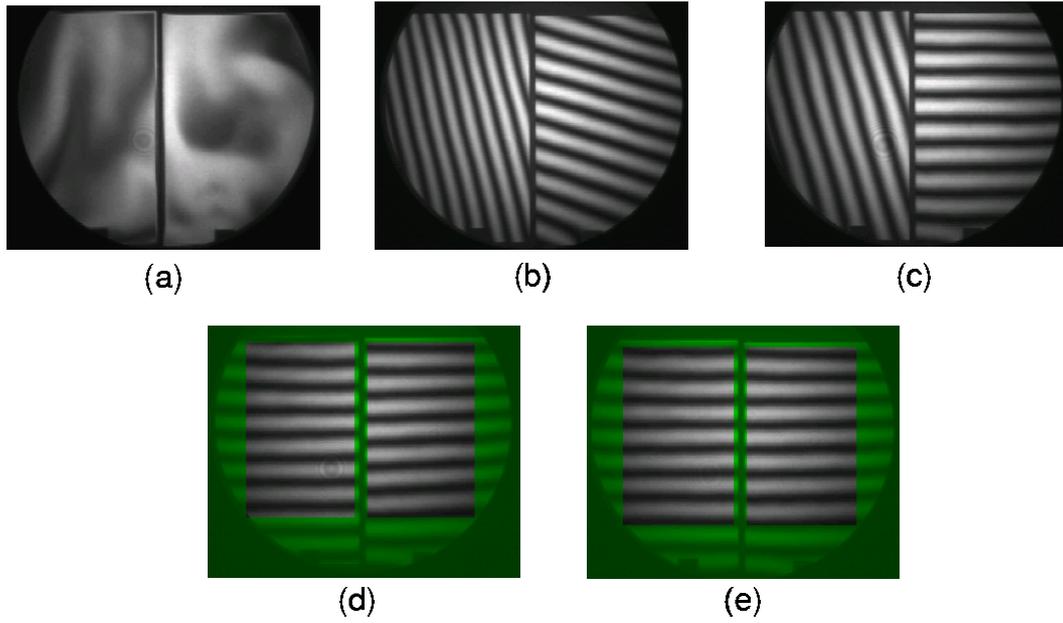


FIG. 7.6 – Système de franges d’interférence des deux réseaux éclairés par la pupille de 150 mm de l’interféromètre Fizeau. La technique d’alignement se fait en cinq étapes depuis la teinte plate (a) jusqu’à l’accord parfait des systèmes de franges (e) en corrigeant successivement les différents défauts de phase : tip, tilt, rotation dans le plan des réseaux et piston.

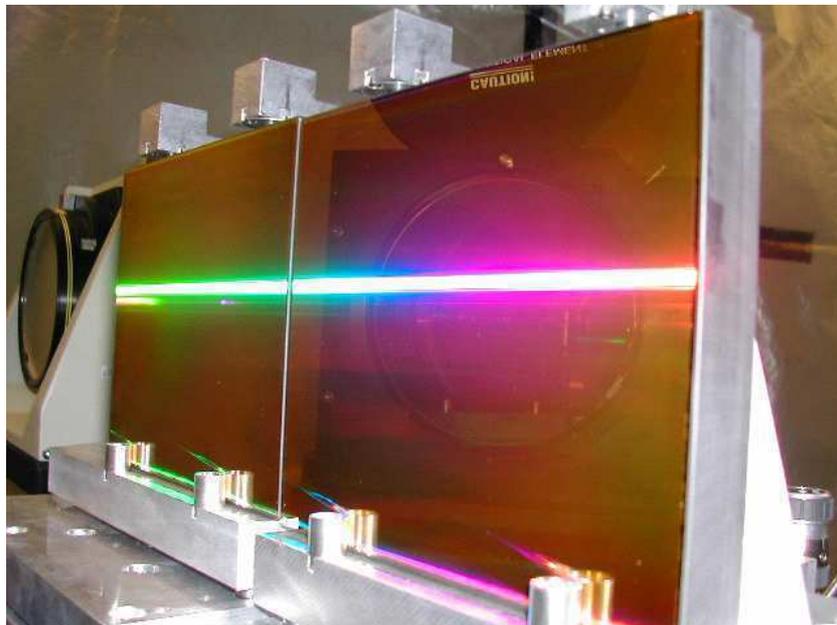


FIG. 7.7 – Mosaïque de deux réseaux Or mis en phase grâce à un interféromètre à deux ondes Fizeau. Le joli effet arc-en-ciel vient de la lumière blanche du flash de l’appareil photo.

Les deux réseaux de diffraction voisins sont ainsi mis en phase avec cette technique interférométrique simple (figure 7.7).

7.3.3 Mesure de la surface d'onde de la mosaïque de réseaux et calcul de la PSF

A partir du système de franges d'interférence généré par la mosaïque de réseaux, il est possible de connaître la surface d'onde grâce à une technique de *phase shift*. Cette technique consiste à faire l'acquisition successive de cinq interférogrammes déphasés à chaque fois de $\pi/4$.

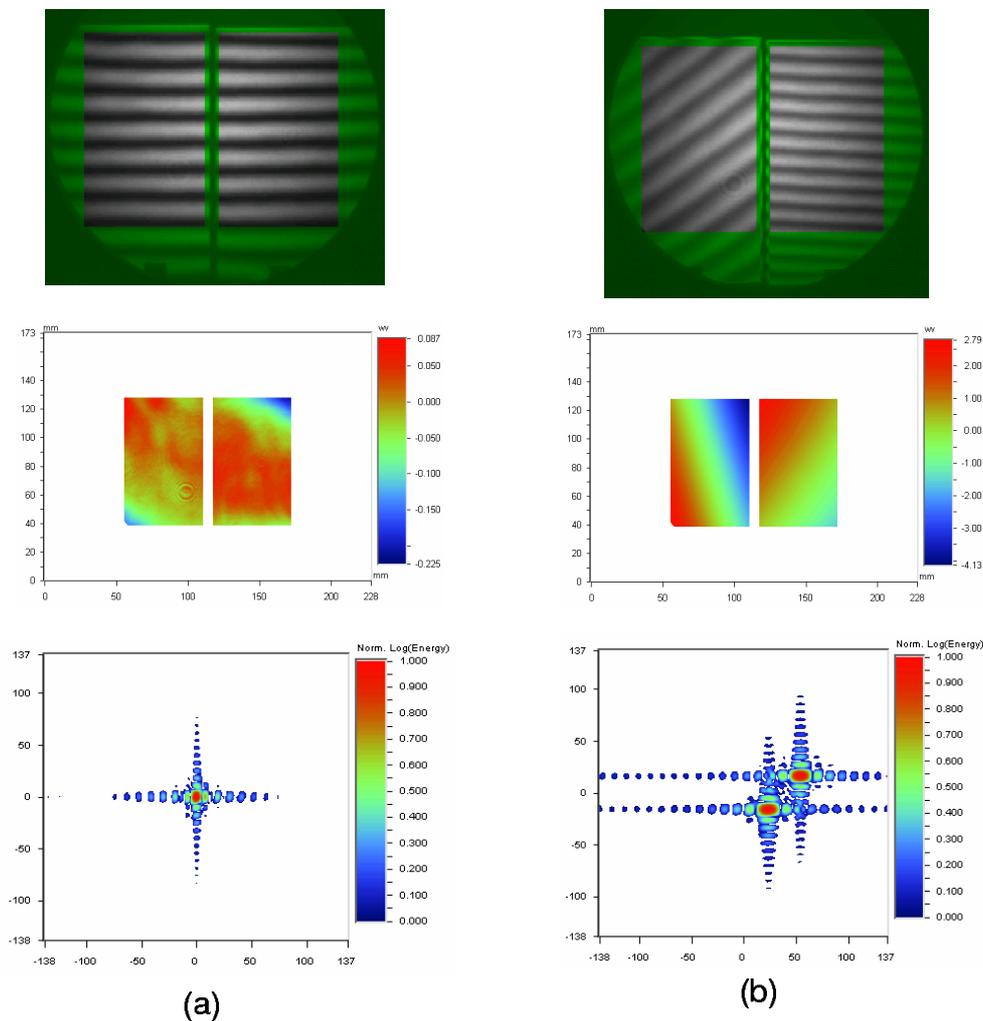


FIG. 7.8 – (De haut en bas) Système de franges d'interférence généré par la mosaïque de réseaux, mesure de surface d'onde par phase shift à partir de l'interférogramme et calcul de la PSF en 2D et en échelle logarithmique dans le cas d'une mosaïque de réseaux mis en phase (a) et dans le cas d'un système désaligné présentant des défauts de phase tilt et tip de $25 \mu\text{rad}$ chacun (b).

Pour cela, un masque d'analyse commun aux deux systèmes de franges est défini. La zone

de jointure entre les réseaux est exclue du masque de manière à ne pas perturber la mesure de surface d'onde avec une zone sans franges. Lorsque les réseaux sont en phase, les deux systèmes de franges sont identiques et la mesure de la surface d'onde donne une carte de phase continue des deux réseaux (à 2π près) (figure 7.8a). Le calcul de la PSF (*Point Spread Function*), qui correspond à la représentation mathématique de l'intensité en champ lointain en considérant la surface d'onde expérimentale et un éclairage uniforme, nous donne une tache focale unique et symétrique. Le rapport de Strehl calculé dans ce cas donne une valeur de 0.94. Si maintenant, nous dérèglons volontairement la mosaïque de réseaux pour introduire des défauts de phase tilt et tip de plusieurs dizaines de microradians, les deux systèmes de franges ne sont plus identiques (différence de fréquence et d'orientation des franges) (figure 7.8b). Ces défauts de phase sont nettement visibles sur la mesure de la surface d'onde et la PSF présente deux taches focales séparées et étalées. Le rapport de Strehl calculé dans ce cas est de 0.25.

7.4 Mise en oeuvre expérimentale d'une technique d'optimisation en champ lointain

La deuxième technique mise en oeuvre expérimentalement est celle relative à l'analyse en champ lointain. Cette technique consiste à optimiser le champ lointain d'un faisceau laser en sortie d'un composant optique segmenté. Un dispositif expérimental mesurant le champ lointain de l'ordre 0 d'une mosaïque de deux réseaux a été mis en place. L'évolution du champ lointain en fonction des différents défauts de phase est ensuite étudié.

7.4.1 Dispositif expérimental

Le montage expérimental d'analyse en champ lointain est couplé à la technique interférométrique par Fizeau (figure 7.5). Il consiste à focaliser le faisceau laser continu de l'interféromètre ($\lambda=633$ nm) après réflexion sur la mosaïque de réseaux (ordre 0). Le faisceau est focalisé par une lentille de longueur focale 700 mm et l'acquisition du champ lointain se fait par une caméra CCD LaserCamII (Coherent) 8 bits couplée à un objectif $\times 40$.

7.4.2 Analyse des résultats

La figure 7.9 présente la comparaison de l'effet d'un défaut de phase piston entre les deux réseaux de π (figure 7.9b) avec un défaut de phase nul (figure 7.9a) sur le champ lointain expérimental. Lorsque les fronts d'onde réfléchis par les deux réseaux sont déphasés de π , le champ lointain est caractérisé par deux taches focales d'égale intensité (figure 7.9b), ce qui est en accord avec le calcul théorique (figure 7.9d). Les déformations observées sur les profils spatiaux expérimentaux en champ lointain viennent des aberrations de l'objectif de microscope $\times 40$ ainsi que du faisceau incident qui est diaphragmé par la

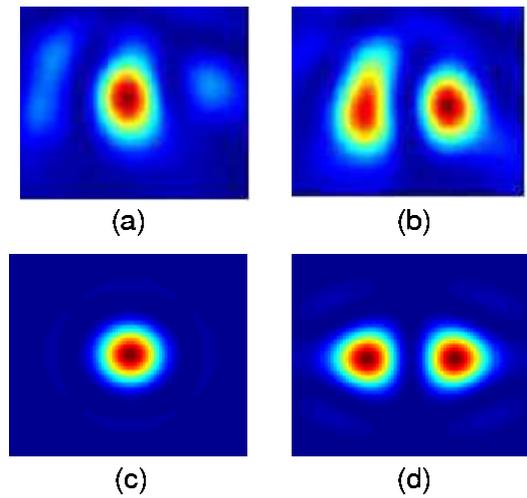


FIG. 7.9 – Distribution expérimentale de l'intensité en champ lointain pour une paire de réseaux mis en phase (a) et pour un défaut de phase piston différentiel de π (b) et les comparaisons respectives avec le calcul théorique (c-d).

lentille de focalisation.

Le développement expérimental d'une mosaïque de réseaux et des diagnostics associés, présentés dans ce chapitre, m'a permis de valider un système mécanique pour le nano-positionnement de deux réseaux de diffraction ainsi que le modèle théorique associé. Les méthodes d'alignement d'une mosaïque de réseaux étudiées (interférométrie à deux ondes et analyse en champ lointain) peuvent maintenant être implantées dans un compresseur d'impulsions.

Chapitre 8

Compression d'impulsions sub-picosecondes par mosaïque de réseaux de diffraction

Le dernier axe d'étude sur la mise en phase de réseaux est celui de la compression d'impulsions. Les premiers essais de compression d'impulsions par mosaïque de réseaux ont été effectués avec un système laser millijoule et un faisceau de petite dimension. Ces premiers résultats m'ont permis d'appréhender les difficultés liées à la compression d'impulsions par mosaïques de réseaux comme je le montrerai dans une première partie. Les différents points durs ont pu être identifiés ainsi que les améliorations à apporter. Puis, la démonstration complète de la compression d'impulsions par mosaïque de réseaux de diffraction a été effectuée avec le système CPA 100 TW du LULI que je présenterai dans une deuxième partie. Enfin, je détaillerai la caractérisation spatiale et temporelle des impulsions recomprimées par le compresseur à mosaïque de réseaux en les comparant avec les mesures faites dans les mêmes conditions mais avec un compresseur à réseaux monolithiques.

8.1 Premiers résultats de compression d'impulsions par mosaïque de réseaux (faible énergie et petit faisceau)

8.1.1 Schéma expérimental du système laser

Pilote 100 TW

Le pilote du 100 TW est constitué d'un oscillateur commercial Ti :Sa (Tsunami - Spectra-Physics) bloqué en modes générant des impulsions de durée 100 fs à 82 MHz avec un spectre centré à 1057 nm (figure 8.1) [73]. Les impulsions sont ensuite temporellement étirées dans un étireur à triplet de Öffner simple passage avec un réseau de diffraction

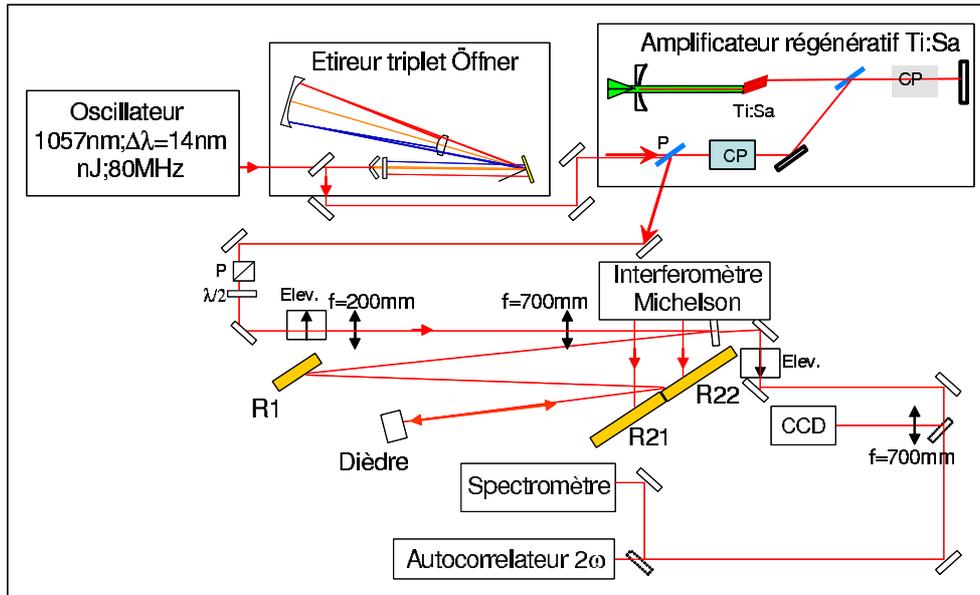


FIG. 8.1 – Pilote laser 100 TW du LULI comprenant un oscillateur Ti :Sa à modes bloqués, un étireur à triplet de Öffner et un amplificateur régénératif Ti :Sa. Le compresseur d’impulsions à mosaïque de réseaux, constitué de trois réseaux (R_1 , R_{21} et R_{22}) dont deux mis en phase, fonctionne en double-passage.

de densité de traits 1740 mm^{-1} . Le facteur d’étirement est de 89 ps/nm . La durée des impulsions étirées est donc de 1.5 ns , ce qui permet de garder le niveau d’intensité suffisamment bas pendant l’amplification. Après une cellule de Pockels anti-retour, une impulsion est sélectionnée, parmi le train d’impulsions généré par l’oscillateur, pour être amplifiée dans un amplificateur régénératif Ti :Sa jusqu’au niveau d’énergie millijoule. Le cristal de Saphir dopé avec des ions Ti^{3+} à hauteur de 0.1% est pompé axialement par les deux faces du cristal par un laser Nd :YAG Q-switché et doublé en fréquence (200 mJ , 532 nm , 10 Hz) de profil spatial supergaussien. Un gain effectif de 10^7 est obtenu après une centaine d’aller-retour dans la cavité régénérative. Ce pré-amplificateur permet d’avoir des impulsions de 1 mJ d’énergie avec un spectre de $\sim 6 \text{ nm}$ à mi-hauteur centré à la longueur d’onde 1057 nm . La largeur spectrale est essentiellement limitée par le rétrécissement spectral par le gain et par le bande passante spectrale du polariseur à multicouches diélectriques intra-cavité.

Compresseur à mosaïque de deux réseaux Or

Le compresseur d’impulsions se compose d’un premier réseau monolithique de dimension $40 \times 60 \text{ mm}^2$. Le second réseau est une mosaïque de réseaux de dimension $120 \times 140 \text{ mm}^2$. Le fonctionnement en double passage est assuré par un dièdre de repli. Les paramètres du compresseur sont rassemblés dans le tableau 8.1. L’alignement de la mosaïque de réseaux est réalisé par un interféromètre Michelson ($\lambda = 1064 \text{ nm}$) placé dans le compresseur d’impulsions. Le profil spatial, en sortie de compresseur, est analysé par une mesure de champ lointain grâce à une caméra CCD couplée à une lentille de focalisation.

Densité de traits des réseaux	1740 mm^{-1}
Angle d'incidence	72.5°
Angle diffracté	62.3°
Distance entre les réseaux	800 mm

TAB. 8.1 – Paramètres du compresseur à mosaïque de réseaux installés au pilote 100 TW.

Le spectre et la durée d'impulsion sont mesurées respectivement par un spectromètre et par un autocorrélateur du second-ordre.

8.1.2 Caractérisation spatiale du faisceau : champ lointain

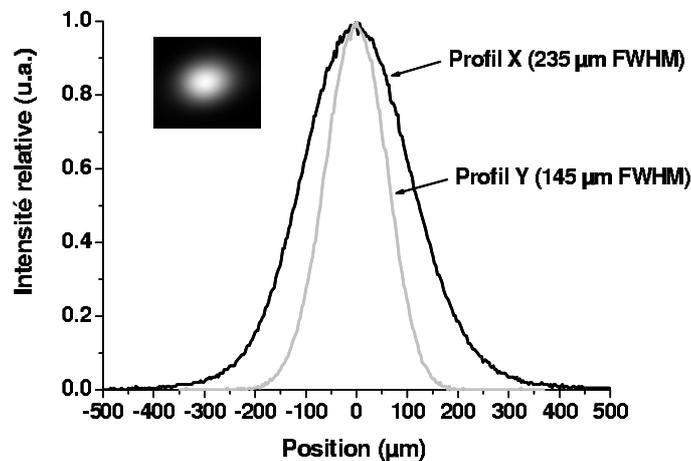


FIG. 8.2 – Profil spatial en champ lointain du faisceau laser à la sortie du compresseur à mosaïque de réseaux. Le faisceau de forme gaussienne présente une ellipticité, également présente sans la mosaïque de réseaux, avec un diamètre en x de $235 \mu\text{m}$ (courbe noire) et un diamètre en y de $145 \mu\text{m}$ (courbe grise).

Le profil spatial en champ lointain du faisceau laser à la sortie du compresseur est mesuré par une caméra CCD 8 bits couplée à une lentille de focalisation de focale 700 mm. Le profil gaussien présente une ellipticité avec un diamètre à mi-hauteur en x de $235 \mu\text{m}$ et un diamètre à mi-hauteur en y de $145 \mu\text{m}$ (Figure 8.2). Cette ellipticité est présente même sans la mosaïque de réseaux. La forme elliptique du faisceau est due à des aberrations spatiales de type astigmatisme introduites dans l'amplificateur régénératif avec un cristal Ti :Sa orienté à l'angle de Brewster.

La mesure de champ lointain en sortie du compresseur à mosaïque de réseaux permet surtout de vérifier la mise en phase des réseaux. Ce diagnostic vient en complément de l'interféromètre Michelson. La tache focale mesurée ne présente pas les effets spatiaux rencontrés lors du désalignement des réseaux (piston, tip et tilt).

8.1.3 Problème de coupure spectrale par la jointure entre les réseaux

Le diamètre du faisceau en sortie du pilote 100TW est de ~ 2.5 mm. Après diffraction sur le premier réseau du compresseur, le faisceau s'étale sur la mosaïque de réseaux, à part égale sur chaque réseau (figure 8.3a). Les réseaux de diffraction utilisés sont des réseaux holographiques traités Or standards dont les bords ne sont pas gravés (cadre non-gravé de 2 mm autour du réseau). De plus, les réseaux de la mosaïque ne sont complètement accolés, il y a un espacement de 0.5 mm entre les deux réseaux. Ce qui veut dire que le faisceau à la longueur d'onde centrale ne sera que partiellement transmis par le compresseur du fait de la coupure spectrale due aux bords non-gravés et à la jointure (figure 8.3a).

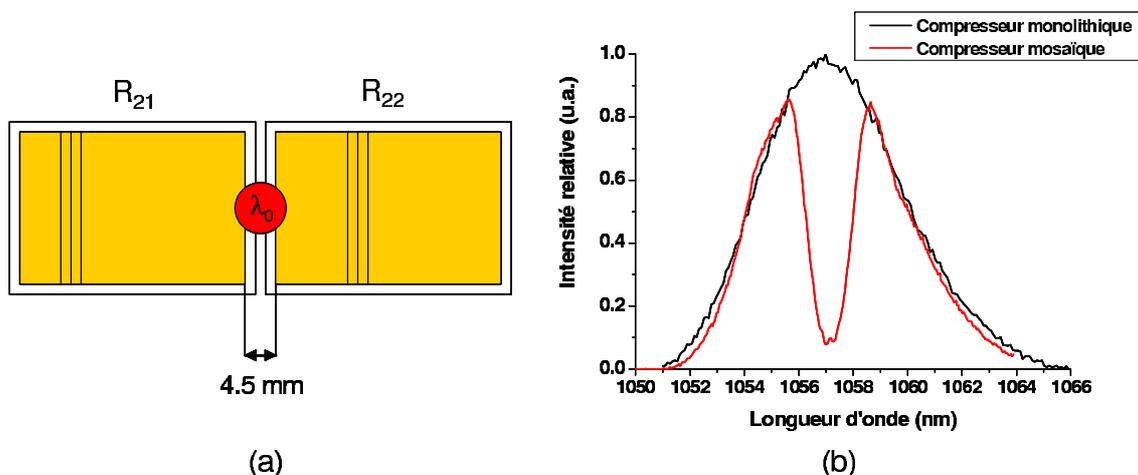


FIG. 8.3 – (a) Effet de coupure spectrale de la longueur d'onde centrale du spectre par les bords non-gravés des réseaux et la jointure. (b) Mesure expérimentale du spectre en sortie de compresseur dans le cas du compresseur sans mosaïque de réseaux (courbe noire), où le spectre est de forme gaussienne ($\Delta\lambda = 6$ nm FWHM) et avec la mosaïque de réseaux (courbe rouge), montrant une coupure du spectre de 90% pour la longueur d'onde centrale.

La mesure expérimentale du spectre en sortie du compresseur à mosaïque de réseaux vient confirmer l'effet de coupure spectrale (figure 8.3b). La longueur d'onde centrale (1057 nm) est coupée à 90%, alors que la largeur spectrale est conservée.

8.1.4 Caractérisation temporelle des impulsions comprimées : autocorrélation 2ω

L'effet de coupure spectrale a des conséquences directes sur le profil temporel des impulsions recomprimées.

Comme le montre la transformée de Fourier du spectre (avec une phase spectrale nulle), le profil temporel, de largeur à mi-hauteur 320 fs, présente un piedestal de part et d'autre de l'impulsion principale (Figure 8.4b). L'autocorrélation du second ordre est également calculée et comparée à la mesure expérimentale (Figure 8.4b). Après déconvolution de

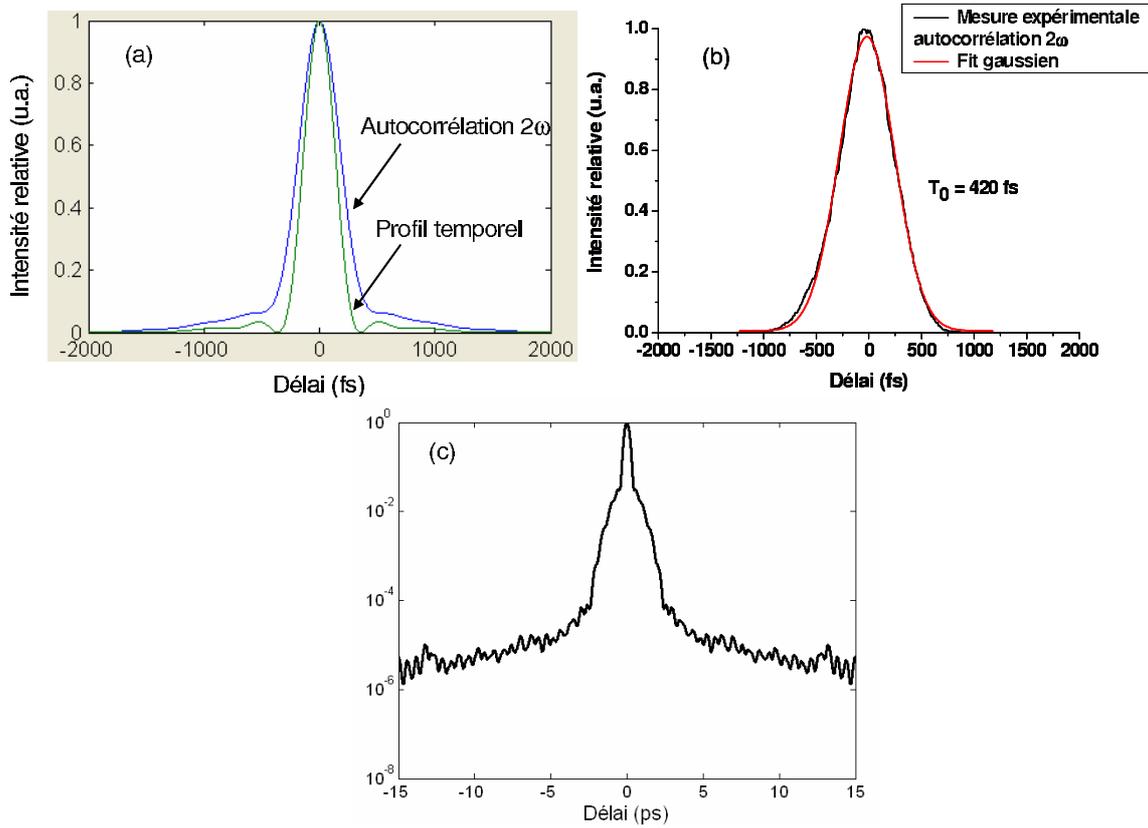


FIG. 8.4 – (a) Calcul théorique du profil temporel de l’impulsion comprimée à partir de la transformée du spectre expérimental et calcul de l’autocorrélation du second ordre. Le profil temporel de largeur 320 fs à mi-hauteur présente un piedestal du fait de la forme bi-bosse du spectre. (b) Mesure expérimentale de l’autocorrélation du second ordre. Après déconvolution, la durée d’impulsion est estimée à 420 fs. (c) Calcul théorique de la cross-corrélation du 3^{ème} ordre en échelle logarithmique obtenu à partir du spectre expérimental et montrant l’effet de piedestal picoseconde.

la mesure d’autocorrélation du second ordre, la durée d’impulsion est estimée à 420 fs (FWHM). Le calcul de cross-corrélation du 3^{ème} ordre montre clairement l’effet de la coupure spectrale sur le contraste temporel picoseconde ($\sim 10^{-6}$ à -15 ps).

L’impulsion n’est donc clairement pas limitée par la transformée de Fourier. A cela, il peut y avoir plusieurs explications. Tout d’abord, un résidu de phase spectrale non-compensée par le compresseur doit être présent dans l’impulsion. Malheureusement, je n’ai pas pu le vérifier du fait d’un manque de diagnostics fiables pour la mesure de la phase spectrale (FROG, SPIDER). D’autre part, la coupure spectrale dans le compresseur due à la mosaïque de réseaux doit amener un élargissement de la durée d’impulsion, mais qui reste tout de même faible (<10 fs). Pour diminuer cet effet, un faisceau de plus grand diamètre ainsi que des réseaux de diffraction gravés jusqu’aux bords pourront être utilisés. Une dernière explication possible de l’élargissement temporel de l’impulsion serait un défaut de phase de type piston résiduel de $m2\pi$ ($m \in \mathbb{K}$). En effet, l’interféromètre Michelson monochromatique mesure un défaut de phase piston à 2π près. Pour lever cette indéter-

mination et mesurer de manière absolue le défaut de phase piston, un interféromètre à deux longueurs d'onde ou en lumière blanche doit être envisagé [79].

8.2 Compression d'impulsions par mosaïque de réseaux avec le laser 100 TW

Pour la validation complète de la mise en phase de réseaux, il m'a paru indispensable d'utiliser un système laser multi-terawatt dans des conditions d'utilisation journalières. Le système laser 100 TW du LULI a permis de remplir cette mission.

8.2.1 Architecture du système laser 100 TW

Le laser 100 TW du LULI est un système CPA mixte, c'est à dire utilisant l'amplification à dérive de fréquence dans des cristaux de Saphir dopée au Titane (Ti :Sa) et dans différents verres (phosphate et silicate) dopés au Néodyme (figure 8.5) [73].

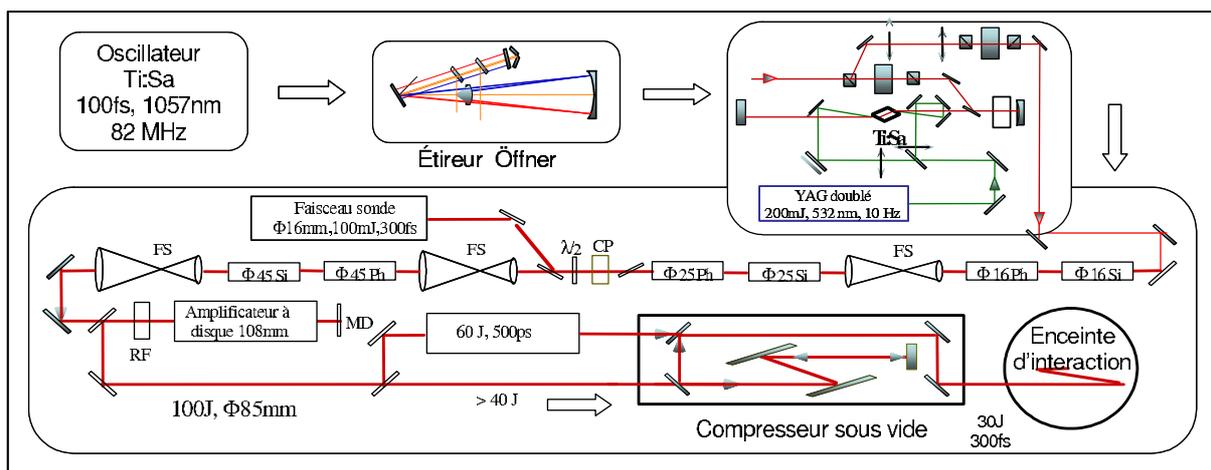


FIG. 8.5 – Système laser 100 TW du LULI comprenant un oscillateur Ti :Sa à modes bloqués, un étireur à triplet de Öffner, un amplificateur régénératif Ti :Sa, des amplificateurs Nd :verres mixtes et un compresseur à réseaux. Si : verre silicate LSG91-H, Ph : verre phosphate LHG-8, CP : cellule de Pockels, RF : rotateur de Faraday, FS : filtre spatial, MD : miroir déformable.

Après le pilote laser défini précédemment, une série d'amplificateurs à barreaux de verres phosphate (LHG-8) et silicate (LSG91-H) dopés Néodyme de diamètres successifs 16, 25 et 45 mm puis un amplificateur à disques en double passage permet d'amplifier les impulsions jusqu'à 100 J (gain de 10^5). Le faisceau amplifié peut être multiplexé suivant les besoins des expériences en un faisceau d'environ 60 J à 500 ps (non comprimé), un faisceau sonde de 100 mJ comprimé, un faisceau de 30 J comprimé dans un compresseur sous vide ou un faisceau de 10 J comprimé dans un compresseur air. C'est ce dernier compresseur que j'ai utilisé pour les expériences de mise en phase de réseaux. Il fonctionne en double passage avec deux réseaux Or et un dièdre de repli. Le faisceau en entrée de compresseur a

un diamètre de 80 mm. Il est projeté sur le premier réseau de dimension $L300 \text{ mm} \times H200 \text{ mm}$ avec un angle d'incidence de 72.5° . La densité de traits des réseaux est la même que celle du réseau de l'étireur, soit 1740 mm^{-1} . L'angle de diffraction à la longueur d'onde centrale 1057 nm est de 62.3° et la distance de propagation inter-réseaux est de 800 mm. La dimension du second réseau de $L420 \text{ mm} \times H210 \text{ mm}$ est supérieure au premier de manière à transmettre l'intégralité du spectre diffracté. C'est ce second réseau qui sera retiré du compresseur et remplacé par la mosaïque de deux réseaux.

8.2.2 Implantation de la mosaïque de réseaux dans le compresseur d'impulsions du 100TW

L'idée ici est de mettre en place un compresseur d'impulsions segmenté avec une mosaïque de deux réseaux à la place du second réseau du compresseur air monolithique. La validation de la mise en phase de réseaux pour la compression d'impulsions se fera donc en comparant spatialement et temporellement les impulsions recomprimées par les deux systèmes (compresseur monolithique et segmenté).

Le faisceau incident est ainsi dispersé angulairement par le premier réseau monolithique (R_1) et recollimaté par la mosaïque de deux réseaux (R_{21} et R_{22}), le deuxième passage étant assuré par un dièdre en changeant la hauteur du faisceau (figure 8.6).

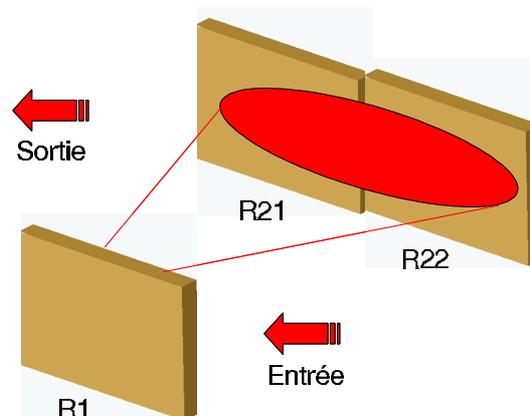


FIG. 8.6 – Schéma du compresseur d'impulsions à mosaïque de réseaux. Le second réseau est segmenté en deux réseaux de dimension $120 \text{ mm} \times 140 \text{ mm}$.

Cette étude permet de répondre à un certains nombres de questions relatives à la compression par mosaïque de réseaux : quelle est l'influence du désalignement des réseaux de la mosaïque sur la compression des impulsions mais également sur le profil spatial en champ lointain ? Quelle est la stabilité de l'alignement des réseaux ? Quel est l'effet de la jointure entre les réseaux sur le spectre ? Quelle est la transmission en énergie d'un compresseur segmenté par rapport à un compresseur monolithique ? Y a t'il un problème de tenue au flux laser de la jointure entre les réseaux ?, etc ...

8.3 Caractérisation spatiale et temporelle des impulsions comprimées par mosaïque de réseaux

8.3.1 Mesures des profils spatiaux expérimentaux en champ proche et en champ lointain

Dispositif expérimental

Le faisceau laser amplifié jusqu'à un niveau d'énergie de 10 J est tout d'abord caractérisé en champ proche. L'énergie est volontairement limitée à 10 J de manière à éviter les effets non-linéaires de propagation dans l'air lors de la compression de l'impulsion. L'acquisition du profil spatial en champ proche se fait avec une caméra CCD 12 bits Basler A102f (figure 8.7). Le faisceau présente un profil spatial en champ proche supergaussien et symétrique du fait du gain radial dans les amplificateurs à barreaux Nd :verres. Les coupes en x et en y sont ajustées par une supergaussienne d'ordre 20 dont le diamètre mesuré à mi-hauteur est de 80 mm.

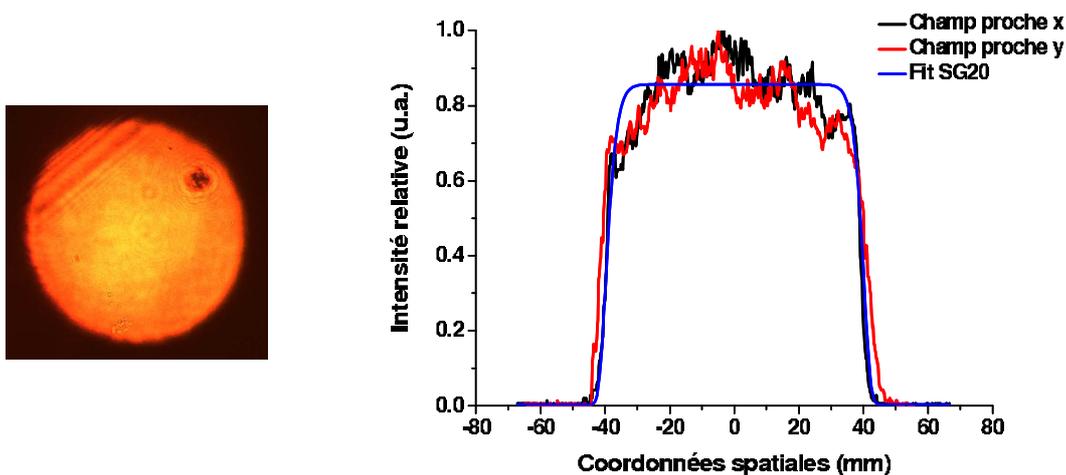


FIG. 8.7 – Profil spatial en champ proche (en 2D à gauche et en coupe x et y à droite) en entrée de compresseur pour un tir de 10 J. Le profil spatial est ajusté par une supergaussienne d'ordre 20 dont le diamètre à mi-hauteur est de 80 mm.

Le faisceau en entrée de compresseur air sera apodisé à 50 mm pour les expériences de mise en phase de réseaux à cause de la taille limitée des réseaux utilisés. En sortie de compresseur, le faisceau laser est envoyé dans un afocal réducteur $\times 8$ ($f_1=1200$ mm et $f_2=150$ mm) puis vers la table de diagnostics où il est focalisé par une lentille de focale 600 mm. L'acquisition du profil spatial en champ lointain se fait avec une caméra CCD 8 bits LaserCamII (Coherent), muni d'un objectif $\times 6.3$, en sortie du compresseur monolithique puis dans les mêmes conditions en sortie du compresseur segmenté. Dans le cas du compresseur segmenté, la mosaïque de réseaux est réalignée juste avant d'effectuer le tir. Dans les deux cas, un tir de forte énergie, respectivement 9.3 J et 8.43 J, est effectué. Avant chaque tir, la boucle adaptative (IDTL et miroir déformable) est activée pour la

correction du front d'onde. Le niveau d'aberrations résiduelles est typiquement de 0.15λ .

Analyse des résultats

Le champ lointain après le compresseur monolithique est de forme gaussienne et présente des rebonds dans les pieds sans doute dus à des aberrations résiduelles du front d'onde incident au compresseur (figure 8.8a). Le diamètre de la tache focale est de $110\ \mu\text{m}$ en x et de $106\ \mu\text{m}$ en y . Le champ lointain après le compresseur segmenté conserve la forme gaussienne, sans les rebonds, mais avec une légère ellipticité. En effet, le diamètre de la tache focale en x est de $165\ \mu\text{m}$ et en y de $128\ \mu\text{m}$. L'incertitude sur ces mesures est de $\pm 10\ \mu\text{m}$.

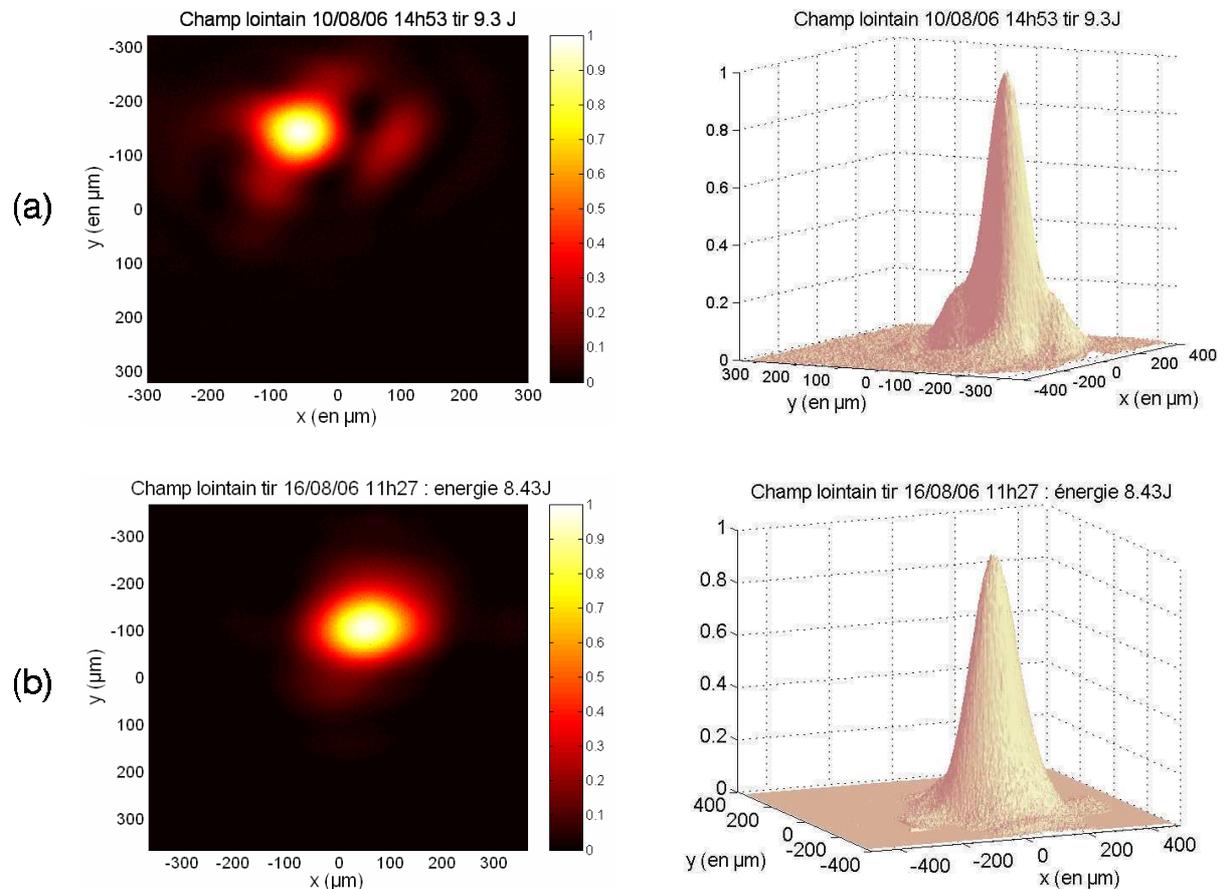


FIG. 8.8 – (a) Profil spatial en champ lointain 2D et 3D en sortie du compresseur monolithique pour un tir de 9.3 J. (b) Profil spatial en champ lointain 2D et 3D en sortie du compresseur segmenté pour un tir de 8.43 J.

En conclusion, la qualité de la tache focale est conservée en passant d'un compresseur monolithique à un compresseur à mosaïque de réseaux. Un désalignement de la mosaïque de réseaux de quelques μrad en tilt ou tip pouvant se produire après la phase d'alignement entraîne une très légère altération de la tache focale. Mais cet effet est sans commune mesure avec les aberrations du front d'onde d'origine thermique qui détruisent complètement la tache focale.

8.3.2 Evolution du champ lointain en fonction des défauts d'alignement des réseaux : comparaison théorie et expérience

Dans un compresseur à mosaïque de réseaux, l'optimisation de la tache focale se fait tout d'abord en corrigeant les aberrations du front d'onde incident au compresseur et ensuite par une mise en phase de la mosaïque de réseaux. La mise en phase de la mosaïque de réseaux s'effectue en supprimant successivement les erreurs d'alignement de type piston, tilt et tip. L'évolution du champ lointain en fonction des différents défauts de phase a été étudiée et comparée avec les simulations théoriques correspondantes. Ainsi, nous avons vérifié expérimentalement l'effet d'un défaut d'alignement de type piston en faisant une série d'acquisitions de champs lointains pour différentes valeurs de piston donnant un défaut de phase entre 0 et 2π (figure 8.9b). Ces résultats sont en bon accord avec les simulations de champs lointains théoriques en présence d'un défaut de phase piston (figure 8.9a). De même, pour un défaut d'alignement de type tilt de 0 à $30 \mu\text{rad}$, la série d'acquisition de champs lointains expérimentaux montrent bien l'étalement progressif de la tache focale jusqu'à la séparation totale en deux taches prédit par les simulations théoriques (figure 8.9c-d).

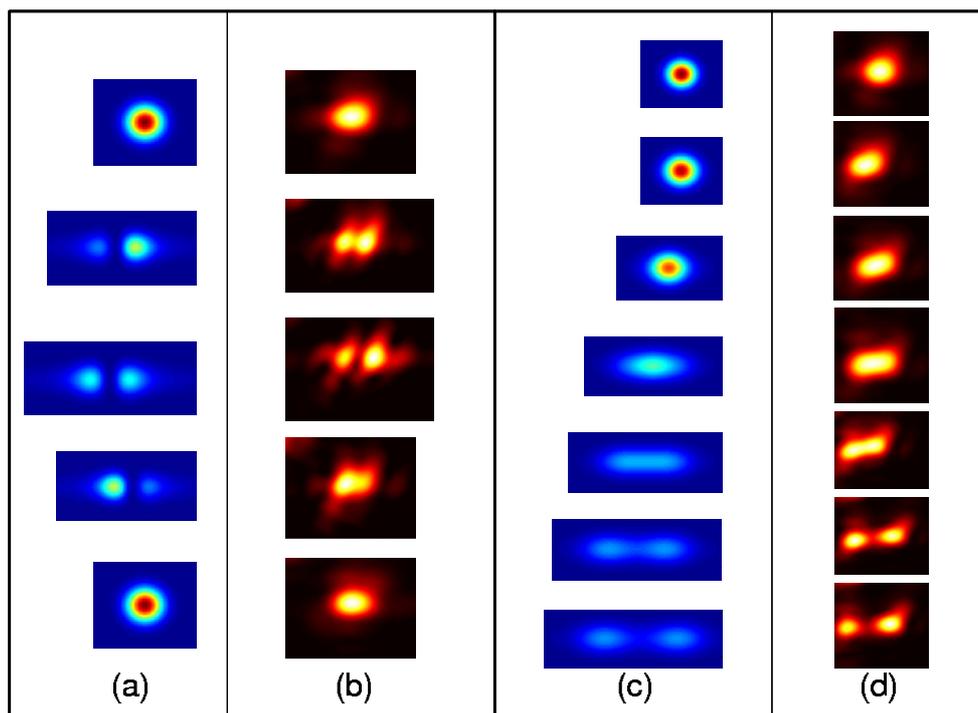


FIG. 8.9 – (a-b) Champs lointains respectivement théoriques et expérimentaux pour un défaut de phase piston de 0 à 2π . (c-d) Champs lointains respectivement théoriques et expérimentaux pour un défaut de phase tilt de 0 à $30 \mu\text{rad}$.

Une étude similaire pour le défaut d'alignement tip n'a pas donné les résultats attendus du fait du manque de précision et de l'instabilité mécanique des vis à butées micrométriques manuelles.

8.3.3 Stabilité de l'alignement des réseaux

Un des problèmes cruciaux de la mise en phase de réseaux est la stabilité de l'alignement au cours du temps et en fonction des conditions environnementales. En effet, au même titre des vibrations mécaniques, des fluctuations thermiques sont susceptibles de désaligner une mosaïque de réseaux. Ceci sera fonction de la nature des substrats utilisés pour les réseaux ainsi que du type de matériau du système mécanique. Ainsi, un réseau en Pyrex monté sur un support mécanique en Aluminium se désalignera plus rapidement qu'un réseau en silice monté sur un support en Invar dont les coefficients de dilation thermique sont beaucoup plus faibles. De même, l'utilisation de moteurs piezo-électriques peut entraîner une dérive dans le temps de la position des réseaux.

Pour vérifier la stabilité d'alignement de notre système mécanique dans les conditions réelles d'un compresseur d'impulsions haute-énergie, nous avons tout d'abord optimisé l'alignement des réseaux puis effectué trois tirs successifs avec 20 minutes d'intervalle à forte énergie (~ 9 J), sans effectuer de réalignment. Par contre, avant chaque tir, une boucle de correction de front d'onde est effectuée, primordiale du fait des effets thermiques accumulés après chaque tir [102]. La figure 8.10 montre l'acquisition des trois champs lointains successifs. La qualité de la tache focale est conservée pour les trois tirs ainsi que les paramètres temporels de compression (spectre et durée d'impulsion). La stabilité de l'alignement des réseaux est donc d'environ une heure.

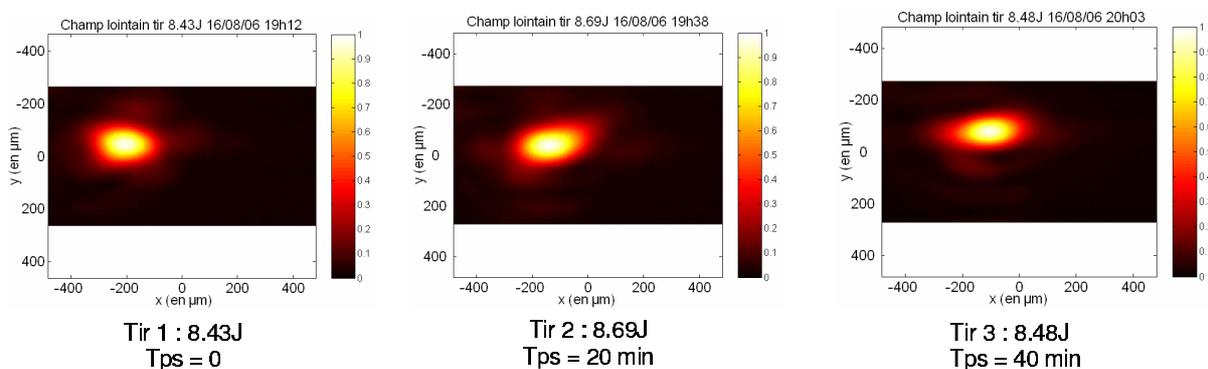


FIG. 8.10 – Champs lointains mesurés pendant trois tirs successifs d'énergie respective 8.43J, 8.69J, et 8.48J espacés chacun de 20 minutes. La qualité de la tache focale est conservée sur un intervalle de temps de 40 minutes, ce qui correspond à la durée de la stabilité de l'alignement des réseaux.

A terme, il est aisé d'envisager une boucle d'asservissement de l'alignement de la mosaïque de réseaux, moyennant l'ajout d'une motorisation pour le contrôle du tip, avec l'optimisation de la tache focale couplé à un diagnostic interférométrique et peut-être à des senseurs capacitifs de mesure de déplacements [103].

8.3.4 Mesure du spectre et de l'autocorrélation du second ordre

La caractérisation temporelle des impulsions laser comprimées se fait à l'aide d'un diagnostic de mesure de spectre et d'un diagnostic de mesure de la durée d'impulsion. Le spectre expérimental est mesuré en sortie du compresseur monolithique puis, dans les mêmes conditions, en sortie du compresseur segmenté pour deux tirs de forte énergie (7.42 J et 9.43 J). Dans les deux cas, la forme du spectre est gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de 4 nm centré à 1057.5 nm (figure 8.11a). Le décalage en longueur d'onde mesuré avec le compresseur segmenté est dû à l'oscillateur qui a parfois tendance à décaler les longueurs d'onde du spectre au cours de la journée. Les deux spectres ne présentent pas de modulations visibles. D'autre part, le phénomène de coupure spectrale par la jointure entre les réseaux que l'on pourrait avoir avec des faisceaux de petites dimensions ne se produit pas ici du fait du grand diamètre du faisceau dans le compresseur (50 mm).

L'estimation de la durée d'impulsion est faite à l'aide d'un autocorrélateur mono-coup du second-ordre. Dans les deux cas de compresseurs, nous obtenons des traces d'autocorrélation assez similaires donnant des durées d'impulsions entre 450 fs et 500 fs (figure 8.11b). Le manque de précision de ce genre d'appareil de mesure (± 40 fs) permet difficilement l'optimisation jusqu'à la limite de Fourier. Toutefois, dans la plage de précision de l'autocorrélateur, la durée d'impulsion obtenue en sortie du compresseur segmenté est similaire à celle obtenue en sortie du compresseur monolithique.

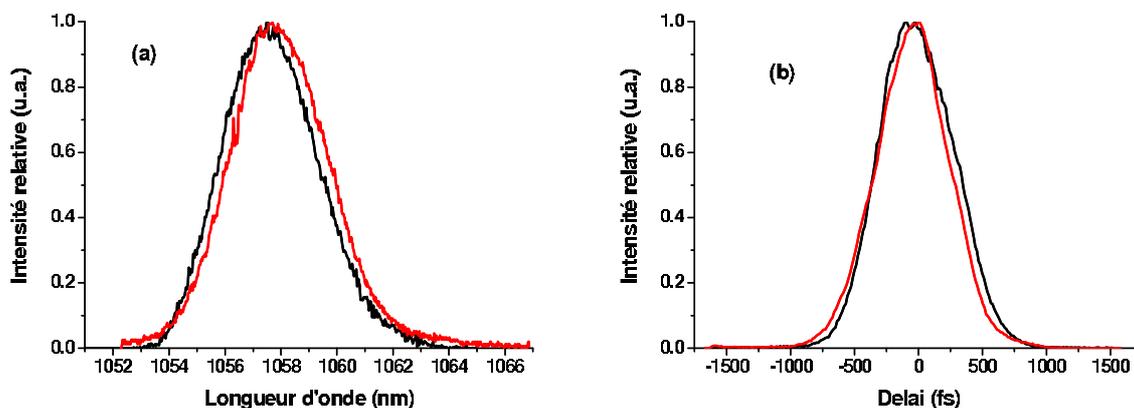


FIG. 8.11 – (a) Spectres expérimentaux en sortie du compresseur monolithique $E=7.42$ J (courbe noire) et en sortie du compresseur segmenté $E=9.43$ J (courbe rouge). (b) Auto-corrélations mono-coup du second-ordre (2ω) expérimentales pour un compresseur monolithique (courbe noire) et en sortie du compresseur segmenté (courbe rouge) mesurées à 10Hz.

Un système de caractérisation temporel d'impulsions à $1 \mu\text{m}$ plus précis doit être développé prochainement.

8.3.5 Transmission en énergie du compresseur segmenté

La mesure de la transmission en énergie T du compresseur s'effectue en mesurant le rapport des énergies en sortie et en entrée du compresseur. Grâce à cette mesure, nous pouvons connaître l'efficacité de diffraction moyenne η des réseaux de diffraction ($T = \eta^4$ car il y a quatre passages sur les réseaux). La transmission en énergie a tout d'abord été mesurée pour le compresseur air monolithique du 100 TW avec un faisceau de diamètre 50 mm et une énergie incidente de l'ordre de 4 J. Cette mesure effectuée plusieurs fois a été comparée avec la transmission du compresseur segmenté dans les mêmes conditions. Nous avons donc obtenu, pour le compresseur d'impulsions monolithique, une transmission en énergie de 67% alors que le premier réseau était endommagé par les campagnes d'expériences précédentes. Ceci nous donne une efficacité de diffraction moyenne par réseau de 90%, ce qui constitue un excellent résultat lorsque l'on sait que l'efficacité de diffraction théorique est limitée à 94%. Ce résultat de transmission en énergie est à comparer avec la mesure de transmission du compresseur segmenté pour laquelle nous avons obtenu **63%**. Ceci nous montre que la perte d'énergie, essentiellement due à la jointure entre les deux réseaux, n'est que de 4% ce qui constitue un résultat très important pour la validation de la mise en phase de réseaux pour la compression d'impulsions.

8.3.6 Tenue au flux de la jointure entre les réseaux

La tenue au flux des réseaux Or est typiquement de 0.25 J/cm^2 (fluence surfacique). Dans le cas d'une mosaïque de plusieurs réseaux Or juxtaposés, la jointure (non gravées) entre les différents réseaux peut avoir un endommagement plus précoce que le centre d'un réseau. Pour vérifier ceci, nous avons effectué une série de six tirs laser de forte énergie dans le compresseur segmenté installé dans le laser 100 TW. La fluence en entrée du compresseur était de $\sim 0.1 \text{ J/cm}^2$ avec un faisceau d'énergie $\sim 4 \text{ J}$ et de diamètre 50 mm. La fluence sur la mosaïque de réseaux sera quelque peu inférieure à 0.1 J/cm^2 du fait de l'efficacité de diffraction du premier réseau et de l'étalement spectral. Toutefois, aucun dommages prématurés n'a été observé dans cette gamme de fluence sur la jointure entre les deux réseaux. La fluence n'a pas pu être augmentée jusqu'à 0.25 J/cm^2 du fait d'un risque fort d'autofocalisation dans l'air.

Conclusion

La démonstration complète de la mise en phase de réseaux pour la compression d'impulsions a été faite tout au long de ce chapitre. Les premiers essais de compression sur un système pilote de faible énergie et avec un faisceau laser de petite taille m'a permis de déceler certains points durs de la mise en phase de réseaux. L'installation du compresseur segmenté dans le système laser 100 TW du LULI a montré qu'un compresseur à mosaïque de petits réseaux pouvait complètement remplacer un compresseur à grands réseaux monolithiques. Les perspectives de la mosaïque de réseaux développées seraient

tout d'abord l'asservissement complet du système. Pour cela, les butées micrométriques manuelles pour le contrôle du tip devront être remplacées par un système motorisé. Il est également envisagé d'augmenter la taille des réseaux de la mosaïque afin d'intégrer le système de manière permanente dans un compresseur d'impulsions, pour un faisceau sonde par exemple.

Chapitre 9

Perspectives de compression d'impulsions pour le projet Exawatt *Extreme Light Infrastructure*

Dans le cadre du 7^{ème} Programme-Cadre de Recherche et Développement européen (2007-2013) et du Contrat-Plan Etat Région (2007-2013), un système laser de puissance va être développé pour le projet Extreme Light Infrastructure (ELI). ELI sera la première infrastructure dédiée à la recherche fondamentale sur l'interaction laser-matière dans un régime d'intensité ultra-relativiste jamais atteint jusqu'à présent ($I_L > 10^{23}$ W/cm²) (figure 9.1).

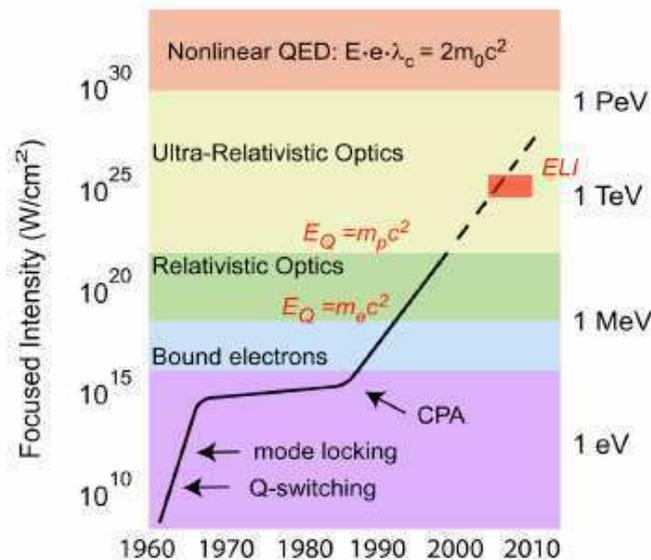


FIG. 9.1 – Historique de l'intensité laser montrant les différents régimes d'interaction. Les systèmes laser actuels avec des niveaux d'intensité de 10^{18} - 10^{22} W/cm² permettent d'étudier l'optique relativiste ($1 < a_0 < 100$) alors que le futur laser ELI permettra d'étudier l'optique ultra-relativiste ($100 < a_0 < 10^4$).

Le système laser d'ELI sera de classe Exawatt (10^{18} W) soit 1000 fois plus puissant que

le laser Mégajoule en France ou le NIF aux Etats-Unis. Ce système laser, couplé à de nombreuses sources secondaires (protons, électrons, rayonnement X, . . .), ouvrira la voie à de nombreux domaines de recherche encore inexplorés en physique, chimie, astrophysique, biologie et médecine. Cela permettra d'étudier l'interaction laser-matière dans le régime ultra-relativiste, les phénomènes transitoires résolues spatialement à l'échelle nanométrique et temporellement à l'échelle de l'attoseconde (10^{-18} s) ainsi que de produire des rayonnements X, γ , et de particules relativistes [104]. Avec ELI, une nouvelle ère s'ouvre à nous, résolument prométhéenne.

Pour cela, une architecture novatrice doit être adoptée pour le système laser ELI. Ce système sera développé par les principaux laboratoires du plateau de Saclay (LOA, LULI, Institut d'Optique, CEA-DRECAM, LIXAM) ainsi que par de nombreux laboratoires européens.

Le premier paragraphe de ce chapitre sera consacré à la description de l'architecture envisagée pour le laser ELI. Ensuite, je me concentrerai plus particulièrement sur le compresseur d'impulsions avec une analyse de la mise en phase de réseaux de diffraction pour le laser ELI.

9.1 Architecture du système laser pour ELI

Le système laser ELI sera un ensemble de 5 à 10 lignes de lumière, identiques entre elles et mises en phase, dont chacune aura une puissance crête de 25-30 PW avec une énergie de 300-400 J et une durée d'impulsion de 15 fs. L'architecture laser de ces lignes de lumière peut se décomposer en trois parties principales : le pilote, l'amplification de puissance et la compression d'impulsions couplée à la focalisation.

9.1.1 Pilote OPCPA

Le pilote du laser ELI sera basé sur une technique d'amplification paramétrique à dérive de fréquence (OPCPA). Le but est de développer une source laser pilote délivrant des impulsions de 10 fs, soit un spectre de largeur 100 nm centrés à 800 nm, avec une énergie de 100 mJ et une cadence de 1 Hz (figure 9.2).

Afin d'éviter le rétrécissement spectral par le gain, une pré-amplification paramétrique est préférée aux cristaux de Ti :Sa. L'impulsion signal sera générée par un système Ti :Sa haute-cadence (kHz), de durée 30 fs à 800 nm avec une énergie de 0.5 mJ. Le spectre de cette impulsion sera ensuite élargi par automodulation de phase dans une cellule d'Argon pour obtenir des impulsions sub-10 fs avec un rendement d'environ 20% [105]. Les impulsions ainsi générées (<10 fs, 800 nm, 100 μ J, kHz) seront amplifiées dans plusieurs étages de cristaux non-linéaires (BBO, LBO) par amplification paramétrique optique. Les cristaux seront pompés par un système laser Yb :KGW-Yb :YAG pompé par diodes

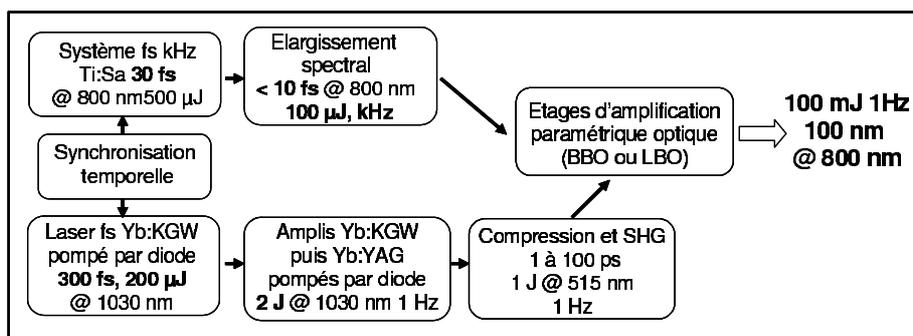


FIG. 9.2 – Pilote du système laser ELI. Les impulsions générées auront une énergie de 100 mJ à 1 Hz avec un spectre permettant d'atteindre 10 fs centré à 800 nm.

d'énergie 1 J à 515 nm pour une durée d'impulsion de 1 à 100 ps à 1 Hz.

9.1.2 Amplificateurs de puissance Ti :Sa

Les impulsions laser de 100 mJ à 1 Hz et de largeur spectrale 100 nm à 800 nm générées par le pilote ELI seront amplifiées dans trois étages successifs de cristaux Ti :Sa de grande dimension (10 à 20 cm de diamètre) en simple passage (figure 9.3).

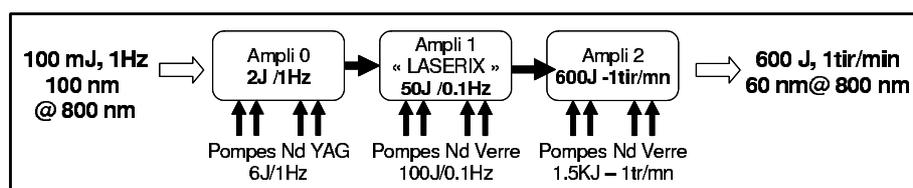


FIG. 9.3 – Amplification de puissance du système laser ELI constitué de trois étages successifs d'amplification dans des cristaux de Ti :Sa.

Le premier étage amenera l'énergie à 2 J grâce à une énergie de pompe de 6 J (lasers Nd :YAG). Le 2^{ème} étage sera de type LASERIX [106], c'est à dire qu'il amplifiera les impulsions de 2 J jusqu'à 50 J à la cadence de répétition de 0.1 Hz avec une énergie de pompe de 100 J (lasers Nd :verre). Enfin, le dernier étage d'amplification de puissance portera l'énergie à 600 J à la cadence de 1 tir par minute avec une énergie de pompe de 1.5 kJ (10 à 12 lasers Nd :verre) tout en conservant une largeur spectrale de 60 nm centrée à 800 nm.

9.1.3 Compresseur d'impulsions à mosaïque de réseaux et focalisation

L'objectif est de développer un système de compression d'impulsions pour obtenir une puissance crête en sortie de 25 à 30 PW. Le schéma de principe du compresseur ELI (figure 9.4) présente une configuration de compression en double-passage déplié avec six grands réseaux de diffraction. Le faisceau de diamètre 180 mm en sortie des amplificateurs de

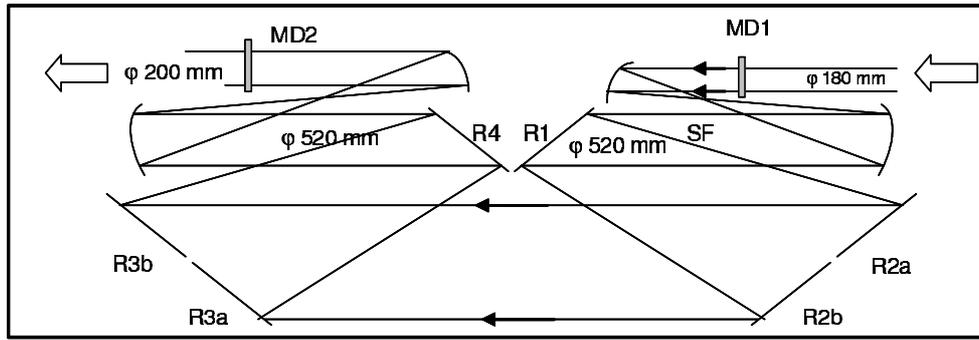


FIG. 9.4 – Schéma de principe du compresseur d'impulsions envisagé par le système laser ELI composé de six réseaux de diffraction Or.

puissance sera agrandi à 520 mm pour l'entrée dans le compresseur. L'idée est d'adapter la taille du faisceau à la dimension des réseaux de manière à ne pas dépasser le seuil de dommage, tout en évitant la coupure spectrale.

La focalisation du faisceau laser d'énergie 300-400 J et de diamètre 520 mm se fera par une parabole hors-axe d'ouverture $f/1$. L'objectif de focalisation est d'obtenir une tache focale de $1 \mu\text{m}^2$ et être dans le régime λ^3 . Pour cela un système d'optique adaptative sera mis en place avec deux miroirs déformables de diamètre 200 mm placés respectivement en entrée et en sortie du compresseur et couplés à des senseurs de front d'onde.

9.2 Dimensionnement du compresseur d'impulsions ELI

9.2.1 Paramètres du compresseur

Le schéma de principe du compresseur d'impulsions présenté dans le paragraphe précédent m'a conduit à dimensionner un système pour la compression des impulsions jusqu'à 15 fs avec une puissance crête de 20-30 PW (figure 9.5). Pour cela, il a fallu tenir compte de nombreuses contraintes liées à la dimension, à la tenue au flux et à la fabrication des composants optiques et à la conservation de la bande spectrale. Tout d'abord, le choix du type de réseaux pour le compresseur est commandé par l'exigence d'une acceptance spectrale de 200 nm centrée à la longueur d'onde 800 nm. Nous avons vu dans la première partie que les réseaux à multicouches diélectriques (MLD) ne pouvaient pas répondre à cette exigence.

La densité de traits envisagée pour les réseaux est de $N=1480$ traits/mm. Le faisceau incident au compresseur de diamètre $d=520$ mm sera projeté sur le premier réseau de largeur $W1=940$ mm avec un angle d'incidence de $\alpha=55^\circ$ ce qui fait un étalement de 907 mm ($d/\cos \alpha$) sur le premier réseau. L'angle diffracté à la longueur d'onde centrale

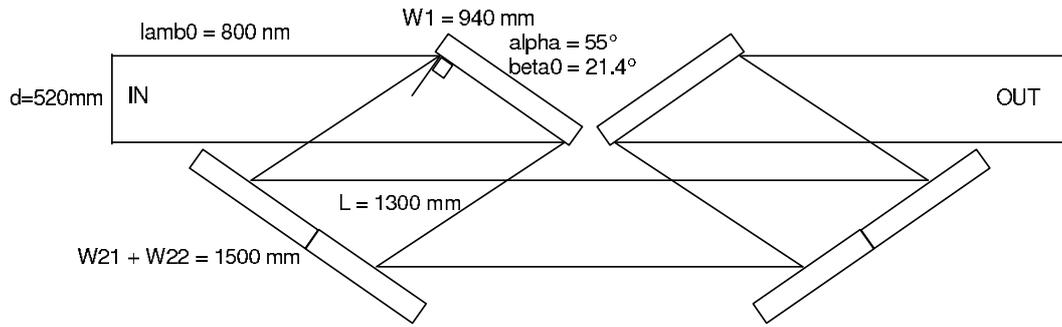


FIG. 9.5 – Schéma du compresseur d’impulsions envisagé pour le système laser ELI composé de six réseaux de diffraction Or. d : diamètre du faisceau ; λ_0 : longueur d’onde centrale ; W_1, W_{21}, W_{22} : largeur des réseaux ; α : angle d’incidence ; β_0 : angle diffracté ; L : distance de propagation entre les réseaux.

$\lambda_0=800$ nm sera donc de $\beta_0=21.4^\circ$ et l’angle de Littrow de $\alpha_L=36.3^\circ$. Les paramètres du compresseur sont résumés dans le tableau 9.1.

	Valeurs numériques
Largeur du 1 ^{er} réseau	940 mm
Largeur du 2 ^{ème} réseau	2×750 mm
Densité de traits des réseaux	1480 mm^{-1}
Longueur d’onde	800 nm
Angle d’incidence	55°
Angle de Littrow	36.3°
Angle diffracté	21.4°
Distance inter-réseaux	1300 mm

TAB. 9.1 – Paramètres du compresseur avec les valeurs numériques correspondantes.

La transmission en énergie du compresseur est envisagée à 65% soit une efficacité de diffraction moyenne par réseau de 90%. Ainsi, avec un faisceau incident au compresseur d’énergie 600 J, il est possible d’obtenir une puissance crête en sortie de 25 PW pour une durée d’impulsion de 15 fs tout en gardant la fluence laser sur les réseaux à 0.2 J/cm^2 , soit un facteur 2 de sécurité par rapport à la fluence de dommage.

9.2.2 Transmission spectrale et dispersion de vitesse de groupe du compresseur

Le calcul de la transmission spectrale du compresseur est réalisé sur la base des paramètres définis précédemment. Le détail de ce calcul fera l’objet d’un paragraphe de la partie 3 sur la coupure spectrale. La transmission spectrale du compresseur est représentée sur la figure 9.6 (courbe rouge) et comparée à un spectre théorique du laser ELI, gaussien de largeur à mi-hauteur 100 nm et centré à 800 nm (courbe noire). Nous voyons que la transmission est totale pour les longueurs d’onde situées entre 652 nm et 916 nm. La spécification d’une acceptance spectrale de 200 nm est par conséquent respectée dans

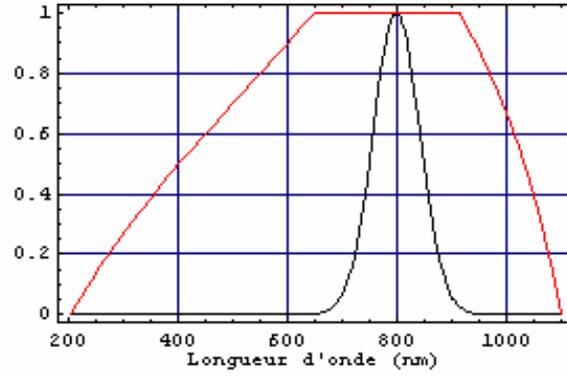


FIG. 9.6 – Transmission spectrale du compresseur ELI (courbe rouge) comparée au spectre incident théorique du laser ELI de largeur à mi-hauteur 100 nm centré à 800 nm (courbe noire). Les longueurs d'onde situées entre 652 nm et 916 nm sont transmises intégralement par le compresseur.

notre cas, il n'y aura pas de coupure spectrale dans le compresseur tel qu'il a été défini. En considérant les paramètres du compresseur (densité de traits des réseaux N , angle de diffraction β_0 , distance entre les réseaux L), nous pouvons calculer la dispersion de vitesse de groupe introduite :

$$\phi_2^{(\text{comp.})} = -\frac{LN^2\lambda_0^2}{c^2\pi\cos^2\beta_0} \quad (9.1)$$

L'application numérique de cette relation donne une valeur de dispersion de vitesse de groupe de $-5.95 \cdot 10^6 \text{ fs}^2$. A partir de cette valeur, nous pouvons remonter à la durée de l'impulsion étirée de manière à connaître l'étirement temporel nécessaire :

$$T_{\text{chirp}} = T_0 \left(1 + \frac{(4 \ln 2 \phi_2)^2}{T_0^4} \right)^{0.5} \quad (9.2)$$

où T_0 est la durée d'impulsion initiale et ϕ_2 la dispersion de vitesse de groupe définie précédemment. Il sera donc nécessaire d'avoir une durée d'impulsion étirée de 1.65 ns en entrée de compresseur pour comprimer les impulsions jusqu'à 15 fs, soit un coefficient d'étirement de 10^5 .

9.3 Mise en phase de réseaux pour la compression d'impulsions de 15 fs à 800 nm

9.3.1 Etude d'un compresseur à mosaïque de réseaux pour ELI

Le schéma de compression d'impulsions envisagé pour le système laser ELI se compose de six réseaux de diffraction Or (figure 9.5). Le 1^{er} et le 4^{ème} réseaux sont monolithiques, de largeur 940 mm. Ils permettent donc d'avoir un diamètre de faisceau en entrée et en sortie

	Tolérances d'alignement
Pistons différentiels	< 90 nm
Tip et rotation des traits	< 0.3 μ rad
Tilt	< 0.1 μ rad

TAB. 9.2 – Tolérances d'alignement des réseaux pour une diminution maximum de l'intensité crête de 10%.

de compresseur de 520 mm de diamètre avec un angle d'incidence de 55° . Le 2^{ème} et 3^{ème} réseaux sont des mosaïques de deux réseaux de largeur 750 mm. Le compresseur aura une géométrie double-passage déplié. Après le dimensionnement du schéma de compression, il convient d'étudier les tolérances nécessaires pour la mise en phase de ces réseaux afin d'atteindre les performances demandées : une énergie entre 300 et 400 J en mono-faisceau avec une durée d'impulsion de 15 fs. En reprenant le modèle théorique que j'ai développé pour le compresseur de Pico2000 et en l'adaptant aux paramètres du compresseur ELI, il est possible de déterminer les tolérances d'alignement des réseaux. Si nous considérons la géométrie du compresseur ELI et le paramètre de tolérance sur le profil spatial (baisse de 10% de l'intensité crête), alors le calcul des tolérances d'alignement des réseaux nous donne, à la longueur d'onde centrale $\lambda_0=800$ nm, une valeur maximale de 90 nm pour les pistons différentiels, de 0.3 μ rad pour le tip et la rotation dans le plan du réseau et de 0.1 μ rad pour le tilt (tableau 9.2).

L'influence des défauts d'alignement des réseaux sur le profil temporel des impulsions, en particulier à l'ordre 1 sur le délai de groupe peut être évalué de la même manière. En considérant les tolérances de défauts de phase définies précédemment (piston $\Delta z=90$ nm, tilt $\theta y=0.1$ μ rad et tip $\theta x=0.3$ μ rad), le calcul de la différence de délai de groupe donne dans les trois cas une valeur de l'ordre de 1 fs. L'effet temporel des défauts d'alignement des réseaux est donc à prendre en compte dans la mesure où la durée d'impulsions est de 15 fs. Les tolérances sont valables aussi bien pour le profil spatial que pour le profil temporel des impulsions et peuvent s'appliquer de manière globale à l'alignement des réseaux.

9.3.2 Contraintes pour la mise en phase de réseaux à 15 fs

Transmission spectrale des réseaux de diffraction

La première contrainte qui n'est pas spécifique à la mise en phase de réseaux mais à la compression d'impulsions ultra-courtes de manière générale concerne la transmission spectrale des réseaux. Les réseaux de diffraction qui seront utilisés pour le compresseur ELI sont des réseaux métalliques à traitement Or. Une première contrainte vient de la très grande largeur spectrale des impulsions à recomprimer. Des impulsions de 15 fs à 800 nm limitées par Fourier ont un spectre de largeur à mi-hauteur de 60 nm. Il faut donc

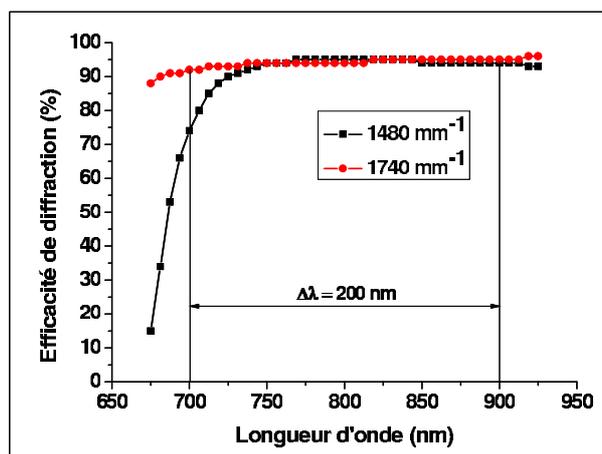


FIG. 9.7 – Efficacité de diffraction théorique pour un réseau de diffraction de densité de traits 1480 mm^{-1} (courbe noire) optimisé à 800 nm et à l'angle d'incidence 55° (angle de Littrow : 36.3° et angle diffracté : 21.4°) et d'un réseau de densité de traits 1740 mm^{-1} (courbe rouge) optimisé également à 800 nm et à l'angle d'incidence 55° (angle de Littrow : 44.1° et angle diffracté : 35°).

	Pico2000 - 400 fs	ELI - 15 fs
Piston	230 nm	90 nm
Tip et rotation des traits	$2.3 \mu\text{rad}$	$0.3 \mu\text{rad}$
Tilt	$0.6 \mu\text{rad}$	$0.1 \mu\text{rad}$

TAB. 9.3 – Comparaison des tolérances de mise en phase des réseaux des compresseurs Pico2000 et ELI.

définir des réseaux avec un angle d'incidence et une densité de traits telle que l'efficacité de diffraction soit maximale et constante sur une largeur spectrale de $\sim 200 \text{ nm}$. La figure 9.7 présente l'efficacité de diffraction théorique optimisée pour l'angle d'incidence et la longueur d'onde des réseaux ELI et pour deux densités de traits différentes 1480 mm^{-1} (courbe noire) et 1740 mm^{-1} (courbe rouge). Nous voyons ici clairement l'influence de la densité de traits en particulier sur les angles de déviation des réseaux. Il est important de conserver des angles de déviation faibles avec un angle d'incidence proche de l'angle de Littrow pour conserver une efficacité de diffraction constante. Pour une largeur spectrale de 200 nm , les réseaux de densité de traits 1740 mm^{-1} présente une efficacité de diffraction constante et supérieure à 90% ($\pm 2\%$), alors que les réseaux de densité de traits 1480 mm^{-1} présentent une baisse de l'efficacité de diffraction pour les courtes longueurs d'onde ($< 750 \text{ nm}$).

Alignement des mosaïques de réseaux pour la mise en phase

Les défauts de phase engendrés par le désalignement d'une mosaïque de réseaux ont pour effet de dégrader la qualité de la tache focale et d'introduire une différence de délai de groupe ou désynchronisation de l'impulsion. Les tolérances d'alignement des réseaux seront dépendantes de l'architecture du compresseur (angles incident et diffracté) et de la

durée des impulsions. Le tableau 9.3 résume les tolérances d'alignement pour la mise en phase des réseaux du compresseur Pico2000 et du compresseur ELI. Cette comparaison montre une plus grande exigence en terme de tolérances d'alignement des réseaux du compresseur de ELI par rapport au compresseur de Pico2000.

Contraintes technologiques

La mise en phase de réseaux pour la compression d'impulsions multi-petawatt de 15 fs amène également un certains nombre de contraintes technologiques :

- **Diagnostics d'alignement des réseaux** : La mise en phase de réseaux pour la compression d'impulsions de 15 fs, il est nécessaire d'avoir des diagnostics d'alignement de résolution spatiale nanométrique et surtout de résolution temporelle femtoseconde, ce qui n'était pas le cas pour des impulsions sub-picosecondes.
- **Actuateurs** : Le système de positionnement des réseaux doivent avoir une précision nanométrique et répondre aux contraintes de taille et de poids des réseaux à aligner.
- **Mise sous vide** : La compression des impulsions par mosaïque de réseaux se fera sous vide ce qui nécessite un alignement des réseaux asservi par une boucle de rétroaction pilotée par informatique (mesure et correction des défauts de phase).

Le développement du système ELI s'annonce comme un très grand challenge scientifique et technologique. La compression des impulsions jusqu'à des durées de 15 fs avec des faisceaux sub-kilojoule passera nécessairement par l'utilisation de mosaïques de réseaux de diffraction. Les contraintes sur la mesure et la correction des désalignements des réseaux seront très fortes et de nouveaux diagnostics devront être développés.

Conclusion de la deuxième partie

La deuxième partie de ce manuscrit de thèse a été consacrée à l'étude de la mise en phase de réseaux de diffraction pour la compression d'impulsions laser. Après avoir exposé la problématique de la segmentation des composants optiques, j'ai étudié de manière théorique la compression d'impulsions par mosaïques de réseaux. L'étude d'influence que j'ai réalisé dans le cas du compresseur d'impulsions de Pico2000 a montré que le désalignement des réseaux affectait en priorité le profil spatial des impulsions recomprimées puis le profil temporel. Le concept de la mise en phase de réseaux a été validé en deux temps. La première démonstration fut faite avec un système de nanositionnement de deux réseaux, en lumière monochromatique, et avec un système interférométrique d'alignement des réseaux. Ensuite, la validation de la mise en phase de réseaux pour la compression d'impulsions a été réalisée sur un des compresseurs du laser 100 TW au LULI avec la génération d'impulsions multi-terawatt. La caractérisation spatiale et temporelle de ces impulsions a montré que la compression des impulsions par mosaïque de réseaux était équivalente en terme de performances à la compression d'impulsions par des réseaux monolithiques. Pour finir, les perspectives de compression d'impulsions pour le projet Exawatt ELI a été abordé à travers la proposition d'un schéma de compresseur et l'étude d'une mise en phase de réseaux pour comprimer des impulsions de 600 J à 15 fs.

Troisième partie

Contrôle temporel des impulsions du laser Petawatt Pico2000

Introduction de la troisième partie

La troisième partie de ce manuscrit de thèse est consacrée au laser petawatt Pico2000 du laboratoire LULI. En effet, le LULI est engagé dans le développement d'une facilité laser, LULI2000, combinant plusieurs faisceaux laser impulsionnels pour l'étude de l'interaction laser-matière. Cette facilité laser est capable de délivrer d'une part des impulsions de 2 fois 1 kJ sur une durée de quelques nanosecondes (Nano2000).

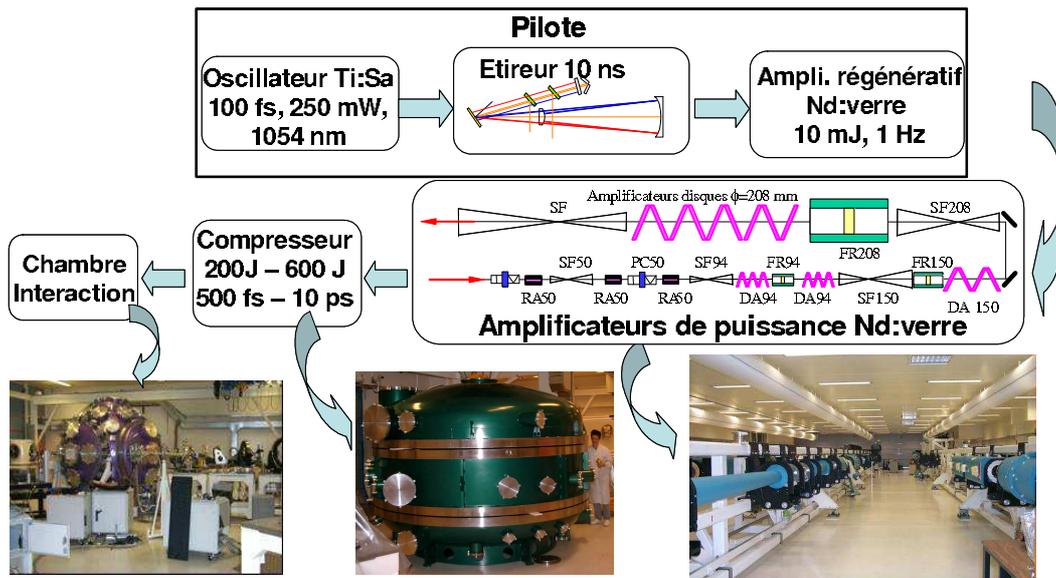


FIG. 9.8 – Laser petawatt Pico2000 du LULI.

D'autre part, le développement d'une source femtoseconde dans le régime petawatt (500 J, 500 fs), Pico2000 (figure 9.8), permettra d'étudier les grandes thématiques de recherches actuelles en physique des plasmas : ignition rapide pour la fusion thermonucléaire, accélération de particules relativistes, génération de sources de rayonnements secondaires (X, électrons, protons), etc.

L'étude du laser petawatt Pico2000 dans son ensemble et plus particulièrement le contrôle temporel des impulsions est la suite directe des deux parties précédentes. En effet, les réseaux de diffraction à multicouches diélectriques, étudiés dans la partie 1, sont implantés dans le compresseur d'impulsions et la mise en phase de réseaux, étudiée dans la partie 2, est une des étapes de développement du système laser Pico2000. Je présenterai, tout d'abord, le pilote laser de Pico2000 dans le **chapitre 10**, en détaillant les différentes parties du pilote (oscillateur, étireur, pré-amplificateur et compresseur) et en analysant les choix technologiques retenus et les originalités du pilote. Je développerai également les résultats de simulations et les caractérisations que j'ai réalisés pour le pilote Pico2000 ainsi que la démonstration d'une technique de filtrage temporel d'impulsions. Ensuite, dans le

chapitre 11, je présenterai l'amplification de puissance utilisée dans le laser Pico2000 ainsi que les campagnes de validations et de qualifications successives auxquelles j'ai pris part. Enfin, le *chapitre 12* sera consacré au compresseur d'impulsions. Je rappellerai et commenterai l'architecture compacte qui a été retenue pour le compresseur d'impulsions. A partir de cette architecture, je détaillerai les différentes études théoriques que j'ai mené concernant la coupure spectrale et les tolérances d'alignement des réseaux.

Chapitre 10

Pilote laser de Pico2000

Le pilote laser de Pico2000 est une partie innovante de la facilité laser LULI2000 (figure 9.8). En effet, le pilote laser utilise les dernières avancées technologiques (étireur à triplet de Offner, pompage par diodes, miroir de phase) et intègre les éléments qui permettent le contrôle temporel et spatial des impulsions. La fiabilité et la reproductibilité des performances sont, bien sûr, des points importants qui ont guidés les différents choix technologiques qui ont été faits pour la réalisation de cette chaîne. Les objectifs pour le pilote sont les suivants :

- Une énergie par impulsion de 50 mJ,
- Un spectre de largeur 8 nm centré à 1054 nm,
- Une durée d'impulsion de 3 ns.

Pour atteindre ces objectifs, le pilote devra être constitué d'un oscillateur femtoseconde, d'un étireur d'impulsions et d'un pré-amplificateur que je présenterai dans les deux premiers paragraphes. J'étudierai ensuite les dispositifs de contrôle d'amplitude spectrale permettant d'obtenir des largeurs spectrales élevées. En particulier, je montrerai les résultats obtenus avec un filtre biréfringent implanté dans le pré-amplificateur du pilote. La caractérisation du profil temporel des impulsions générées par le pilote laser de Pico2000 sera abordée dans un quatrième paragraphe à travers les résultats de compression d'impulsions. Pour finir, je présenterai la technique de nettoyage d'impulsions que j'ai mis en oeuvre pour l'amélioration du contraste temporel des impulsions.

10.1 Oscillateur femtoseconde et étireur d'impulsions

10.1.1 Paramètres de l'oscillateur et architecture de l'étireur d'impulsions

L'oscillateur femtoseconde à modes bloqués implanté dans le pilote laser de Pico2000 est un système commercial (Tsunami-Newport/Spectra Physics) générant des impulsions de durée 100 fs à la cadence de 82 MHz, avec une énergie par impulsion de quelques

nanojoules (puissance moyenne de 250 mW) et un spectre de largeur 16 nm centré à 1054 nm. Cette largeur spectrale importante (16 nm) doit permettre de limiter l'effet de rétrécissement par le gain qui sera très important au cours de l'amplification dans les milieux laser Nd :Verre.

Les impulsions sont ensuite étirées temporellement dans un étireur d'impulsions à triplet de Öffner [4], [5] afin de diminuer l'intensité et de pouvoir les amplifier sans provoquer d'effets non-linéaires de propagation qui endommageraient les composants optiques de la chaîne laser. Ce système optique est l'équivalent des étireurs à lentilles utilisés par le passé, sauf qu'il est exempt d'aberrations chromatiques et est corrigé des aberrations sphériques et de la coma. L'étireur d'impulsions représenté par la figure 10.1 est constitué d'un réseau de diffraction MLD de dimension $L420 \times H210$ mm² et de densité de traits 1740 mm⁻¹. L'angle d'incidence du faisceau laser sur le réseau de l'étireur est de 60.15° (θ_i). Les différentes longueurs d'onde du spectre des impulsions sont dispersées angulairement et réfléchies successivement sur un miroir concave (M_2) de rayon de courbure $R_2=2$ m et sur un miroir convexe (M_1) de rayon de courbure $R_1=1$ m. La distance entre le réseau et le miroir M_1 est de 550 mm et la distance entre M_1 et M_2 est de 1000 mm. La distance d'étirement correspond à 8 fois la distance entre le réseau et le centre de courbure commun aux deux miroirs, soit 3600 mm, puisque l'étireur est en quatre passages. Le facteur d'étirement est de 625 ps/nm, c'est à dire que les impulsions générées par l'oscillateur de durée 100 fs et de largeur spectrale 16 nm auront une durée de 10 ns en sortie d'étireur. Le facteur d'étirement de 10^5 est parmi les plus importants jamais obtenus avec un triplet de Öffner.

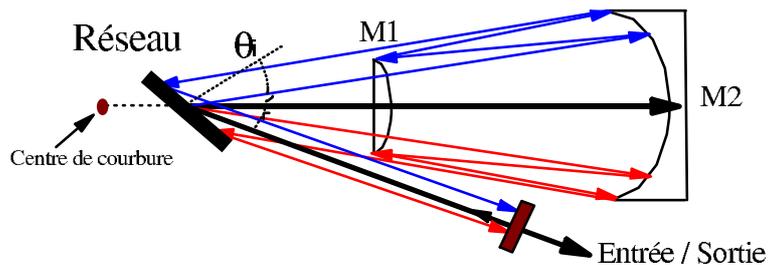


FIG. 10.1 – Etireur d'impulsions à triplet de Öffner composé d'un réseau de densité de traits 1740 mm⁻¹, d'un miroir convexe (M_1) et d'un miroir concave (M_2) de rayon de courbure respectifs $R_1=1$ m et $R_2=2$ m. L'angle d'incidence sur le réseau est de $\theta_i=60.15^\circ$. Le facteur d'étirement est de 625 ps/nm, la durée des impulsions en sortie d'étireur est de 7 ns.

Un certain nombre de points critiques sont à prendre en compte concernant l'étireur d'impulsions. Tout d'abord, la forte dérive de fréquence introduite sur l'impulsion impose l'utilisation de composants optiques de très grandes dimensions en particulier pour le réseau de diffraction et le miroir concave (M_2). La taille finie de ces composants introduit

un phénomène de coupure spectrale dans l'étireur. La transmission spectrale de l'étireur du pilote Pico2000 est une *fonction créneau* de largeur 13 nm centré à 1054 nm, c'est à dire que le spectre gaussien de l'oscillateur sera coupé au-dessus de sa mi-hauteur (figure 10.2b). La transmission en énergie de l'étireur est de 18%. La coupure spectrale entraîne une dégradation du profil temporel de l'impulsion. D'autre part, la qualité de surface d'onde des composants doit être prise en compte pour éviter d'introduire des distorsions sur l'impulsion étirée ce qui perturberait sa recompression.

10.1.2 Caractérisation du faisceau en sortie d'étireur

Le profil spatial du faisceau laser en sortie d'étireur est gaussien (figure 10.2a). Le diamètre du faisceau à mi-hauteur est de $d_x=1.53$ mm en x et $d_y=1.94$ mm en y . Les impulsions en sortie d'oscillateur ont un spectre de largeur ~ 16 nm à mi-hauteur centré à 1054 nm. L'étireur va avoir un fort effet de coupure spectrale puisque la bande passante spectrale est de 13 nm (figure 10.2b). Cet effet de coupure spectrale est un facteur limitant pour le contraste temporel des impulsions, comme le montre le calcul de la corrélation croisée du 3^{ème} ordre (figure 10.2b insert).

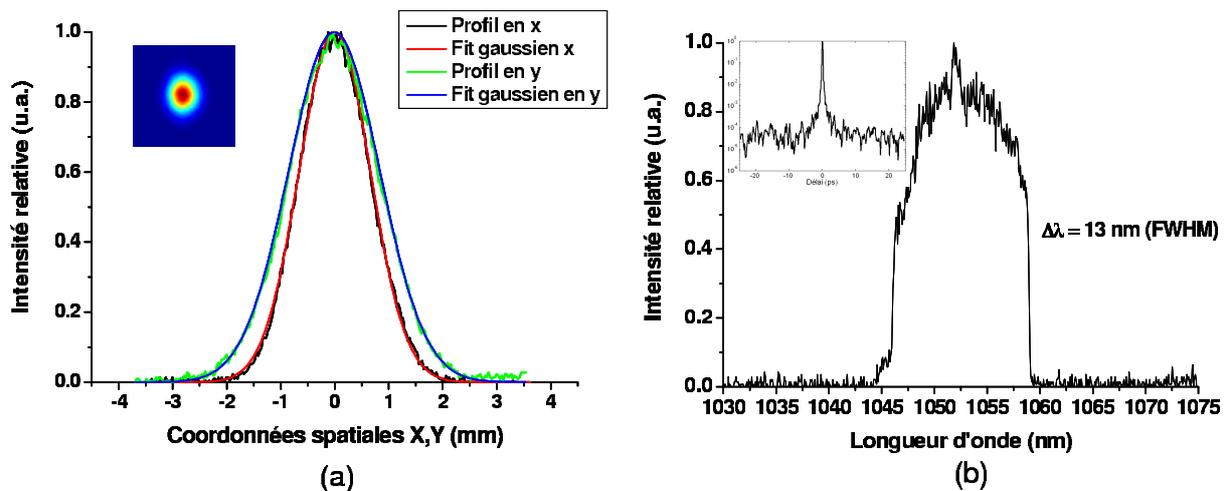


FIG. 10.2 – (a) Profil spatial gaussien en champ proche après l'étireur d'impulsions. Le diamètre à mi-hauteur est de $d_x=1.53$ mm en x et $d_y=1.94$ mm en y . (b) Spectre en sortie de l'étireur. La bande passante spectrale de l'étireur de 13 nm introduit un fort effet de coupure du spectre. En insert, le calcul de la corrélation croisée du 3^{ème} ordre à partir du spectre expérimental en échelle logarithmique. Le contraste temporel de l'impulsion est fortement limité (10^{-5}) par la coupure spectrale.

Nous avons donc en sortie de l'étireur d'impulsions un faisceau gaussien et un spectre quasiment *carré* de largeur 13 nm centré à 1054 nm (figure 10.2) et une énergie nano-joule. Afin d'augmenter l'énergie des impulsions jusqu'à plusieurs dizaine de millijoules, les impulsions vont être amplifiées dans une cavité régénérative à milieu laser Nd :verre pompé par diodes que je vais maintenant décrire.

10.2 Cavité régénérative Nd :verre pomp e par diodes pour la pré-amplification

Plusieurs architectures de pré-amplificateurs ont été  tudi es pour le pilote Pico2000. Les objectifs de la pré-amplification sont multiples :

- Un rendement d’extraction en énergie important, de manière à pouvoir générer jusqu’à 50 mJ,
- Une conservation du spectre injecté avec une largeur vis e en sortie de pré-amplificateurs de 8 nm à mi-hauteur,
- Un profil spatial adapté à l’amplification de puissance.

Le premier choix d’architecture consistait naturellement à reproduire un pré-amplificateur déjà en fonctionnement au LULI : l’amplificateur régénératif Ti :Sa du laser 100 TW. L’énergie g n r e étant de ~ 1 mJ, un second amplificateur aurait été nécessaire. Le gain d’amplification dans un cristal de Ti :Sa à la longueur d’onde de 1054 nm est très faible, ce qui veut dire que pour obtenir des gains nets de 10^6   10^8 il faut un très grand nombre de passages dans le cristal. La dispersion introduite dans le pré-amplificateur ne pourra qu’en partie être compens e par le compresseur. Mais surtout, l’ajout d’un second amplificateur complexifie énormément le système.

Un deuxième choix d’architecture aurait consisté à utiliser un amplificateur paramétrique optique à dérive de fréquence (OPCPA) comme pré-amplificateur [107]. Cette technique très séduisante présente toutefois un verrou technologique important dans le laser de pompe pour l’amplification dans les cristaux. La durée de l’impulsion de pompe doit être adapt e à celle de l’impulsion étirée et ne doit pas varier temporellement. La technique OPCPA n’était par conséquent pas suffisamment mature lors du choix du pré-amplificateur de Pico2000.

Le choix s’est finalement porté sur une architecture innovante de cavité régénérative large mode  prouv e en régime nanoseconde. Des énergies de 100 mJ avec 1 J de pompe, soit une efficacité de conversion de 10%, en régime nanoseconde avait été obtenue avec ce type d’architecture de cavité large mode [109]. Pour le pré-amplificateur du pilote Pico2000, il s’agit d’utiliser un milieu à gain Nd :verre pompé par diodes avec un mise en forme spatiale du mode amplifié. Cette architecture doit permettre d’obtenir une très bonne extraction et de générer des impulsions de l’ordre de 50 mJ.

10.2.1 Milieu amplificateur Nd :verre et système de pompage par diodes

Le milieu amplificateur utilisé dans la cavité régénérative est un barreau de phosphate (type LG 750) dopé Néodyme de section carr e (4 mm \times 4 mm \times 80 mm) dont les caractéristiques sont r sum es dans le tableau 10.1. Le milieu amplificateur Nd :verre est pompé

Longueur d'onde d'émission	1053 nm
Largeur spectrale de fluorescence	15 nm
Section efficace d'émission	$3.4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$
Indice de réfraction non-linéaire	$1.13 \cdot 10^{-13} \text{ esu}$
Fluence de saturation	3.5 J/cm^2
Longueurs d'onde d'absorption	360 nm, 590 nm, 750 nm, 800 nm
Puissance seuil	60 TW/cm^2

TAB. 10.1 – Propriétés optiques du verre Phosphate LG750 dopé au Néodyme à 3.5%.

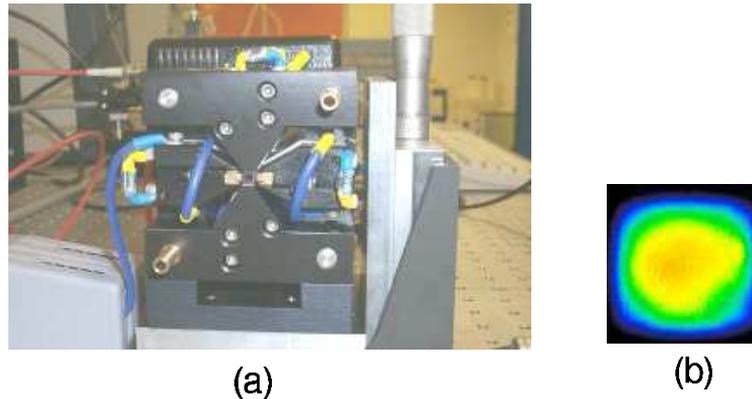


FIG. 10.3 – (a) Photo de la tête laser du pré-amplificateur de Pico2000 composé d'un barreau de Nd :verre de section carrée (4 mm×4 mm×80 mm) pompé transversalement par des empilements de diodes. (b) Profil de fluorescence du barreau Nd :verre. Le profil carré et homogène est dû au pompage transverse et à l'arrangement optimisé des barettes de diodes par rapport au barreau [108].

par une énergie de 1.5 J, en 400 μs , issue de stacks de diodes AlGaAs quasi-continues émettant à la longueur d'onde de 808 nm. La structure appelée tête laser [108], comprenant le milieu à gain Nd :verre et le système de pompage, est représentée par la figure 10.3a. L'ensemble est très compact et permet d'avoir une très bonne homogénéité spatiale du gain dans le barreau (figure 10.3b). Les diodes sont alimentées par un système d'alimentation commercial (Laselec) et refroidies par une circulation d'eau de manière à éviter le décalage en longueur d'onde dû aux effets thermiques. La cadence de répétition est limitée à 1 Hz du fait des effet thermiques importants dans le milieu amorphe Nd :verre.

10.2.2 Construction du mode supergaussien par miroir de phase intra-cavité

Architecture de la cavité large mode

La cavité régénérative est basée sur une achitecture de cavité large mode qui adapte la taille et la forme du mode¹ à la géométrie du profil de gain du milieu amplificateur

1. Un mode transverse pour une cavité laser peut être défini comme une onde dont la propagation (suivant z) sur un tour de cavité à partir d'un plan quelconque aboutit à la multiplication du champ

Nd :verre. La mise en forme spatiale du mode se fait de manière intra-cavité par modulation de la phase du champ laser. Lors de la création du mode laser dans une cavité par exemple, ne vont s'amplifier que les modes spatiaux qui se réfléchissent à l'identique sur les miroirs de fond de cavité. De cette manière, un miroir sphérique ne réfléchit à l'identique qu'un front d'onde sphérique de rayon égal à son rayon de courbure. Les modes propres d'une cavité à miroirs sphériques sont les modes de Hermite-Gauss dont la phase est toujours quadratique. Si maintenant, le miroir de fond de cavité possède un profil de phase judicieusement calculé (miroir de phase), alors les modes propres de la cavité seront d'autres fonctions que l'on peut choisir. Un mode supergaussien d'ordre élevé est très bien adapté au profil de gain. Le choix s'est porté sur un ordre 10 de supergaussienne, les ordres supérieurs à 10 étant très peu différents. L'objectif de cette adaptation de mode est d'avoir un très bon recouvrement dans le barreau Nd :verre et donc une bonne efficacité de conversion.

La cavité large mode du pilote Pico2000 est donc composée d'un miroir de phase intra-

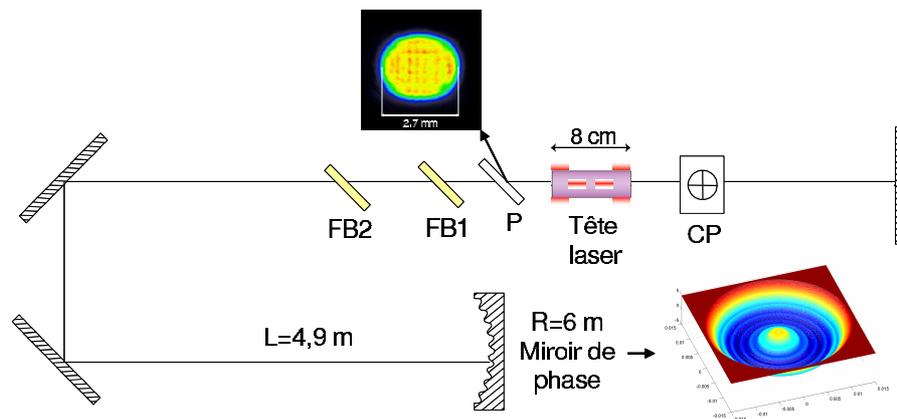


FIG. 10.4 – Architecture de la cavité régénérative constituée d'une tête laser Nd :verre pompée par diodes, d'une cellule de Pockels (CP), d'un polariseur (P), de deux filtres biréfringents et d'un miroir de phase de rayon de courbure $R=6$ m avec le profil de phase. La longueur de la cavité est de 4.9 m.

cavité pour la mise en forme spatiale du mode, un miroir plan au niveau duquel se forme le mode supergaussien d'ordre 10 (SG10) de diamètre 2.75 mm, une tête laser Nd :verre pompée par diodes et un ensemble cellule de Pockels-polariseur-lame quart d'onde pour l'injection et l'éjection dans la cavité (figure 10.4). Le choix d'un miroir de phase sphérique plutôt qu'une lame de phase permet de réduire les pertes intra-cavité. La réalisation expérimentale du miroir de phase a été confiée à Raymond Mercier de l'Institut d'Optique.

La méthode de calcul de Fox et Li a permis de trouver la longueur optimum de la cavité pour une taille de mode donnée et de l'optimiser pour un fonctionnement mono-mode transverse [110]. Les calculs de modes transverses mettent en évidence que le mode électrique dans ce plan par un facteur complexe indépendant des coordonnées transverses (x et y).

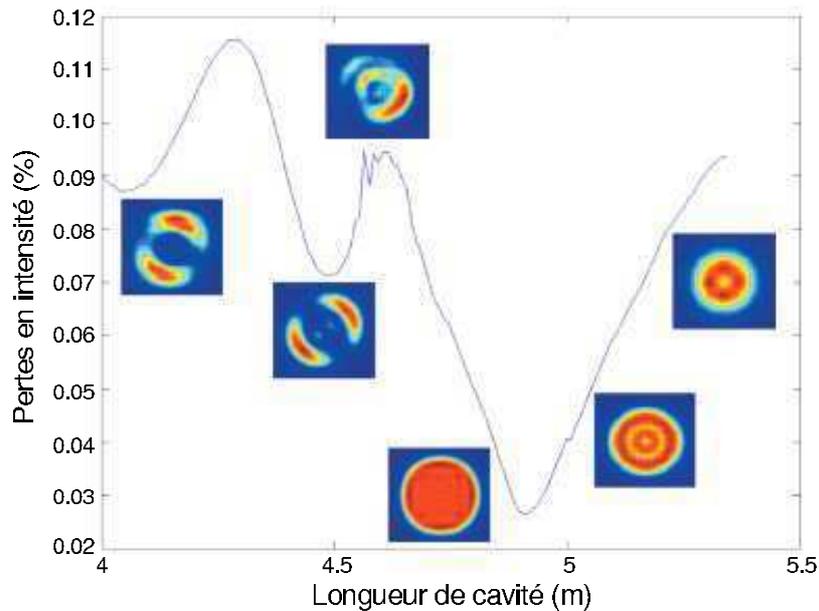


FIG. 10.5 – Pertes du mode principal en fonction de la longueur de cavité. Les formes de modes associés sont superposées pour différentes longueurs de cavité. La longueur de cavité optimale pour laquelle il y a le minimum de pertes et où le mode supergaussien est le mode stable de la cavité est d'environ 4.9 m.

supergaussien est le mode stable uniquement pour des cavités dont la longueur est de ~ 4.9 m, ce qui correspond précisément à la longueur de cavité pour laquelle le miroir de phase a été conçu [111]. C'est pour cette longueur de cavité que le pourcentage de pertes due à la diffraction sera le minimum (figure 10.5). Les pertes dues aux éléments optiques (miroirs, polariseur, cellule de Pockels, *etc*) de la cavité ne sont pas pris en compte. La zone de stabilité du mode supergaussien est de ~ 50 cm. De part et d'autre de cette zone, le mode stable n'est plus le mode supergaussien.

Calcul du profil de phase du miroir avec le code Miro

Le calcul du profil de phase adéquate à la construction d'un mode SG10 peut être réalisé à l'aide du code Miro². Miro est un code, développé par le CEA, de simulation de la propagation et de l'amplification de faisceaux laser dans les chaînes de puissance [112]. Ce code permet de simuler la propagation et l'amplification d'impulsions monochromatiques ou à spectre large à travers différents modes de calcul : optique géométrique, diffraction de Fresnel, spectre large, modulation de phase, *etc*. Il prend en compte un très grand nombre de phénomènes physiques : diffraction, effets non-linéaires, aberrations, amplification saturée, *etc*.

2. Le choix de ce nom vient d'une filiation avec certains codes d'électromagnétisme développés au CEA-Limeil qui portaient des noms de peintres. Il est également possible de donner une deuxième signification, plus scientifique, à ce nom : Mathématiques et Informatique pour la Résolution des problèmes d'Optique.

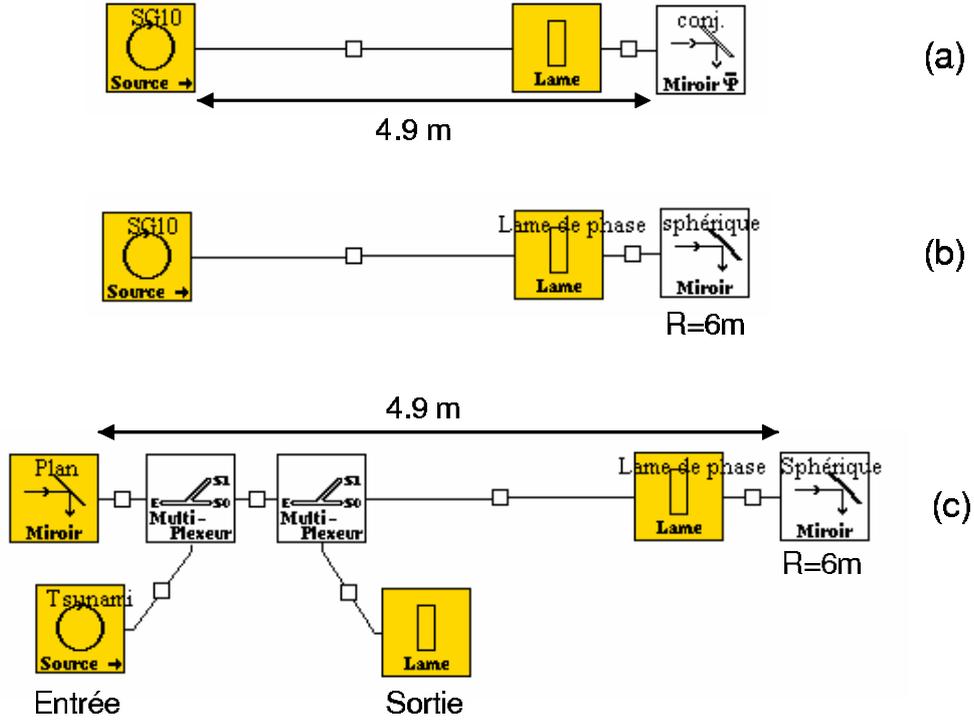


FIG. 10.6 – (a) Construction du profil de phase par propagation d'un faisceau supergaussien d'ordre 10 sur une distance $L=4.9$ m avec une lame à fichier de phase $(\pi(x^2 + y^2)/\lambda R)$ pour soustraire le rayon de courbure du miroir sphérique ($R=6$ m) et un miroir à conjugaison de phase pour obtenir le conjugué du résidu de phase $-\phi(x, y)$. (b) Vérification du profil de phase calculé avec une lame de phase $-\phi(x, y)$ et le miroir sphérique $R=6$ m. (c) Construction du mode supergaussien d'ordre 10 en cavité avec injection du profil expérimental gaussien de l'oscillateur.

Le code Miro m'a permis de modéliser la cavité régénérative du pilote et en particulier de calculer le profil du miroir de phase. Le profil de phase de ce miroir est défini de manière à ne prendre en compte que la phase due à la forme du mode, la courbure par propagation étant corrigée par la courbure du miroir sphérique. Il s'agit donc de réaliser un objet de phase continu compris entre 0 et 2π qui n'introduit pas de pertes. Le calcul du profil de phase du miroir avec le code Miro se fait en plusieurs étapes. Tout d'abord, nous définissons le mode que nous souhaitons mettre en forme dans la cavité. Dans notre cas, il s'agit d'un mode supergaussien d'ordre 10 que nous pouvons définir en $z=0$ (axe de propagation) par l'enveloppe du champ électrique :

$$A(x, y, 0) = \sqrt{I_0} \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{x^2 + y^2}{\Delta^2} \right)^{10} \right] \quad (10.1)$$

Le profil spatial souhaité (SG10) se propage ensuite sur une distance L correspondant à la longueur de la cavité ($L=4.9$ m), défini par la diffraction de Fresnel :

$$A(x, y, L) = \frac{e^{ikL}}{i\lambda L} \iint A(x, y, 0) \exp \frac{i\pi}{\lambda L} [(x - u)^2 + (y - v)^2] dudv \quad (10.2)$$

Nous positionnons dans ce plan $z = L$ une lame avec un fichier analytique de phase statique $(\pi(x^2 + y^2)/\lambda R)$ permettant de soustraire la phase sphérique due au rayon de courbure du miroir sphérique de la cavité ($R=6$ m) (figure 10.6a). Il reste alors le résidu de phase $\phi(x, y)$ en sortie de la lame. Après passage dans un miroir à conjugaison de phase, on obtient $-\phi(x, y)$ après le second passage de la lame. Cette phase spatiale est enregistrée et son profil sera celui appliqué au miroir de phase de la cavité (figure 10.7).

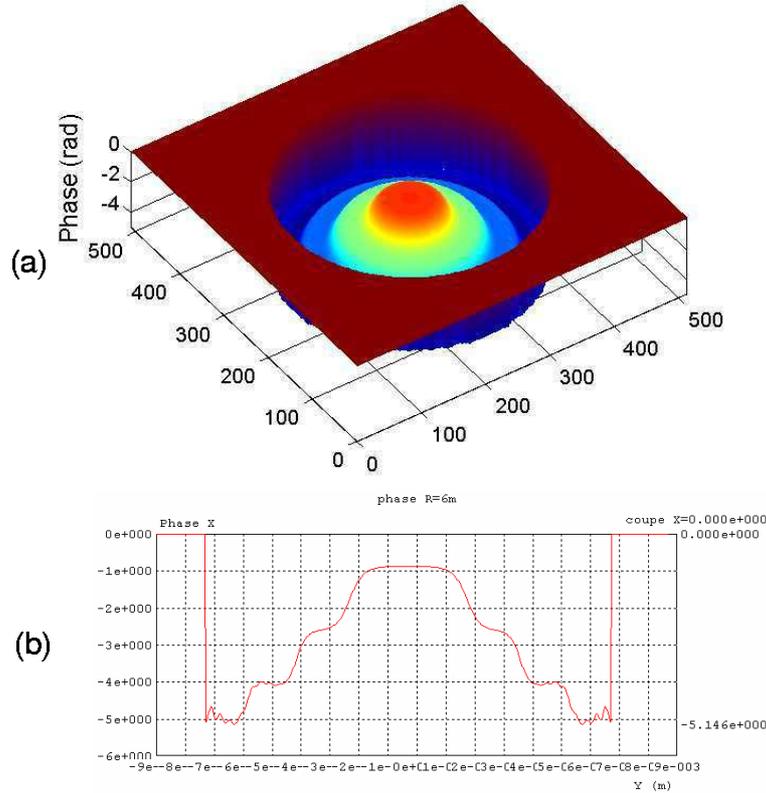


FIG. 10.7 – (a) Profil de phase 3D calculé avec Miro pour avoir un mode supergaussien d'ordre 10. (b) Coupe en X du profil de phase calculé.

Le profil est ensuite vérifié par la propagation du faisceau supergaussien d'ordre 10 sur la distance $L=4.9$ m en remplaçant le fichier de phase analytique de la lame précédente par le fichier de phase calculé $-\phi(x, y)$ et en changeant le miroir à conjugaison de phase par le miroir sphérique de rayon $R=6$ m (figure 10.6b). Pour que le mode SG10 souhaité soit un mode de la cavité, il faut que le profil de phase du miroir conjugue le champ défini précédemment en $z = L$. Nous vérifions dans cette étape qu'après un aller-retour, le profil spatial SG10 est bien retrouvé avec une phase nulle. Et enfin, le mode SG10 est construit en cavité à partir de l'injection du profil spatial gaussien expérimental de l'oscillateur et de la lame de phase calculée précédemment (figure 10.6c). Le calcul s'effectue avec une résolution de 512×512 points et une boîte $(X, Y) \in [-9 \text{ mm}; 9 \text{ mm}]$. Le mode de calcul

utilisé est *diffraction de Fresnel*.

Validation théorique du miroir de phase en cavité

La cavité régénérative large mode est maintenant construite à partir d'un miroir plan et d'un miroir de phase sphérique ($R=6$ m), représenté sous Miro par un miroir sphérique standard auquel est accolé une lame de phase dont le profil a été calculé précédemment. Le faisceau expérimental en sortie de l'étireur, de profil spatial gaussien, est injecté dans la cavité à l'aide d'un multiplexeur (figure 10.8 - courbes noires). Le mode SG10 est ensuite construit par les allers-retours successifs dans la cavité (sans amplification), éjecté après 6 allers-retours à l'aide d'un autre multiplexeur. Le mode SG10 généré grâce au miroir de phase de la cavité (figure 10.8 - courbes rouges) est en bon accord avec le fit théorique SG10, ce qui valide bien le profil de phase du miroir calculé sous Miro.

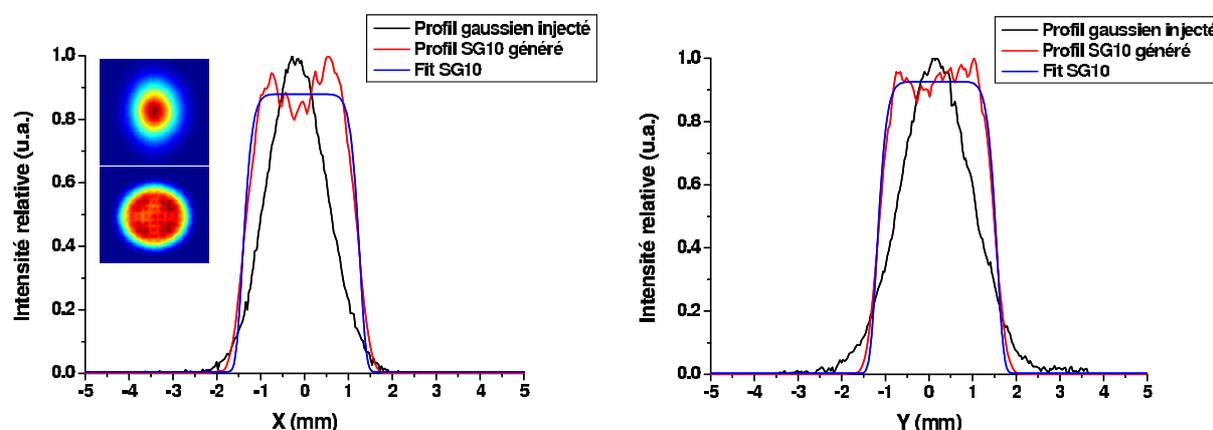


FIG. 10.8 – Coupes en X et en Y du profil spatial expérimental gaussien injecté dans la cavité (courbes noires) et du profil spatial supergaussien d'ordre 10 (courbes rouges) généré par le miroir de phase dans la cavité après 6 allers-retours avec un fit théorique SG10 (courbes bleues). En encart, sont représentés les profils spatiaux 2D gaussien injecté et SG10 généré.

Les modulations sur le profil SG10 généré sont dues à un sous-échantillonnage lors du calcul de diffraction de Fresnel dans la cavité. La dissymétrie des modulations entre la coupe en X et en Y vient de la dissymétrie déjà existante sur le profil gaussien expérimental injecté.

10.2.3 Profil spatial supergaussien expérimental en sortie de pilote

Le profil spatial expérimental du faisceau amplifié en sortie de pilote est caractérisé avant les étages d'amplification de puissance. Le profil supergaussien d'ordre 10 prédit par les simulations est vérifié comme le montre la figure 10.9. Le diamètre du faisceau à mi-hauteur est ~ 2.5 mm avec une légère dissymétrie due à l'alignement très critique de la cavité.

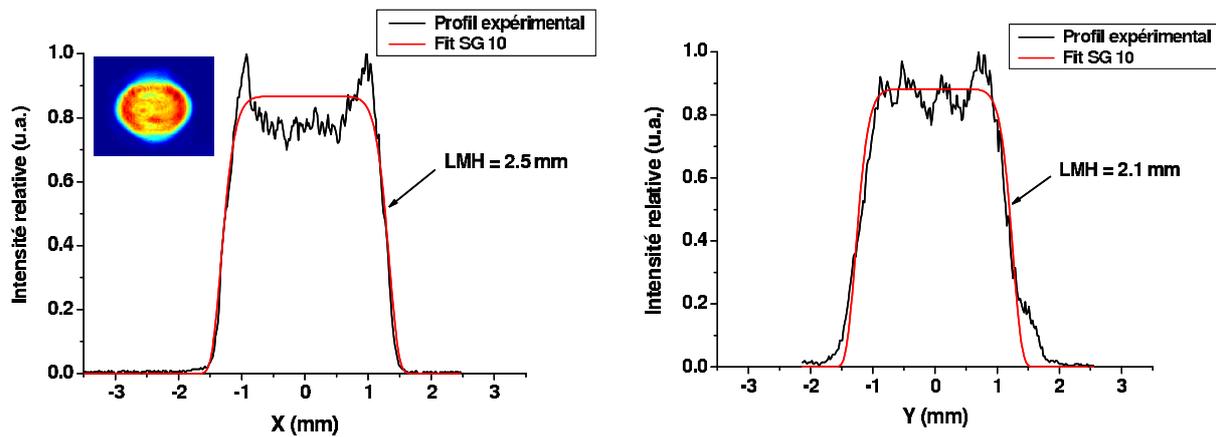


FIG. 10.9 – Coupes en X et en Y du profil spatial expérimental SG10 en sortie de cavité régénérative (courbes noires) ajusté par une supergaussienne d'ordre 10 (courbes rouges). La largeur à mi-hauteur en X est de 2.5 mm et en Y de 2.1 mm. Le profil spatial SG10 2D est représenté en encart.

Après ~ 70 allers-retours dans la cavité, le faisceau d'énergie initiale sub-nanojoule est amplifié d'un facteur 10^8 jusqu'à 17 mJ pour un courant de diodes de 80 A, avec une cadence de répétition de 1 Hz. L'énergie des impulsions est limitée essentiellement par les pertes intra-cavité dues aux filtres biréfringents et à la cellule de Pockels. La cadence de répétition de l'amplificateur est limitée à 1 Hz pour des raisons de charges thermiques accumulées dans le milieu laser Nd :verre qui présente une très faible conductivité thermique. La stabilité en énergie des impulsions est très bonne puisqu'elle est de $<1\%$ RMS et de 5% tir à tir. Le pompage par diodes permet d'avoir cette bonne stabilité. En comparaison, la stabilité de la cavité régénérative Ti :Sa du 100 TW (pompée par un laser Nd :YAG doublé en fréquence) est typiquement de 3% RMS et 15% tir à tir.

En terme de performances énergétiques, la cavité régénérative du pilote de Pico2000 présente des résultats similaires à ceux précédemment obtenus au CEA-CESTA avec la même architecture de cavité large mode en régime femtoseconde. L'énergie était alors de ~ 20 mJ, 1 Hz, comprimées à 470 fs [113].

10.3 Contrôle de l'amplitude spectrale dans le pilote Pico2000

Le contrôle de l'amplitude spectrale des impulsions est primordiale pour compenser les effets dus à l'amplification. Les deux principaux effets rencontrés lors de l'amplification sont le rétrécissement spectral par le gain et la saturation par le gain. L'effet de saturation par le gain est surtout présent lors de l'amplification de puissance, alors que le rétrécissement spectral par le gain est un effet majeur de la pré-amplification à fort gain, en particulier dans les amplificateurs régénératifs.

10.3.1 Effet de rétrécissement spectral par le gain

Principe

Dans le pilote du laser Pico2000, un gain net de 10^8 est obtenu par amplification régénérative dans un milieu à gain Nd :verre. Du fait de la dépendance en longueur d'onde du profil de gain de l'amplificateur, le processus d'amplification s'accompagne d'une modification du profil spectral de l'impulsion amplifiée, en particulier de sa largeur spectrale. Si l'on néglige l'effet de saturation, le spectre de l'impulsion amplifiée $I_{\text{ampl.}}(\omega)$ peut être défini par :

$$I_{\text{ampl.}}(\omega) \propto I_0(\omega)G(\omega)^nT(\omega)^n \quad (10.3)$$

où $I_0(\omega)$ est le spectre incident, $G(\omega)$ est le gain dépendant de la fréquence, $T(\omega)$ est la fonction de transmission spectrale de l'amplificateur et n le nombre de passages. D'après l'équation 10.3, le rétrécissement spectral par le gain est d'autant plus élevé que la bande spectrale de gain du milieu amplificateur est étroite et que le gain de l'amplification est élevé.

Cas du pilote Pico2000

Les impulsions du pilote Pico2000 sont amplifiées dans du verre phosphate LG750 dopé Néodyme. La forme de la bande spectrale de gain du LG750, de type lorentzienne et de largeur ~ 16 nm, entraîne un rétrécissement spectral des impulsions amplifiées. En effet, la bande de gain du LG750 est centrée à 1053.7 nm ce qui coïncide quasiment avec la longueur d'onde centrale du spectre des impulsions à amplifier ($\lambda_0=1054$ nm). Ainsi, les longueurs d'onde du spectre proche de λ_0 seront plus amplifiées que les longueurs d'onde extrêmes du spectre ce qui va entraîner, pour un très fort gain (10^8), un rétrécissement spectral. Les calculs réalisés avec un spectre incident de largeur 18 nm montre que pour un gain de 10^8 , la largeur spectrale est réduite d'un facteur >4 à 3.8 nm (figure 10.10).

Expérimentalement, lorsqu'un spectre de largeur à mi-hauteur de 13 nm est injecté dans la cavité régénérative Nd :verre du laser Pico2000, la largeur spectrale à mi-hauteur après amplification n'est plus que de 1.5 nm, soit un facteur >8 . La différence de résultats entre le calcul et l'expérience vient de la valeur de la largeur spectrale de gain du verre LG750 dopé. En effet, les calculs utilisent une largeur à mi-hauteur de 22 nm, courante dans la littérature, alors que la mesure expérimentale montre que la largeur à mi-hauteur est en fait de ~ 16 nm.

Solutions

Pour compenser l'effet de rétrécissement spectral par le gain dans les systèmes laser Nd :verre à 1 μm , trois voies sont envisageables comme le suggère l'équation 10.3 :

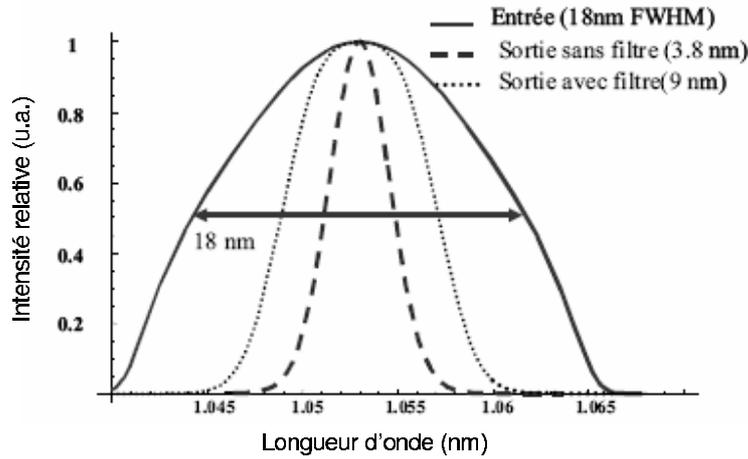


FIG. 10.10 – Spectre incident de largeur 18 nm (courbe pleine), spectre amplifié dans un amplificateur Nd :verre de largeur 3.8 nm (gain 10^8) (courbe trait) montrant l'effet de rétrécissement par le gain et spectre amplifié avec un filtre biréfringent intracavité (9 nm) (courbe pointillée).

- La première solution serait d'augmenter la bande spectrale de gain du milieu amplificateur ($G(\omega)$). Dans le cas d'une amplification dans des verres dopés, le mélange de différents types de verres (phosphate et silicate), dont les pics de fluorescence sont décalés spectralement, augmente la largeur spectrale des impulsions amplifiées. Par exemple, le mélange d'un verre phosphate LG750 de pic de fluorescence à 1053.7 nm et d'un verre silicate LG650 dont le pic de fluorescence est à 1060 nm permet d'obtenir une largeur spectrale de 6 nm centrée à 1054.5 nm [114]. Le mélange de verres est couramment utilisé dans les chaînes laser de puissance à 1 μm , notamment au LULI sur le laser 100 TW. Cette solution est applicable à des amplificateurs de puissance de type multi-passages mais est difficilement envisageable dans des amplificateurs régénératifs qui nécessiteraient plusieurs têtes laser contenant chacune différents verres.
- La deuxième voie serait de modifier la transmission spectrale de l'amplificateur ($T(\omega)$), c'est à dire d'introduire plus de pertes sur le pic du profil de gain du milieu amplificateur que sur les bords. Des filtres spectraux placés à l'intérieur d'une cavité régénérative peuvent jouer ce rôle en appliquant une modulation de l'amplitude spectrale de l'impulsion à chaque passage dans le milieu amplificateur. Différents types de filtres spectraux ont été proposés : étalon Fabry-Perot [115], masque d'amplitude [116], filtre biréfringent [113]. L'avantage de cette technique est d'élargir considérablement le spectre amplifié avec un simple composant optique passif intracavité (figure 10.10).

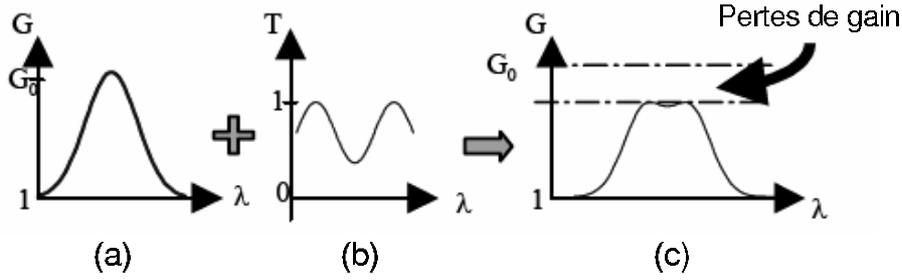


FIG. 10.11 – (a) Courbe de gain du milieu amplificateur. (b) Réponse spectrale du filtre biréfringent. Le maximum de pertes est créée à la longueur d’onde correspondante au sommet de la courbe de gain. (c) Aplatissement de la courbe de gain pour avoir un gain constant (mais moindre) sur une large bande spectrale.

- La troisième voie serait de moduler l’amplitude spectrale du spectre incident ($I_0(\omega)$) pour pré-compenser les effets du rétrécissement spectral par le gain. Pour cela, un filtre dispersif acousto-optique programmable (AOPDF) est très bien adapté [117] et a montré d’excellents résultats expérimentaux sur la chaîne laser 100 TW du LULI [118]. L’essai de ce type de système sur le pilote Pico2000 a montré que la modulation de l’amplitude spectrale en entrée d’amplificateur n’était pas conservée après les nombreux passages dans le milieu amplificateur et que le rétrécissement se produisait malgré tout.

Au vue des bons résultats théoriques et expérimentaux obtenus avec un filtre biréfringent intra-cavité, le choix pour le pilote Pico2000 s’est donc porté sur ce type de filtre pour réduire l’effet de rétrécissement spectral par le gain.

10.3.2 Compensation du rétrécissement spectral par le gain pour le pilote Pico2000

La modulation de l’amplitude spectrale pour le pilote Pico2000 se fait grâce à un filtre spectral biréfringent intra-cavité. Il s’agit d’une lame à faces planes et parallèles de quartz orientée à l’angle de Brewster de manière à supprimer les pertes par réflexion et insérée dans la cavité régénérative. La transmission du filtre biréfringent dépend de plusieurs paramètres [88] :

1. La longueur d’onde λ
2. L’angle d’incidence du faisceau sur la lame θ
3. L’angle entre la direction de polarisation et l’axe optique φ

4. L'épaisseur de la lame d

Le filtre biréfringent possède une réponse spectrale sinusoïdale en fonction de la longueur d'onde. L'amplitude et la période des modulations sont fixées par l'angle φ et par l'épaisseur d . Nous cherchons à avoir un gain constant sur une large bande spectrale. Il s'agit donc d'introduire des pertes au sommet de la bande de gain du milieu amplificateur pour aplatir la bande de gain et ainsi compenser l'effet de rétrécissement spectral par le gain (figure 10.11). Une des limitations du filtre biréfringent intra-cavité vient des fortes pertes introduites pour moduler la bande de gain, ce qui diminue fortement l'énergie extraite.

Expérimentalement, deux épaisseurs différentes de filtres ont été utilisées, 5 mm et 10 mm, ce qui nous a permis d'élargir le spectre amplifié respectivement à 6 nm et à 4.5 nm, avec un spectral initial de 1.5 nm. Cependant, l'utilisation du filtre d'épaisseur 5 mm entraîne un décalage inattendu de la longueur d'onde centrale à 1057 nm au lieu de 1054 nm. C'est pourquoi le filtre d'épaisseur 10 mm a été préféré malgré le plus faible élargissement. Ce filtre biréfringent, inséré dans la cavité, a donc permis de compenser l'effet de rétrécissement spectral par le gain et d'obtenir des impulsions amplifiées à 17 mJ avec un spectre de largeur 4.5 nm à mi-hauteur pour un spectre injecté de largeur 13 nm (figure 10.12a). La forme en double-bosse du spectre est adaptée à la compensation de la saturation dans les amplificateurs de puissance. Le profil expérimental ajusté par une supergaussienne d'ordre 6, ainsi que les fortes modulations du spectre ont des répercussions directes sur le profil temporel de l'impulsion en créant deux rebonds de part et d'autre de l'impulsion principale et en limitant le contraste temporel à 10^{-5} (figure 10.12b).

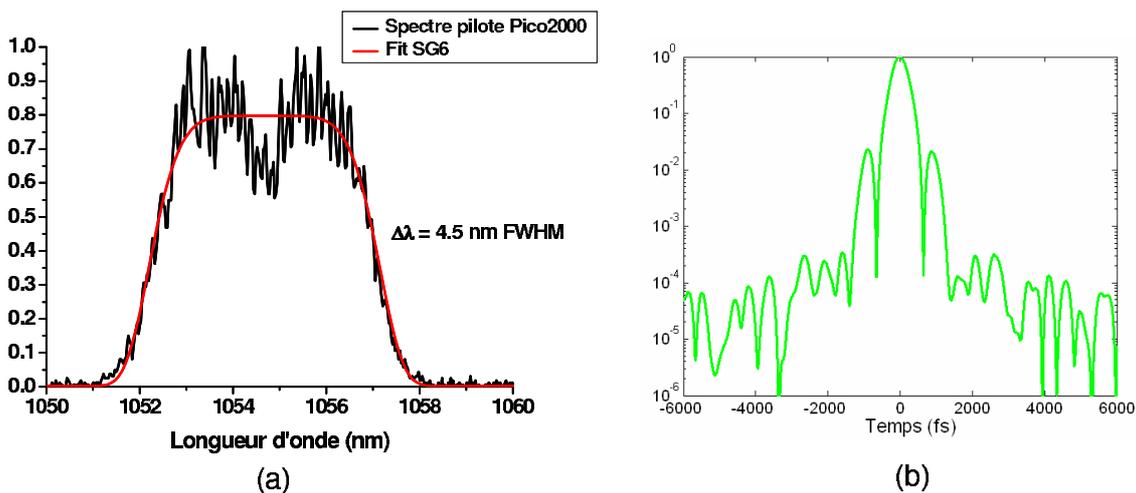


FIG. 10.12 – (a) Spectre amplifié en sortie du pilote Pico2000 de largeur 4.5 nm à mi-hauteur et centré à 1054.7 nm. Le filtre biréfringent utilisé pour avoir ce spectre est d'épaisseur 10 mm. (b) Profil temporel de l'impulsion correspondant à la transformée de Fourier du spectre expérimental. Le profil spectral supergaussien crée deux rebonds de part et d'autre de l'impulsion principale et les modulations du spectre limitent le contraste temporel à $\sim 10^{-5}$.

10.4 Compresseur d'impulsions local du pilote

Un compresseur d'impulsions *local*, double passage, à l'air, a été installé au pilote Pico2000 afin de pouvoir caractériser le profil temporel des impulsions amplifiées recomprimées. Les paramètres du compresseur sont les mêmes que ceux de l'étireur : une densité de traits des réseaux de 1740 mm^{-1} , un angle d'incidence de 60.15° et une distance entre les réseaux de 1800 mm. La caractérisation expérimentale du profil temporel des impulsions se fait à l'aide de deux diagnostics différents. Le premier est un autocorrélateur 2ω mono-coup qui permet de mesurer la largeur temporelle de l'impulsion. Le second est un cross-corrélateur 3ω qui apporte une connaissance sur le contraste temporel de l'impulsion avec une grande dynamique et sur une fenêtre temporelle très grande ($>100 \text{ ps}$).

10.4.1 Mesure de la durée d'impulsion par autocorrélateur 2ω

Le calcul de la transformée de Fourier du spectre amplifié, présenté par la figure 10.12, en considérant une phase spectrale nulle, donne une durée d'impulsion de 440 fs avec l'autocorrélation du second-ordre correspondante (figure 10.13a). La forme du spectre (SG6) influe sur le profil temporel en créant des rebonds dans les pieds de l'impulsion visible en échelle linéaire. La mesure de l'autocorrélation 2ω (figure 10.13b) permet de déduire la durée d'impulsion et de la comparer au calcul donné par la transformée de Fourier du spectre. Après déconvolution de la trace d'autocorrélation (hypothèse gaussienne), la durée d'impulsion est estimée à 560 fs. L'impulsion comprimée est donc de ~ 1.3 fois la limite de Fourier.

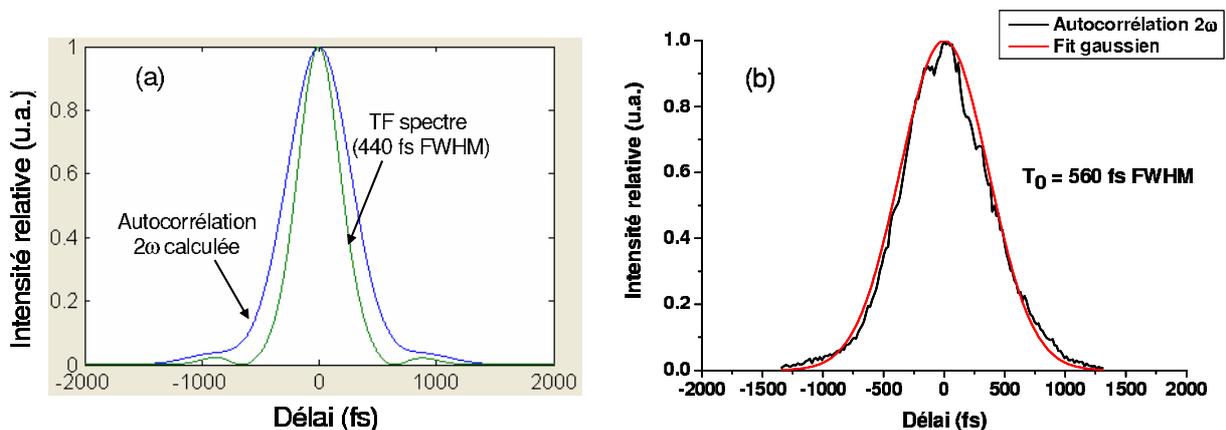


FIG. 10.13 – (a) Calcul de la transformée de Fourier du spectre expérimental amplifié donnant une largeur temporelle à mi-hauteur de 440 fs (courbe verte) et calcul de l'autocorrélation du second-ordre (courbe bleue). (b) Mesure expérimentale de l'autocorrélation du second-ordre ajustée par une gaussienne. La durée d'impulsion après déconvolution (hypothèse gaussienne) donne une largeur temporelle à mi-hauteur de 560 fs. La largeur temporelle de l'impulsion est à ~ 1.3 fois la limite de Fourier.

Pour expliquer ce résultat, considérons tout d'abord, la relation d'étirement donnant la durée d'impulsion étirée $T_{\text{étirée}}$ en fonction de la durée d'impulsion limitée par la transfor-

mée de Fourier T_0 :

$$T_{\text{étirée}} = T_0 \left(1 + \frac{(4 \ln 2 \Delta \phi_2)^2}{T_0^2} \right)^{1/2} \quad (10.4)$$

où $\Delta \phi_2$ correspond au déphasage quadratique responsable du désaccord de phase spectrale. Pour un élargissement temporel de 440 fs à 560 fs, le déphasage quadratique est calculé à partir de la relation 10.4 et donne une valeur $\Delta \phi_2 \simeq \pm 142500 \text{ fs}^2$. Connaissant l'expression de la phase quadratique introduite par le compresseur d'impulsions ($\phi_2 = -LN^2 \lambda_0^3 / c^2 \pi \cos^2 \beta_0$), nous démontrons que cette valeur de déphasage quadratique correspond à une variation de la distance entre les réseaux de $\Delta L = 0.37 \text{ mm}$. La distance entre les réseaux du compresseur, de même que l'angle d'incidence, doivent donc être ajustés avec une très grande précision pour obtenir une impulsion comprimée à la limite de Fourier, ce qui est rendu difficile du fait de la taille des réseaux.

10.4.2 Mesure du contraste temporel par cross-corrélation 3ω

La corrélation croisée du 3^{ème} est, tout d'abord, calculée à partir du spectre expérimental sur une fenêtre temporelle allant de -25 ps à 25 ps (figure 10.14a). Les modulations présentes sur le spectre limite le contraste temporel à une valeur comprise entre 10^{-4} et 10^{-5} à -25 ps. Le contraste temporel est ensuite mesuré par un cross-corrélateur récurrent du troisième ordre (Sequoia - Amplitude Technologies). La fenêtre temporelle de mesure est de 200 ps (de -100 ps à +100 ps), avec des pas de 50 fs et une énergie de mesure de $300 \mu\text{J}$ (figure 10.14b).

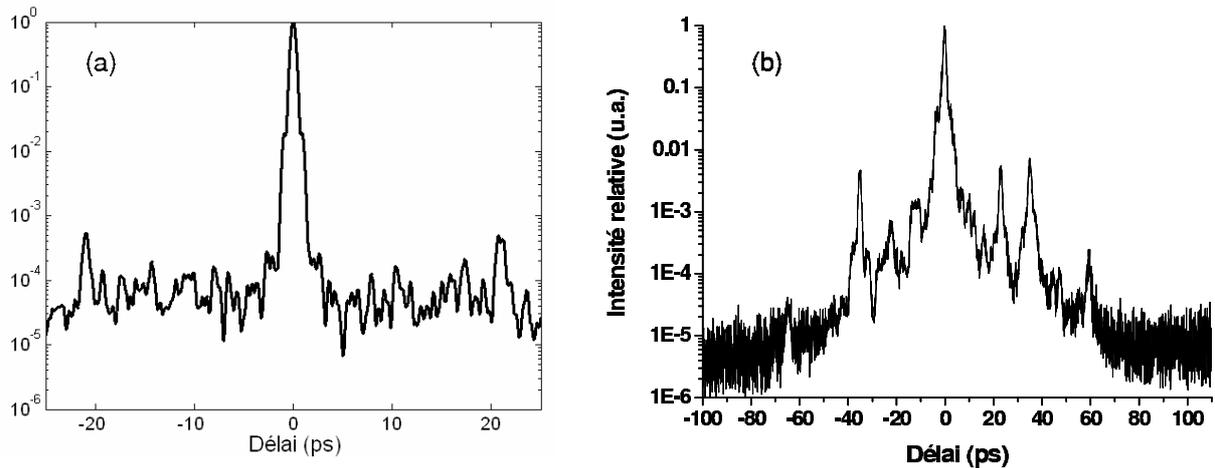


FIG. 10.14 – (a) Calcul de la corrélation croisée du 3^{ème} ordre à partir du spectre expérimental sur une fenêtre temporelle allant de -25 ps à +25 ps. (b) Mesure de la corrélation croisée du 3^{ème} ordre sur une fenêtre temporelle de 200 ps. Le contraste temporel est de 3×10^{-6} à -100 ps.

La mesure présentée ici tient compte du coefficient de déconvolution du signal d'autocorrélation 3ω . Nous avons donc le profil temporel de l'impulsion sur un échelle de temps

picoseconde où la partie négative ($t < 0$) correspond à l'avant de l'impulsion et la partie positive ($t > 0$) correspond à l'arrière de l'impulsion. La limite de détection de l'appareil est de 10^{-10} , mesurée en bloquant successivement la voie ω , puis la voie 2ω , puis les deux voies.

L'analyse de la mesure du contraste temporel après le compresseur du pilote Pico2000 permet de dresser plusieurs conclusions. Tout d'abord, un contraste temporel de 3×10^{-6} à -100 ps, limitée par le niveau d'émission spontanée amplifiée (ASE), est assez décevant après un amplificateur régénératif. En comparaison, le contraste temporel après l'amplificateur régénératif Ti :Sa du laser 100TW du LULI est de 2×10^{-8} , soit un contraste meilleur de deux ordres de grandeur. Toutefois, ces deux systèmes sont difficilement comparables puisque les milieux amplificateurs (Nd :verre pour Pico2000 et Ti :Sa pour 100 TW) et les gains d'amplification ne sont pas les mêmes. De plus, le pilote 100 TW ne possède pas de filtres biréfringents intra-cavité. Le spectre amplifié du pilote 100TW est gaussien et ne présente pas de modulations à la différence du spectre amplifié du pilote Pico2000.

D'autre part, la forme dissymétrique du profil temporel sur une échelle de temps court (< 10 ps) observée sur la figure 10.13b est associée aux termes résiduels de phase spectrale d'ordres supérieurs impairs. Enfin, un piedestal entre -50 ps et +50 ps, durant lequel le front de montée et de descente de l'impulsion est progressif, est clairement visible. L'origine de ce piedestal reste encore à déterminer de même que les différents pics secondaires à -40 ps avant l'impulsion principale avec un niveau d'intensité de 4×10^{-3} et son symétrique à +40 ps après l'impulsion principale avec le même niveau d'intensité.

Le contraste temporel est donc altéré ici par les modulations d'intensité du spectre, par les termes de phase spectrale d'ordres supérieurs ainsi que par un niveau d'émission spontanée amplifiée important.

10.5 Amélioration du contraste temporel des impulsions de Pico2000 : XPW à 1 μm ?

Le contraste temporel du pilote Pico2000, mesuré précédemment, est limité à 10^{-5} - 10^{-6} ce qui est insuffisant pour envisager des expériences avec des intensités $> 10^{20} \text{W}/\text{cm}^2$. En effet, le seuil d'ionisation des cibles solides utilisées pour les expériences est d'environ $I_{\text{seuil}} \sim 10^{12} \text{W}/\text{cm}^2$. Il faut par conséquent que le contraste temporel soit $> 10^9$ pour éviter de détruire la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale.

10.5.1 Techniques d'amélioration du contraste temporel

Afin d'améliorer le contraste temporel des impulsions, plusieurs techniques ont été proposées et démontrées :

- Filtrage non-linéaire par rotation de l'ellipse de polarisation (NER) dans l'air [119], [120] ou dans des guides d'onde creux remplis de gaz [121],
- Filtrage dans des fibres biréfringentes [122], [123],
- Pré-amplification micro-joule sans CPA [124],
- Porte Kerr [125],
- Interféromètre non-linéaire de Sagnac [126],
- Miroirs plasma [127],
- Filtrage non-linéaire par génération d'onde de polarisation croisée (XPW) [128].

Parmi toutes ces techniques, seules les techniques NER, miroirs plasma et XPW peuvent être utilisées pour des systèmes laser petawatt, haute-énergie, fonctionnant à la longueur d'onde 1053 nm et de durées d'impulsions sub-picosecondes. Toutefois, la technique NER nécessite une configuration multi-passage avec une modulation de phase initiale de l'impulsion, ce qui rend le système assez instable. Quant aux miroirs plasmas, ils sont très bien adaptés aux systèmes à faible récurrence mais présentent une limitation pour les taux de répétition élevés du fait de la nature destructive de la méthode. La technique XPW présente un grand nombre d'avantages comparés aux autres techniques d'amélioration du contraste temporel. Elle est simple à mettre en oeuvre, efficace et stable. Une amélioration du contraste de quatre ordres de grandeur avec une efficacité de transmission de 10% a été démontrée avec un système laser d'énergie 1 mJ, de durée d'impulsion 40 fs à 800 nm [128]. C'est pourquoi, cette technique a été retenue et mise en oeuvre expérimentalement sur un des systèmes laser du LULI en collaboration avec Aurélie Jullien, Olivier Albert et Gilles Chériaux du Laboratoire d'Optique Appliquée [129]. L'objectif de départ était de vérifier le caractère achromatique de la technique XPW déjà démontrée à 800 nm et à 620 nm.

10.5.2 Principe de la génération d'onde de polarisation croisée : XPW

La génération d'onde de polarisation croisée (XPW) est un processus non-linéaire du 3^{ème} ordre. Soumis à la forte intensité d'une onde incidente polarisée linéairement, un cristal non-linéaire possède une susceptibilité anisotropique cubique qui peut générer une onde de polarisation croisée à la même longueur d'onde que l'onde incidente. XPW est un processus fortement non-linéaire pour lequel l'intensité de l'onde de polarisation croisée varie selon la puissance trois de l'intensité de l'onde incidente ($I_{XPW} \propto I^3$). Par conséquent, XPW peut être utilisée pour discriminer le faible niveau d'intensité présent dans les pieds d'une impulsion laser (pré-impulsions, fond incohérent d'ASE, distorsions de phase spectrale) du fort niveau d'intensité du pic de l'impulsion. Utilisé conjointement avec deux polariseurs croisés, cette technique permet d'améliorer le contraste temporel d'impulsions lasers intenses et sub-picosecondes.

Plusieurs cristaux non-linéaires ont été testés pour la génération d'onde de polarisation croisée : BBO, YVO₄, BaF₂. Le fluorure de Barium (BaF₂ : $n_0=1.47$ et $n_2=2.10^{-16}\text{cm}^2/\text{W}$) est le cristal le mieux adapté à la technique XPW. En effet, il possède une forte anisotropie cubique (χ^3), ce qui amène de bonne efficacité de conversion. De plus, il est isotrope et possède une plage de transparence comprise entre $0.2\ \mu\text{m}$ et $11\ \mu\text{m}$. La tenue au flux laser du BaF₂ est estimée à $1.6\ \text{J}/\text{cm}^2$ [71].

10.5.3 Mise en oeuvre expérimentale de la technique XPW au LULI

La démonstration de la génération d'onde de polarisation croisée au LULI a été réalisée avec un système d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence (OPCPA) générant des impulsions de 1 mJ, 310 fs, 10 Hz, 1057 nm [72]. Le schéma expérimental de la technique de filtrage XPW est représenté par la figure 10.15. Il se compose d'une paire polariseur-analyseur de Glan entre laquelle se trouve un système afocal de deux lentilles plan-convexe de focale 1500 mm et deux cristaux de BaF₂ proche du foyer de l'afocal.

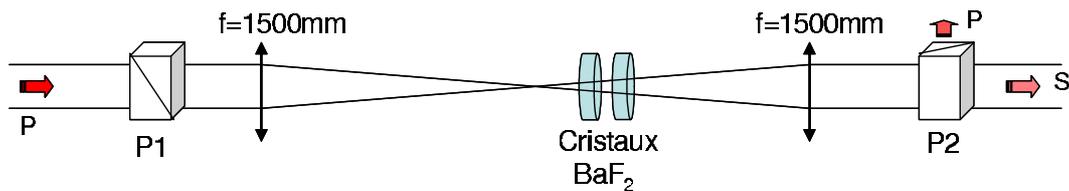


FIG. 10.15 – Schéma expérimental du filtre XPW en configuration double cristaux de BaF₂. P1 et P2 sont des polariseurs de Glan croisés.

Le faisceau incident, de polarisation P , traverse le polariseur et est focalisé par la première lentille. Dans le plan des cristaux, l'intensité de $\sim 2 \times 10^{12}\text{W}/\text{cm}^2$ permet la génération d'une nouvelle onde de polarisation S avec la partie haute-intensité de l'impulsion alors que la partie basse-intensité de l'impulsion conserve sa polarisation P et est rejetée par l'analyseur. L'onde de polarisation S créée est ensuite recollimatée et caractérisée spatialement et temporellement.

10.5.4 Analyse des résultats

Efficacité de transmission du filtre XPW et profil spatial

L'efficacité de transmission du filtre non-linéaire XPW est mesurée successivement avec un puis deux cristaux de BaF₂ dans une configuration simple-passage et en tenant compte des pertes sur les faces des cristaux non-traités (figure 10.16). Pour cela, l'énergie de l'impulsion filtrée est mesurée après le second polariseur et comparée à l'énergie incidente, mesurée avant le premier polariseur. Dans le cas où le filtre est constitué d'un seul

crystal, l'efficacité moyenne est de 7% alors qu'avec deux cristaux, elle augmente jusqu'à une valeur maximum de 22%. L'amélioration de l'efficacité de transmission est d'un facteur 3, pouvant aller théoriquement jusqu'à un facteur 4. L'intérêt d'utiliser deux cristaux plutôt qu'un seul vient de l'exploitation d'un phénomène d'interférences constructives des ondes XPW générées dans les deux cristaux imagés l'un sur l'autre [130]. La linéarité des deux courbes de la figure 10.16 s'explique par un effet de saturation du processus non-linéaire.

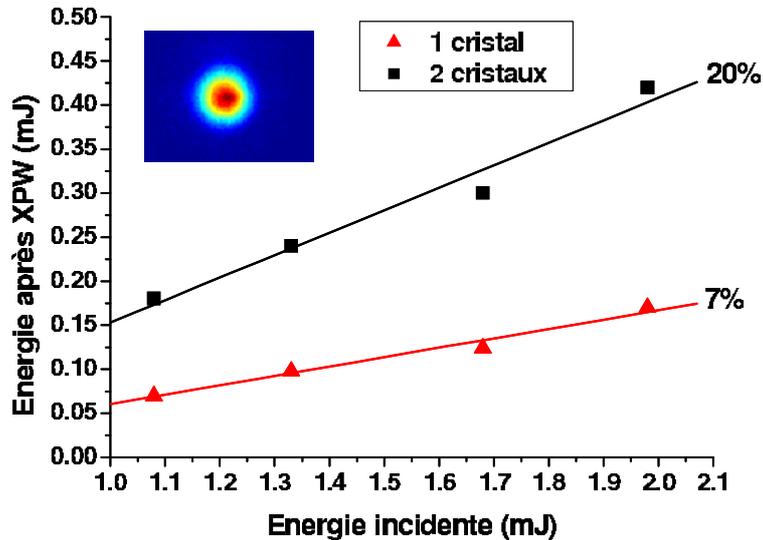


FIG. 10.16 – Efficacités de transmission du filtre XPW avec un seul cristal de BaF_2 (triangles) donnant une valeur moyenne de 7% et avec deux cristaux de BaF_2 (carrés) donnant une valeur moyenne de 20%, avec une valeur maximum de 22%. L'énergie incidente est comprise entre 1 et 2 mJ. Le profil spatial 2D en champ proche est représenté en encart (2.7 mm FWHM).

La mesure de la stabilité RMS en énergie après le filtrage XPW donne une valeur $\sim 10\%$ pour une stabilité initiale de 3.4%. Le profil spatial gaussien incident est conservé par le filtre XPW comme le montre l'encart de la figure 10.16.

La technique de filtrage XPW est donc très bien adaptée à des systèmes laser dans la gamme d'énergie millijoule comme les amplificateurs régénératifs ou les OPCPA des pilotes de laser petawatt. C'est pourquoi, nous pourrions parfaitement utiliser cette technique de filtrage d'impulsions, démontrée ici pour des impulsions sub-picosecondes à $1 \mu\text{m}$, pour le pilote Pico2000 et ainsi améliorer le contraste temporel des impulsions. Un double-CPA est néanmoins nécessaire si l'on veut ensuite réamplifier les impulsions filtrées par XPW.

Spectre et durée d'impulsion

Le processus non-linéaire de génération de polarisation croisée est un processus du 3^{ème} ordre ce qui entraîne donc une dépendance cubique de l'intensité incidente :

$$I_{\text{XPW}}(t) \propto I_0(t)^3 \quad (10.5)$$

Dans notre cas, le profil temporel incident, de forme gaussienne, peut se définir par la relation suivante :

$$I_0(t) = \exp\left(-4 \ln 2 \frac{t^2}{\Delta t^2}\right) \quad (10.6)$$

où Δt est la largeur temporelle à mi-hauteur de l'impulsion initiale. Ainsi, la largeur temporelle de l'impulsion filtrée par XPW sera théoriquement donnée par $\Delta t_{\text{XPW}} \approx \Delta t/\sqrt{3}$. Expérimentalement, le profil temporel de l'impulsion est estimé, avant et après filtrage, par un autocorrélateur mono-coup du second ordre (figure 10.17a). La durée de l'impulsion initiale non-filtrée et déconvoluée de la mesure d'autocorrélation est de 310 fs limitée par transformée de Fourier ($\Delta\lambda_0=5.3$ nm). Après filtrage, la durée d'impulsion déconvoluée est réduite d'un facteur $\sim \sqrt{3}$ à 180 fs ce qui confirme la prédiction théorique. L'élargissement spectral correspondant est représentée par la figure 10.17b. Le spectre incident de largeur à mi-hauteur 5.3 nm est élargie à 9 nm par le processus XPW, sans engendrer de modulations et en conservant une forme gaussienne. Le fait que l'impulsion filtrée soit encore limitée par la transformée de Fourier confirme que la réduction de la durée d'impulsion est inhérente au processus XPW et n'est pas due à des effets non-linéaires excessifs générant de nouvelles fréquences (automodulation de phase).

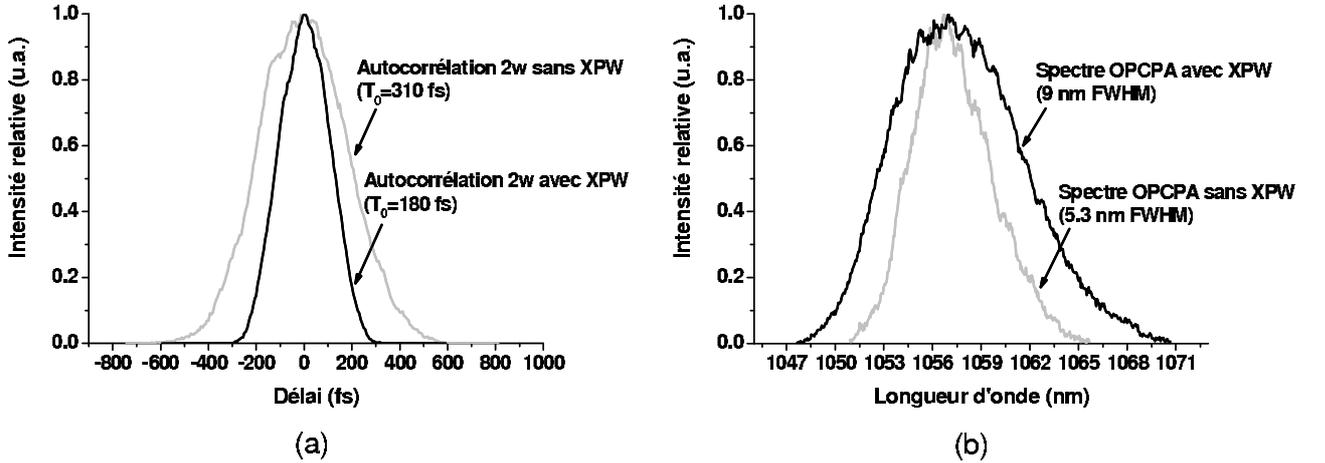


FIG. 10.17 – (a) Autocorrélation du second ordre mesurée sans filtrage XPW (courbe grise) et avec filtrage XPW (courbe noire). Les durées d'impulsions déconvoluées sont respectivement 310 fs et 180 fs. L'énergie de la mesure est de 180 μJ . (b) Spectre des impulsions de l'OPCPA sans filtrage XPW (courbe grise) ($\Delta\lambda_0=5.3$ nm) et avec filtrage XPW (courbe noire) ($\Delta\lambda_{\text{XPW}}=9$ nm).

Ce résultat remarquable permet ainsi d'obtenir une transmission de 35% en puissance crête. La réduction de la durée d'impulsion démontrée ici avec la technique XPW à $1\mu\text{m}$

est un résultat très prometteur qui sera sûrement utilisé dans les futurs pilotes de laser petawatt [131].

Contraste temporel

Pour mesurer le contraste temporel des impulsions, la résolution et la dynamique de l'autocorrélateur mono-coup du second-ordre sont insuffisantes. De plus, il ne permet pas de différencier les pré-impulsions des post-impulsions et ne possède pas une fenêtre temporelle d'analyse suffisante. C'est pourquoi, l'utilisation d'un cross-corrélateur du 3^{ème} ordre, qui corrèle une impulsion incidente à la fréquence fondamentale et sa seconde harmonique dans un cristal non-linéaire tripleur, est nécessaire pour déterminer le contraste temporel. Le système utilisé ici est un cross-corrélateur commercial (Sequoia - Amplitude Technologies).

Le contraste de l'impulsion initiale, mesuré à 10^{-6} , est amélioré de 3 ordres de grandeur jusqu'à 10^{-9} par filtrage XPW, uniquement limité par le taux d'extinction des polariseurs croisés (figure 10.18). La mesure de contraste à 10^{-9} est réalisée avec une énergie de 180 μJ sur une plage temporelle de 120 ps (de -60 ps à +60 ps).

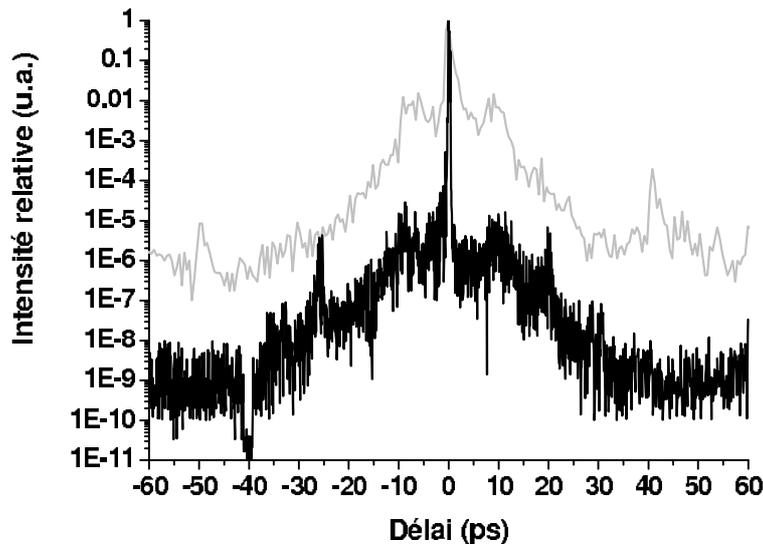


FIG. 10.18 – Cross-corrélation du 3^{ème} ordre sans filtrage XPW (courbe grise) et avec filtrage XPW (courbe noire). Le contraste temporel initial de 10^{-6} est amélioré de 3 ordres de grandeur jusqu'à 10^{-9} . L'énergie de mesure est de 180 μJ .

Grâce à la technique de génération d'onde de polarisation (XPW), il est donc possible d'améliorer le contraste temporel d'impulsions sub-picosecondes à 1 μm d'au moins 3 ordres de grandeur. De plus, l'impulsion filtrée possède un spectre élargi d'un facteur $\sqrt{3}$ et une durée d'impulsion limitée par transformée de Fourier. Le profil spatial gaussien est conservé par le filtrage. L'efficacité moyenne de 20% avec deux cristaux de BaF_2 en configuration simple-passage permet d'envisager l'implantation du filtre XPW au niveau du pilote d'un laser petawatt.

Ce chapitre m'a donc permis de présenter et d'étudier l'architecture du pilote du laser Pico2000 avec ces trois grands sous-ensembles : oscillateur-étireur, amplificateur régénératif et compresseur. Les impulsions générées par le pilote d'une énergie de 17 mJ, avec un spectre mis en forme de largeur 4.5 nm centré à 1054 nm, caractérisées spatialement et temporellement, sont prêtes à être amplifiées dans les amplificateurs de puissance Nd :verre.

Chapitre 11

Amplification de puissance Nd :verre du laser Pico2000

L'amplification de puissance est le second sous-ensemble du laser Pico2000. Les impulsions issues du Pilote sont amplifiées d'un facteur 10^5 jusqu'à plusieurs centaines de joules dans une des deux chaînes amplificatrices (Nord et Sud) composées chacune du même système d'amplification Nd :verre pompés par flash. La dimension du faisceau atteint 200 mm en sortie des étages d'amplification de puissance. Je détaillerai dans une première partie de ce chapitre le schéma expérimental de l'amplification de puissance Nd :verre. Puis, j'analyserai les premiers résultats d'amplification de puissance obtenus avec le laser Pico2000.

11.1 Architecture du système d'amplification de puissance Nd :Verre

Le système d'amplification de puissance est constitué d'une succession d'amplificateurs Nd :verre, pompés par des lampes flash, en configuration simple passage. Ce système comprend cinq étages d'amplification séparés par des filtres spatiaux qui ont pour but d'adapter la dimension du faisceau aux différents types d'amplificateurs, de filtrer spatialement les faisceaux amplifiés et de servir de relais d'images à travers la chaîne laser. La figure 11.1 présente l'architecture du système d'amplification de puissance :

- Le premier étage comporte deux amplificateurs à barreaux de diamètre utile 50 mm (AB50) et de longueur 480 mm séparés par un dispositif électro-optique, une cellule de Pockels (CP50), qui a un rôle de porte optique.
- Le deuxième étage d'amplification comprend également un amplificateur à barreau de diamètre 50 mm (AB50), précédé d'une cellule de Pockels (CP50) et d'un filtre spatial (FS50) portant le diamètre à 35 mm.
- Le troisième étage comprend deux amplificateurs à disques de diamètre utile 94 mm (AD94) séparés par un rotateur de Faraday (RF94), utilisé comme isolateur optique.

Chaque amplificateur contient six plaques de verre dopé Néodyme.

- Le quatrième étage est composé d'un amplificateur à disques de diamètre 150 mm (AD150) contenant quatre disques et un rotateur de Faraday (RF150).
- Le dernier étage comprend trois amplificateurs à disques de diamètre 208 mm (AD208) contenant chacun trois disques avec également un rotateur de Faraday (RF208). Le dernier filtrage spatial permet le relais optique entre la sortie des amplificateurs de puissance jusqu'à l'enceinte d'expériences.

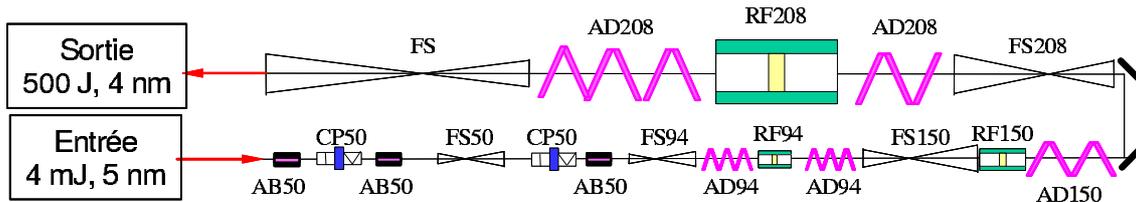


FIG. 11.1 – Schéma expérimental de l'amplification de puissance Nd :verre du laser Pico2000. L'amplification se fait à travers une succession de barreaux et de disques Nd :verre, pompés par des lampes flash, de diamètres successifs 50, 94, 150 et 208 mm en simple passage. AB : amplificateur à barreau ; AD : amplificateur à disques ; CP : cellule de Pockels ; FS : filtre spatial ; RF : rotateur de Faraday. L'impulsion en entrée des amplificateurs de puissance a une énergie de 4 mJ et un spectre de largeur 5 nm et en sortie une énergie de 500 J et un spectre de largeur 4 nm.

Trois systèmes d'alignement et de diagnostics sont implantés en entrée, au milieu et en sortie de la chaîne d'amplification.

11.2 Résultats expérimentaux des différentes campagnes d'amplification

L'amplification de puissance a donné lieu à six campagnes d'expériences en 2005 et 2006 pour la validation des différentes performances du système laser : énergie, spectre, profil spatial, compression. Les deux chaînes d'amplification (Nord et Sud) ont été testées pour l'amplification d'impulsions de spectre large.

11.2.1 Énergie et profil spatial du faisceau amplifié

Plusieurs campagnes d'expériences ont été menées en 2005 et 2006 pour qualifier le laser Pico2000 en terme d'énergie et de qualité spatiale de faisceau.

L'amplification de puissance doit amener l'énergie des impulsions générées au pilote du niveau millijoule au niveau sub-kilojoule. L'énergie après chaque étage d'amplification est mesurée et comparée à des calculs réalisés à l'aide du code de simulation Miro. La chaîne

	Energie amplifiée mesurée	Energie amplifiée calculée
Pilote	1.77 mJ	1.8 mJ
50 mm	72 mJ	86 mJ
94 mm	20.3 J	20.9 J
150 mm	53.8 J	55.2 J
Fin de chaîne	306 J	320 J

TAB. 11.1 – Exemple d'énergie mesurée et calculée après chaque étage d'amplification de puissance.

d'amplification de puissance du laser Pico2000 a en effet été modélisée avec le code de propagation et d'amplification Miro par J. P. Zou. Le tableau 11.1 présente un exemple de mesures d'énergie réalisées après les amplificateurs de diamètres 50, 94, 150 mm et en fin de chaîne et des calculs correspondants faits sous Miro. Les mesures sont en bon accord avec les calculs d'amplification ce qui permet de valider les calculs. A terme, il sera possible de prédire les performances de la chaîne laser avec les calculs Miro.

Au cours des différentes campagnes, une énergie maximum de 560 J a été obtenue tout en conservant une bonne qualité spatiale et spectrale. Le gain effectif total apporté par l'amplification de puissance est de 10^5 .

Le profil spatial du faisceau laser amplifié est caractérisé par des papiers impacts situés après les différents amplificateurs et par des mesures de profils spatiaux sur des caméras CCD. La figure 11.2a présente le papier impact en fin de chaîne Nord d'un tir de 270 J.

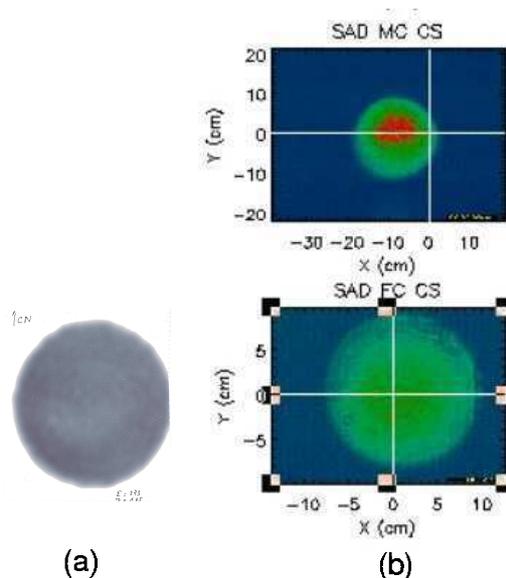


FIG. 11.2 – (a) Papier impact du faisceau laser amplifié à 270 J sur la chaîne Nord. Le faisceau amplifié présente un profil spatial supergaussien circulaire très homogène de diamètre 200 mm. (b) Profils spatiaux du faisceau de diamètre 90 mm amplifié à une énergie de 11 J en milieu de chaîne Sud (haut) et du faisceau de diamètre 200 mm amplifié à une énergie de 210 J en fin de chaîne Sud (bas).

Le faisceau laser, de diamètre 200 mm et de forme circulaire, présente un profil spatial supergaussien très homogène. Toutefois, le papier impact, par son manque de dynamique, ne permet pas de détecter d'éventuelles modulations spatiales. Pour cela, des acquisitions de profils spatiaux sont réalisées après chaque étage d'amplification. La figure 11.2b (haut) présente le profil spatial du faisceau amplifié en milieu de chaîne Sud pour une énergie de 11 J. Le profil du faisceau est plutôt gaussien avec un diamètre de ~ 90 mm. En fin de chaîne, l'énergie est portée à 210 J et le faisceau amplifié, de diamètre 200 mm, possède un profil homogène se rapprochant d'une supergaussienne. Ces acquisitions ne font pas apparaître de surintensités dans le faisceau amplifié.

Ainsi, une bonne qualité spatiale du faisceau laser amplifié est obtenue avec les deux chaînes amplificatrices.

11.2.2 Spectre amplifié et effet de saturation par le gain

Le spectre est tout d'abord mesuré en sortie du pilote avec une énergie ~ 5 mJ (figure 11.3a - courbe noire). La mise en forme du spectre au niveau du pilote est réalisée grâce au filtre biréfringent intra-cavité et est destinée à compenser le fort effet de saturation par le gain durant l'amplification de puissance. Ainsi, un spectre en forme de double-bosse dissymétrique, de largeur 4.6 nm à mi-hauteur (figure 11.3a - courbe noire) permet d'obtenir en fin de chaîne un spectre amplifié large et symétrique. Pour une énergie de 560 J en fin de chaîne, le spectre amplifié possède un profil supergaussien d'ordre 4 et une largeur 3.9 nm à mi-hauteur (figure 11.3a - courbe rouge). L'effet de rétrécissement spectral par le gain dans les amplificateurs de puissance est beaucoup moins fort que pendant la pré-amplification en cavité régénérative, puisque la largeur spectrale est réduite de moins d'un nanomètre. Le calcul de la transformée de Fourier du spectre expérimental amplifié nous donne une durée d'impulsion de ~ 470 fs (figure 11.3b). L'autocorrélation du second ordre et la corrélation croisée du 3^{ème} ordre sont calculées à partir du spectre expérimental amplifié, ce qui permet d'évaluer le contraste temporel de l'impulsion à 10^{-6} à -25 ps (figure 11.3c-d).

Une puissance crête de 1 PW est donc potentiellement délivrable par le laser Pico2000 avec une énergie disponible de 560 J et un spectre de 3.9 nm de largeur. Il ne s'agit *plus qu'à* comprimer les impulsions amplifiées à une durée < 500 fs.

L'amplification de puissance d'impulsions à spectre large dans des matériaux Nd :verre a été validée au cours des différentes campagnes d'expériences. Les chaînes laser *jumelles* Nord et Sud donnent des résultats similaires en terme d'énergie et de spectre. Une énergie maximale de 560 J a pu être obtenue avec un spectre large supergaussien (~ 4 nm à mi-hauteur) ce qui permet d'envisager la compression des impulsions jusqu'à une durée d'impulsions sub-picoseconde. Le profil spatial du faisceau laser amplifié en sortie des chaînes laser, de diamètre 200 mm, est homogène et ne présente pas de surintensités.

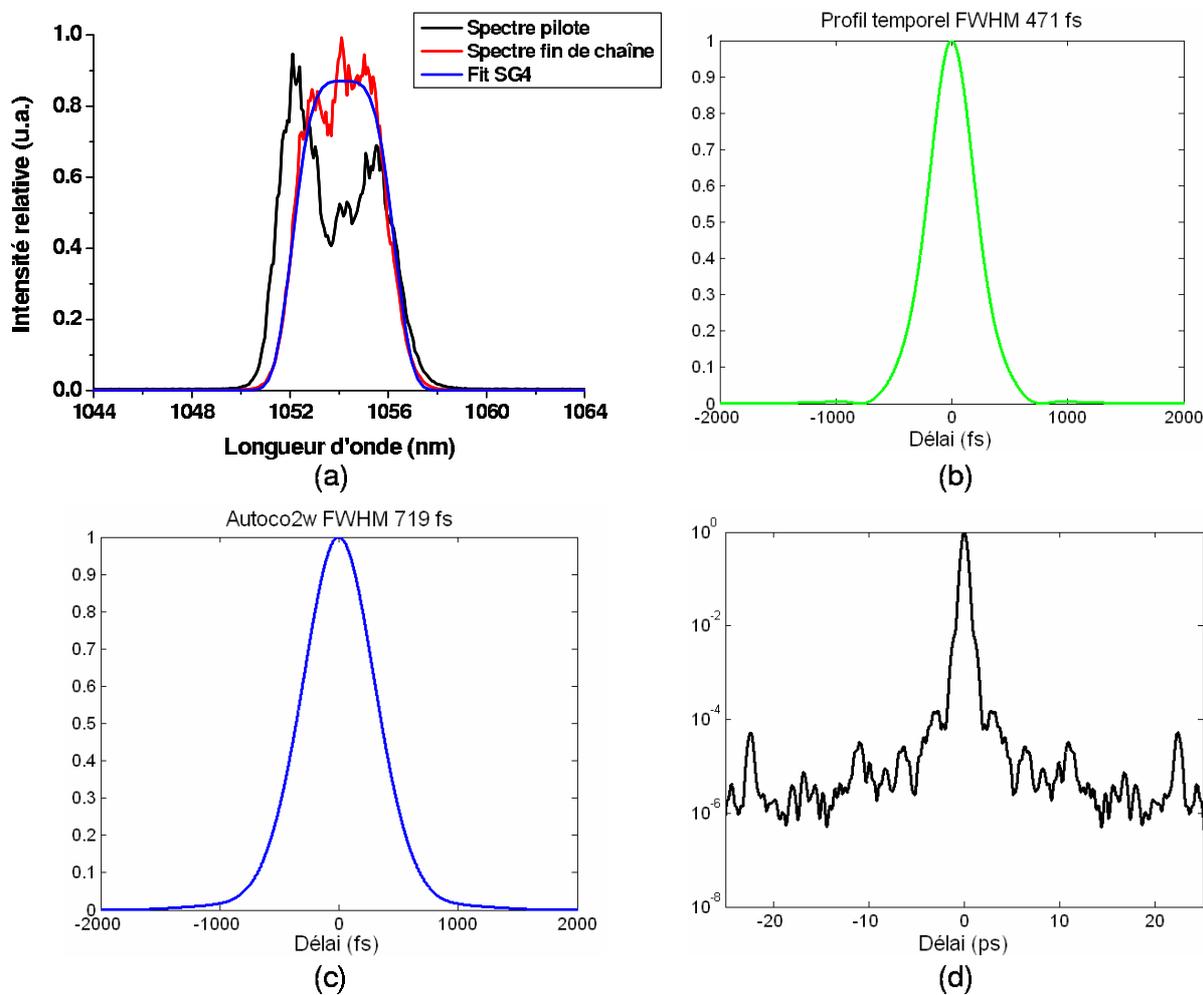


FIG. 11.3 – (a) Mesures du spectre en sortie du pilote de forme double-bosse asymétrique de largeur à mi-hauteur 4.6 nm pour une énergie de ~ 5 mJ (courbe noire) et du spectre amplifié de largeur à mi-hauteur 3.9 nm pour une énergie de 560 J (courbe rouge) ajusté par une supergaussienne d'ordre 4 (courbe bleue). (b) Calcul de la transformée de Fourier du spectre expérimental donnant une durée d'impulsion de ~ 470 fs. (c-d) Calculs de l'autocorrélation du second-ordre et de la corrélation croisée du 3^{ème} ordre à partir du spectre expérimental amplifié.

Chapitre 12

Compresseur d'impulsions de Pico2000

Le compresseur d'impulsions est le dernier étage du système laser Pico2000. Il permet de comprimer temporellement les impulsions amplifiées d'une durée de quelques nanoseconde à une durée sub-picoseconde. Le compresseur d'impulsions génère donc des impulsions de forte puissance crête dans la gamme petawatt qui seront ensuite focalisées pour atteindre des intensités laser de $>10^{20}$ W/cm². La mise en place du compresseur d'impulsions se déroule selon trois étapes. La première étape qui est maintenant achevée consistait à construire un compresseur à réseaux multicouches diélectriques pour accueillir un faisceau incident de diamètre 200 mm et une énergie de plusieurs centaines de joules avec un spectre de largeur 4 nm. Ensuite, la deuxième étape consistera à mettre en phase deux réseaux de diffraction pour le second réseau, celui sur lequel le spectre s'étale. Ceci permettra d'augmenter la largeur spectrale des impulsions tout en évitant le phénomène de coupure spectrale. Et enfin, la dernière étape sera d'atteindre une puissance crête de 1 PW par l'augmentation du diamètre du faisceau incident à 300 mm et de l'énergie jusqu'à 600 J.

Je détaillerai dans un premier paragraphe l'architecture compacte qui a été retenue pour le compresseur d'impulsions, en insistant sur les différents avantages et inconvénients de cette architecture. Ensuite, j'exposerai les différentes études que j'ai réalisées sur ce schéma de compresseur d'impulsions avec le calcul de la coupure spectrale du compresseur ainsi que l'étude des tolérances d'alignement des réseaux de diffraction. Enfin, je présenterai les premiers résultats de compression d'impulsions en régime petawatt.

12.1 Architecture compacte du compresseur d'impulsions à réseaux de diffraction MLD

Le dimensionnement du compresseur d'impulsions du laser Pico2000 a été réalisé au LULI par Christian Sauteret [132]. Le but initial était de concevoir une architecture la

plus compacte possible pour le compresseur d'impulsions. La géométrie du compresseur est définie par la dimension, la densité de traits et l'angle d'incidence des réseaux et par leur distance de séparation. Les caractéristiques énergétiques du compresseur sont elles fixées par l'efficacité de diffraction et le seuil d'endommagement des réseaux. Le choix des différents paramètres du compresseur est néanmoins conditionné par les contraintes technologiques de fabrication des réseaux de diffraction MLD ainsi que par l'objectif de compacité.

12.1.1 Dimensionnement du compresseur d'impulsions

Paramètres laser

Le dimensionnement du compresseur doit tout d'abord prendre en compte les paramètres du faisceau laser incident. En particulier, il est nécessaire de considérer le diamètre du faisceau, la largeur spectrale et la longueur d'onde centrale du spectre :

- Diamètre du faisceau laser incident : $\phi=300$ mm,
- Largeur spectrale des impulsions : $\Delta\lambda=4$ nm,
- Longueur d'onde centrale : $\lambda_0=1054$ nm.

Le compresseur d'impulsions doit être capable d'accueillir un faisceau d'un diamètre allant jusqu'à 300 mm en prévision de la 3^{ème} étape de mise en place du compresseur (puissance crête de 1 PW). Une largeur spectrale d'impulsions de 4 nm doit permettre de comprimer les impulsions à 400 fs. Le spectre ne doit donc pas être coupé par le compresseur.

Critère sur la dimension des réseaux

Le faisceau en entrée de compresseur d'impulsions aura un diamètre ϕ de 300 mm. L'angle d'incidence α du faisceau impose la largeur du premier réseau W_1 :

$$W_1 = \frac{\phi}{\cos \alpha} \quad (12.1)$$

La largeur du second réseau W_2 est déterminée par celle du premier réseau auquel s'ajoute la contribution de l'étalement spectral due à la dispersion angulaire du faisceau sur le premier réseau. Une estimation de l'étalement spectral peut être donnée en considérant que, dans l'approximation de l'optique géométrique, un trait de réseau comprime une durée λ/c et que la distance entre deux traits est l'inverse de la densité de traits $1/N$. Ainsi, pour comprimer une durée Δt , il est nécessaire de couvrir une largeur ΔW sur le second réseau, donnée par :

$$\Delta W = \frac{c\Delta t}{2N\lambda} \quad (12.2)$$

Le facteur 2 provient de la configuration double-passage du compresseur. La largeur du second réseau W_2 est donc donnée par la somme des deux contributions présentées ci-dessus :

$$W_2 = W_1 + \Delta W = \frac{\phi}{\cos \alpha} + \frac{c\Delta t}{2N\lambda} \quad (12.3)$$

Ce critère de dimensionnement des réseaux a été pris en compte pour le choix de l'architecture du compresseur, en sachant que la dimension maximum que pouvait réaliser le fabricant de réseaux Horiba Jobin Yvon était de $L485 \times H335 \text{ mm}^2$.

Densité de traits et angle de Littrow

Au moment du dimensionnement du compresseur, seules des densités de traits de 1480 mm^{-1} et 1740 mm^{-1} étaient disponibles pour les réseaux de diffraction MLD. Le choix s'est porté sur les réseaux les plus dispersifs (1740 mm^{-1}) de manière à répondre au mieux au critère de compacité du compresseur.

L'angle de Littrow de l'ordre -1 de diffraction en réflexion des réseaux est ainsi complètement défini par la densité de traits et la longueur d'onde :

$$\alpha_L = \arcsin\left(\frac{N\lambda}{2}\right) \quad (12.4)$$

Cet angle correspond à l'autocollimation pour l'ordre -1 de diffraction, c'est à dire que l'angle diffracté est égal à l'angle d'incidence. Il vaut 66.5° pour une densité de traits de 1740 mm^{-1} et une longueur d'onde de 1054 nm .

Angle d'incidence et distance entre les réseaux

Le choix de l'angle d'incidence est tout d'abord limité par la contrainte de l'efficacité de diffraction. Les réseaux présentent les meilleures efficacités de diffraction pour des angles d'incidence proches de l'angle de Littrow. De plus, une seconde contrainte est imposée par le diamètre du faisceau incident. Si l'on souhaite avoir une densité de traits élevée et un diamètre de faisceau important (300 mm), il est nécessaire de choisir un angle d'incidence inférieur à l'angle de Littrow pour avoir une dispersion angulaire importante. L'angle d'incidence et la distance entre les réseaux sont les deux paramètres à choisir pour fixer la valeur de dispersion de vitesse de groupe du compresseur afin de supprimer la dérive de fréquence des impulsions. La dispersion de vitesse de groupe introduite par le compresseur est définie par :

$$\phi_2^{\text{comp.}} = -\frac{LN^2\lambda_0^3}{c^2\pi\cos^2\beta_0} \quad (12.5)$$

Les paramètres longueur d'onde et densité de traits étant constants, le couple angle d'incidence et distance entre les réseaux a été choisi pour avoir un compresseur le plus compact possible. Un angle d'incidence $\alpha=60.15^\circ$ et une distance de propagation entre les réseaux $L=1800$ mm permet d'avoir un compresseur très compact. L'angle de diffraction à la longueur d'onde centrale est de 75° , soit un angle de déviation entre l'angle incident et l'angle diffracté de 15° , ce qui permet le dégagement du faisceau incident après diffraction sur le premier réseau. La dispersion de vitesse de groupe introduite par le compresseur est de $\phi_2^{\text{comp.}}=-358$ ps².

Facteur d'étirement et dérive de fréquence

L'architecture du compresseur définit le facteur d'étirement qui sera appliqué aux impulsions en début de chaîne laser. Le facteur d'étirement β exprimé en picoseconde par nanomètre s'exprime comme le rapport de la durée d'impulsion étirée $\Delta t_{\text{étirée}}$ par la largeur spectrale $\Delta\lambda$:

$$\beta = \frac{\Delta t_{\text{étirée}}}{\Delta\lambda} \quad (12.6)$$

Dans le cas du laser Pico2000, le facteur d'étirement est fixé à $\beta=625$ ps/nm, c'est à dire que des impulsions dont la largeur spectrale est de 16 nm auront une durée de 10 ns. Ainsi, les impulsions en entrée du compresseur d'impulsions, de largeur spectrale 4 nm, auront une durée de 2.5 ns.

La dérive de fréquence γ peut se définir à partir du facteur d'étirement par la relation suivante :

$$\gamma = \frac{\pi c}{\lambda_0} \cdot \frac{\Delta t_{\text{étirée}}}{\Delta\lambda} = \frac{\pi c\beta}{\lambda_0} \quad (12.7)$$

Où λ_0 est la longueur d'onde centrale. La dérive de fréquence introduite dans le laser Pico2000 est donc $\gamma=1.36\times 10^{-21}$ s⁻².

12.1.2 Résumé des paramètres du compresseur et performances visées

Les valeurs des paramètres des réseaux et du compresseur définies précédemment sont résumées dans le tableau 12.1. A partir de ces paramètres, il est possible de déterminer les performances visées du compresseur. Sur le plan énergétique, la transmission en

Dimensions réseaux	$485 \times 335 \text{ mm}^2$
Densité de traits	1740 mm^{-1}
Efficacité de diffraction	94%
Seuil de dommage (à 400 fs)	0.4 J/cm^2
Angle d'incidence	60.15°
Distance inter-réseaux	1800 mm
Longueur d'onde centrale	1054 nm
Angle diffracté	75°
Angle de Littrow	66.5° mm
Facteur d'étirement	625 ps/nm
Dérive de fréquence	$1.36 \times 10^{-21} \text{ s}^{-2}$
Dispersion de groupe	-358 ps^{-2}

TAB. 12.1 – Caractéristiques du compresseur à réseaux de diffraction MLD double passage de Pico2000.

énergie du compresseur définie comme la puissance quatrième de l'efficacité de diffraction ($T_{\text{comp.}} = \eta^4$), du fait des quatre passages sur les réseaux, sera de $T_{\text{comp.}} \approx 75\%$. L'énergie délivrable en sortie de compresseur sera de $\sim 190 \text{ J}$ (pour un faisceau de diamètre 200 mm), si l'on considère une fluence sur le dernier réseau de 0.3 J/cm^2 .

12.2 Etude théorique de la coupure spectrale dans le compresseur

Le phénomène de coupure spectrale dans le compresseur d'impulsions se produit lorsque les longueurs d'onde du spectre des impulsions sont diffractées par le premier réseau et s'étalent sur le second réseau du fait de la dispersion angulaire. Si la largeur du second réseau est inférieure à l'étalement des différentes longueurs d'onde, alors il se produit un effet de coupure spectrale [133]. La dimension finie du second réseau du compresseur entraîne donc une transmission dépendante de la longueur d'onde que je vais définir de manière générale et calculer dans le cas particulier du compresseur de Pico2000 [134].

12.2.1 Calcul de la transmission spectrale du compresseur

Le calcul de la coupure spectrale dans le compresseur s'effectue en définissant tout d'abord l'angle diffracté en fonction de la longueur d'onde $\beta(\lambda)$ à partir de l'équation des réseaux :

$$\beta(\lambda) = \arcsin(N\lambda - \sin \alpha) \quad (12.8)$$

où N est la densité de traits des réseaux et α l'angle d'incidence du faisceau sur le premier

réseau. Cette fonction décrit le phénomène de dispersion angulaire dû au réseau de diffraction et subit par les différentes longueurs d'onde du spectre des impulsions. A partir de cette relation, nous définissons l'étalement spectral des longueurs d'onde sur le second réseau entre les longueurs d'onde λ et λ_0 :

$$D(\lambda) = L \cos \beta(\lambda_0) [\tan \beta(\lambda) - \tan \beta(\lambda_0)] \quad (12.9)$$

où L est la distance de propagation inter-réseaux à la longueur d'onde centrale. Cette fonction correspond à la distance entre le point d'impact de la longueur d'onde centrale λ_0 et celui de la longueur d'onde λ sur le second réseau (Figure 12.1).

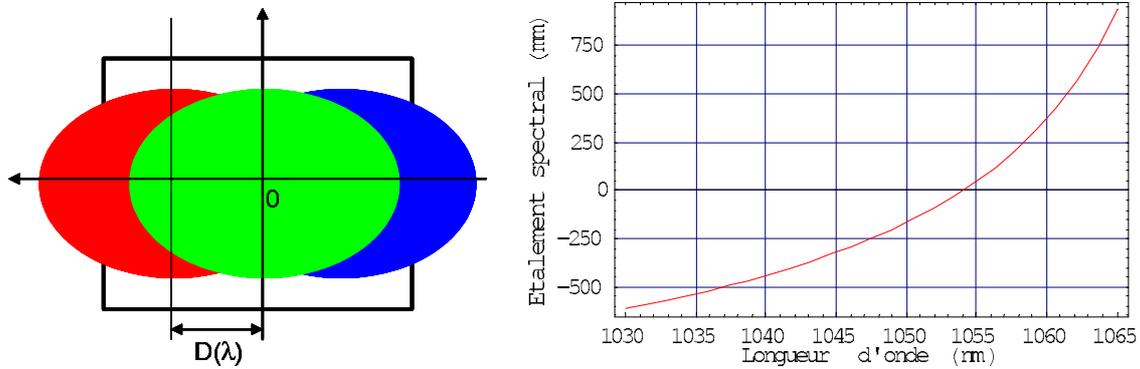


FIG. 12.1 – Schéma de l'étalement spectral sur le second réseau du compresseur (gauche) et valeur de l'étalement en fonction de la longueur d'onde (droite). La longueur centrale $\lambda_0=1054$ nm est prise comme origine pour la fonction d'étalement spectral.

L'étalement spectral nous montre que pour une taille donnée de second réseau, le faisceau diffracté par le premier réseau sera partiellement transmis suivant sa longueur d'onde. Pour cela, nous définissons les trois cas de coupure spectrale possibles :

- Cas 1 : pas de coupure spectrale, les longueurs d'onde sont transmises intégralement par le compresseur.
- Cas 2 : coupure spectrale partielle, la transmission des longueurs d'onde varie entre 0 et 1.
- Cas 3 : coupure spectrale totale, les longueurs d'onde ne sont plus transmises par le compresseur.

A partir des équations 12.8 et 12.9, nous définissons la bande spectrale de transmission totale pour laquelle les longueurs d'onde ne sont pas coupées :

$$\lambda_{T1} = \frac{1}{N} \left[\sin \left(\arctan \left(\frac{1}{\cos \beta_0} \left(\frac{W_2}{2L} - \frac{a_0}{2L \cos \alpha} + \sin \beta_0 \right) \right) \right) + \sin \alpha \right] \quad (12.10)$$

$$\lambda_{T2} = \frac{1}{N} \left[\sin \left(\arctan \left(\frac{1}{\cos \beta_0} \left(-\frac{W_2}{2L} + \frac{a_0}{2L \cos \alpha} + \sin \beta_0 \right) \right) \right) + \sin \alpha \right] \quad (12.11)$$

Où a_0 représente le rayon du faisceau incident et W_2 la largeur du second réseau de diffraction. De la même manière, la bande passante du compresseur comprenant l'ensemble des longueurs d'onde qui seront transmises partiellement est définie par :

$$\lambda_{C1} = \frac{1}{N} \left[\sin \left(\arctan \left(\frac{1}{\cos \beta_0} \left(-\frac{W_2}{2L} - \frac{a_0}{2L \cos \alpha} + \sin \beta_0 \right) \right) \right) + \sin \alpha \right] \quad (12.12)$$

$$\lambda_{C2} = \frac{1}{N} \left[\sin \left(\arctan \left(\frac{1}{\cos \beta_0} \left(\frac{W_2}{2L} + \frac{a_0}{2L \cos \alpha} + \sin \beta_0 \right) \right) \right) + \sin \alpha \right] \quad (12.13)$$

Les valeurs numériques des longueurs d'onde de coupure (λ_{C1} et λ_{C2}) et de transmission totale (λ_{T1} et λ_{T2}) dans le cas du compresseur de Pico2000 sont les suivantes :

- $\lambda_{C1}=1039.9$ nm
- $\lambda_{T1}=1053.2$ nm
- $\lambda_{T2}=1054.8$ nm
- $\lambda_{C2}=1060.8$ nm

La transmission spectrale du compresseur est finalement calculée comme le rapport de l'énergie transmise $\xi(\lambda)$ par l'énergie incidente (πa_0^2) [135]. L'énergie transmise est exprimée suivant les différents cas de coupure spectrale.

- Pour $\lambda \in]-\infty; \lambda_{C1}] \cup [\lambda_{C2}; +\infty[:$

$$\xi(\lambda) = 0 \quad (12.14)$$

- Pour $\lambda \in [\lambda_{C1}; \lambda_{T1}] :$

$$\xi(\lambda) = \left[a_2 \sqrt{a_0^2 - a_2^2} + a_0^2 \arcsin \left(\frac{a_2}{a_0} \right) \right] - \left[a_1 \sqrt{a_0^2 - a_1^2} + a_0^2 \arcsin \left(\frac{a_1}{a_0} \right) \right] \quad (12.15)$$

– Pour $\lambda \in [\lambda_{T1}; \lambda_{T2}]$:

$$\xi(\lambda) = 1 \quad (12.16)$$

– Pour $\lambda \in [\lambda_{T2}; \lambda_{C2}]$:

$$\xi(\lambda) = \left[a_4 \sqrt{a_0^2 - a_4^2} + a_0^2 \arcsin \left(\frac{a_4}{a_0} \right) \right] - \left[a_3 \sqrt{a_0^2 - a_3^2} + a_0^2 \arcsin \left(\frac{a_3}{a_0} \right) \right] \quad (12.17)$$

Où a_1 , a_2 , a_3 et a_4 représentent les bords du faisceau partiellement transmis :

$$a_1 = -a_0 \quad (12.18)$$

$$a_2 = \left(\frac{W_2}{2} - D(\lambda) \right) \cos \alpha \quad (12.19)$$

$$a_3 = \left(-\frac{W_2}{2} - D(\lambda) \right) \cos \alpha \quad (12.20)$$

$$a_4 = a_0 \quad (12.21)$$

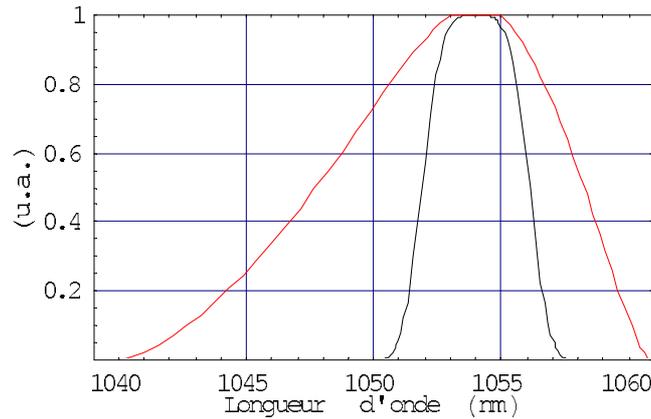


FIG. 12.2 – Transmission spectrale du compresseur d’impulsions de Pico2000 (courbe rouge) et spectre incident, supergaussienne d’ordre 4 et de largeur 4 nm à mi-hauteur (courbe noire). Seules les longueurs d’onde comprises entre 1053.2 nm et 1054.8 nm seront totalement transmises alors que les autres longueurs d’onde ne seront que partiellement transmises. Les valeurs des paramètres du compresseur utilisées pour ce calcul sont celles du tableau 12.1 avec un faisceau circulaire de diamètre 200 mm.

La figure 12.2 compare la transmission spectrale du compresseur (courbe rouge) au spectre incident théorique de profil supergaussien d'ordre 4 et de largeur 4 nm à mi-hauteur (courbe noire). Seule les longueurs d'onde comprises entre 1053.2 nm et 1054.8 nm, soit une bande spectrale de 1.6 nm centrée à 1054 nm, seront transmises intégralement par le compresseur. Hors de cette bande spectrale, les longueurs d'onde du spectre des impulsions seront coupées partiellement. Toutefois, la coupure spectrale dans le compresseur est progressive ce qui devrait apodiser les effets.

12.2.2 Effets de la coupure spectrale

L'effet principal du phénomène de coupure spectrale dans le compresseur d'impulsions est de réduire le spectre en sortie de compresseur. Dans le cas du compresseur Pico2000, cet effet n'est pas totalement négligeable puisqu'un spectre incident de largeur 4 nm à mi-hauteur sera réduit à 3.8 nm à mi-hauteur, soit un rétrécissement spectral de 5% (Figure 12.3).

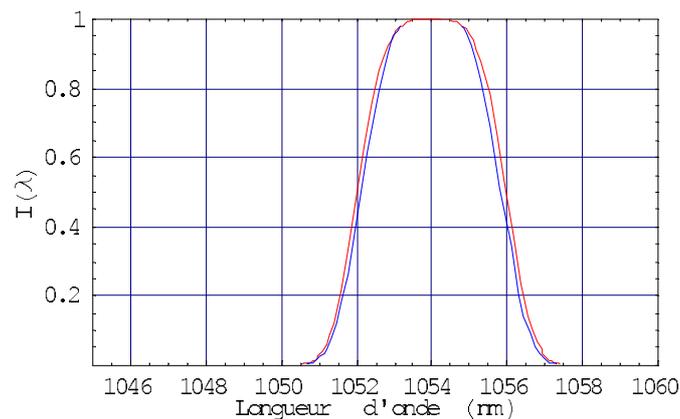


FIG. 12.3 – Effet de rétrécissement spectral due à la coupure spectrale dans le compresseur. Le spectre en sortie de compresseur aura une largeur à mi-hauteur de 3.8 nm (courbe bleue) pour un spectre supergaussien incident de largeur 4 nm (courbe rouge).

Le contraste temporel des impulsions comprimés peut également être affecté par la coupure spectrale dans le compresseur. Toutefois, cet effet devrait être faible du fait de la grande bande passante du compresseur entre 1040 nm et 1060 nm. Le calcul de la transformée de Fourier du spectre en sortie de compresseur nous montre que le profil temporel présente des rebonds de part et d'autre de l'impulsion principale (Figure 12.4). Cependant, ces rebonds ne sont pas dus à la coupure spectrale mais au profil supergaussien du spectre qui tend à donner une fonction sinc^2 en temps.

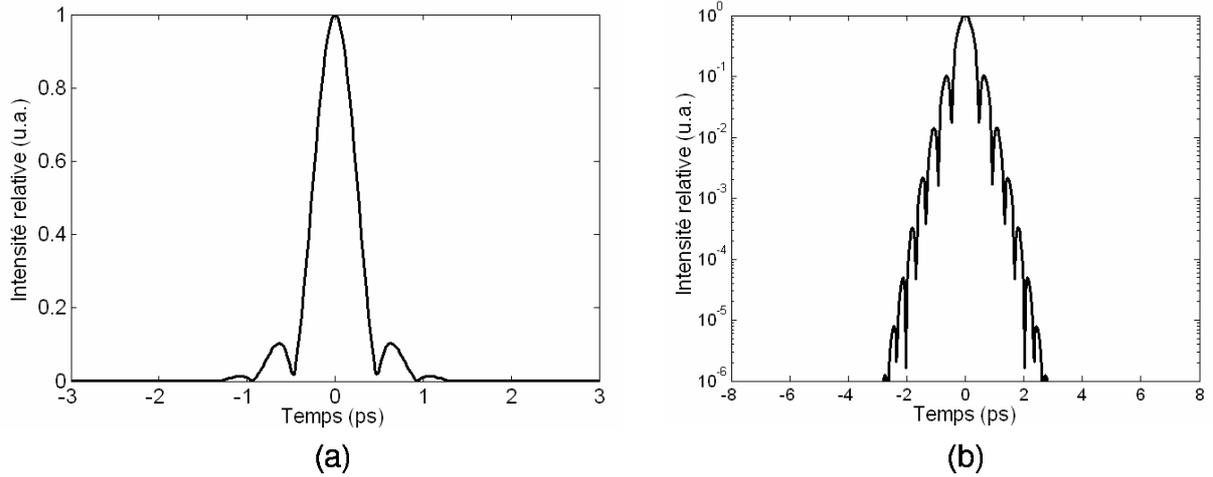


FIG. 12.4 – Calcul de la transformée de Fourier du spectre supergaussien théorique en sortie du compresseur en tenant compte de la coupure spectrale, en échelle linéaire (a) et en échelle logarithmique (b). Le profil du spectre tend vers une fonction rectangle, ce qui entraîne dans le domaine temporel une fonction sinus cardinal avec des oscillations de part et d'autre du pic central.

12.3 Tolérances d'alignement des réseaux et distorsions de phase spectrale

L'alignement des réseaux du compresseur est une étape critique pour l'optimisation de la compression d'impulsions. En effet, les désalignements des réseaux entraînent des distorsions de phase spectrale, affectant le profil temporel des impulsions recomprimées, qu'il est nécessaire de minimiser [19]. C'est en cela qu'il m'a paru important d'étudier les tolérances d'alignement des réseaux du compresseur de Pico2000.

Dans un système laser CPA sub-picoseconde, l'accord de phase spectrale ($\sum \phi_i = 0$, $i \in \{2, 3\}$) doit être réalisé jusqu'à l'ordre 3 inclus, c'est à dire que les termes de phases spectrales d'ordres supérieurs sont négligés. L'accord de phase spectrale se fait donc sur les termes de dispersion de vitesse de groupe (ϕ_2) et de dispersion du troisième ordre (ϕ_3) par le biais des deux paramètres libres du compresseur que sont l'angle d'incidence α et la distance entre les réseaux L . Comme nous l'avons détaillé dans la deuxième partie, la phase spectrale introduite par un compresseur double-passage peut s'écrire :

$$\phi(\omega) = \frac{\omega}{c} G \cos \beta(\omega) \quad (12.22)$$

où G est la distance de la normale aux réseaux et $\beta(\omega)$ l'angle de diffraction. La phase spectrale quadratique est donnée par la dérivée seconde de $\phi(\omega)$ par rapport à ω prise en ω_0 :

$$\left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} \right|_{\omega_0} = \phi_2^{\text{comp.}} = -\frac{LN^2 \lambda_0^3}{c^2 \pi \cos^2(\beta_0)} \quad (12.23)$$

où L est la distance de propagation inter-réseaux et β_0 l'angle de diffraction à la longueur d'onde centrale λ_0 . Le terme de phase spectrale cubique est défini par la dérivée troisième de $\phi(\omega)$ par rapport à ω prise en ω_0 :

$$\left. \frac{\partial^3 \phi}{\partial \omega^3} \right|_{\omega_0} = \phi_3^{\text{comp.}} = \frac{3LN^2 \lambda_0^4 (1 + \sin \alpha \sin \beta_0)}{2c^3 \pi^2 \cos^4(\beta_0)} \quad (12.24)$$

12.3.1 Accord de phase spectrale quadratique

L'accord de phase spectrale est réalisé à l'ordre 2 lorsque $\phi_2^{\text{étireur}} + \phi_2^{\text{ampli.}} + \phi_2^{\text{comp.}} = 0$. Dans le cas idéal, je considère que l'étireur d'impulsions est réglé au même angle d'incidence et à la même distance de dispersion que le compresseur d'impulsions ($\alpha=60^\circ$ et $L=1800$ mm) et je néglige la dispersion apportées par les amplificateurs. L'accord de phase spectrale est donc réalisé dans ce cas idéal. Les variations de distance entre les réseaux (ΔL) et d'angle d'incidence ($\Delta \alpha$) sur le premier réseau du compresseur entraînent un désaccord de phase spectrale quadratique et par conséquent un élargissement de la durée d'impulsion. La phase spectrale quadratique dépend linéairement de la distance entre les réseaux. En considérant une variation de la distance entre les réseaux du compresseur (ΔL), la durée d'impulsion varie de la manière suivante :

$$\tau(\Delta L) = T_0 \left(1 + \frac{(4 \ln 2 \Delta \phi_2(\Delta L))^2}{T_0^4} \right)^{1/2} \quad (12.25)$$

où $\Delta \phi_2(\Delta L) = -(\Delta L \lambda_0^3 N^2) / (c^2 \pi \cos^2 \beta_0)$ est le résidu de phase spectrale quadratique induit par la variation de la distance entre les réseaux ΔL . De la même manière, en considérant une variation de l'angle d'incidence $\Delta \alpha$, la durée d'impulsion varie selon le même type de relation :

$$\tau(\Delta \alpha) = T_0 \left(1 + \frac{(4 \ln 2 \Delta \phi_2(\alpha + \Delta \alpha))^2}{T_0^4} \right)^{1/2} \quad (12.26)$$

où $\Delta \phi_2(\alpha + \Delta \alpha) = -(\Delta L \lambda_0^3 N^2) / (c^2 \pi \cos^2[\arcsin(N \lambda_0 - \sin(\alpha + \Delta \alpha))])$ est le terme de phase spectrale apporté par une variation de l'angle d'incidence de $\Delta \alpha$. La figure 12.5 présente l'évolution de la durée d'impulsion en fonction de la variation de la distance entre les réseaux (a) et de la variation de l'angle d'incidence (b).

Pour limiter l'élargissement de la durée d'impulsion à 10% de la durée d'impulsion limitée par Fourier, soit 40 fs pour une durée de 400 fs, les tolérances sur les deux paramètres du compresseur seront les suivantes :

$$- \Delta L_{\text{max}} = 14 \text{ mm}$$

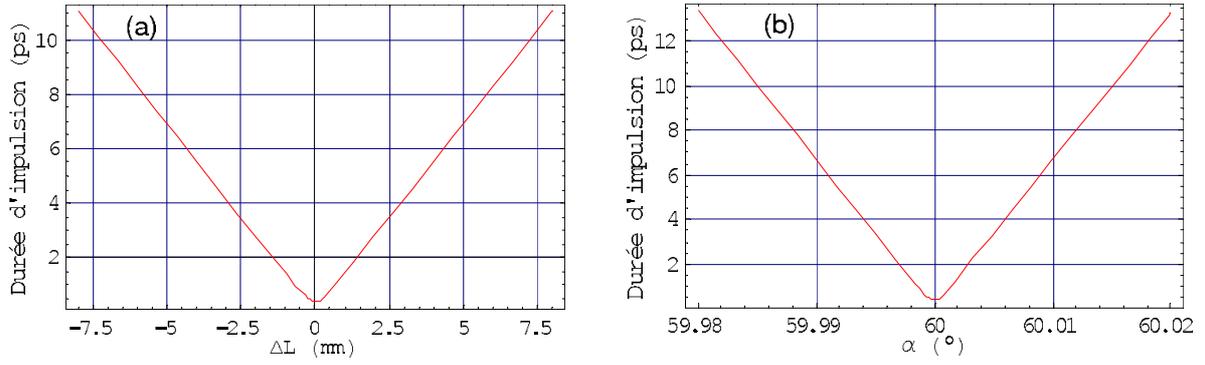


FIG. 12.5 – Evolution de la durée d’impulsions en fonction de la distance entre les réseaux (a) et de l’angle d’incidence (b). Les tolérances d’alignement pour avoir un élargissement maximum de 10 % de la durée d’impulsions sont $\Delta L=14$ mm et $\Delta\alpha=5\mu\text{rad}$.

$$- \Delta\alpha_{\text{max}}=5 \mu\text{rad}$$

Ces tolérances prennent en compte la géométrie du compresseur de Pico2000. Elles ne sont valables uniquement lorsque l’un des deux paramètres reste constant. En effet, il est possible d’obtenir un ensemble de couple (L, α) qui annule la phase spectrale quadratique de la chaîne CPA, c’est à dire qu’un ΔL peut compenser un $\Delta\alpha$ mais au détriment d’une augmentation de la phase spectrale cubique ($\phi_3^{\text{étireur}} + \phi_3^{\text{ampli.}} + \phi_3^{\text{comp.}} \neq 0$) (figure 12.6a). Une seule paire (L, α) permet d’annuler à la fois la phase spectrale quadratique et cubique. Dans notre cas, il s’agit des valeurs $L=1800$ mm et $\alpha=60^\circ$. Pour d’autres valeurs de L et α , il est possible d’annuler la phase quadratique donc de comprimer l’impulsion jusqu’à la limite de Fourier mais la phase cubique ne sera pas annulée et dégradera le contraste temporel (figure 12.6b).

12.3.2 Influence du choix de l’angle d’incidence sur la tolérance d’alignement

Le choix de l’angle d’incidence du compresseur d’impulsions influe directement sur la tolérance de l’alignement. Calculons la tolérance d’alignement de l’angle d’incidence pour différentes configurations de compresseur dont l’angle d’incidence serait compris entre 60° et 78° (Figure 12.7). Il vient immédiatement que l’alignement de l’angle d’incidence pour des faibles angles est beaucoup plus sensible que pour de forts angles d’incidence. En effet, la comparaison du compresseur de Pico2000 dont l’angle d’incidence est de 60° avec le compresseur du 100 TW dont l’angle d’incidence est de 72.5° nous montre un facteur ~ 20 de différence dans la tolérance d’alignement. L’alignement du compresseur sera d’autant plus aisé que l’angle d’incidence est élevé. En revanche, une configuration de compresseur avec un angle d’incidence élevé oblige à avoir une distance entre les réseaux supérieure à une configuration faible angle d’incidence pour une même compression, du fait de la loi des réseaux. Un compromis doit donc être trouvé entre la facilité d’alignement (toute

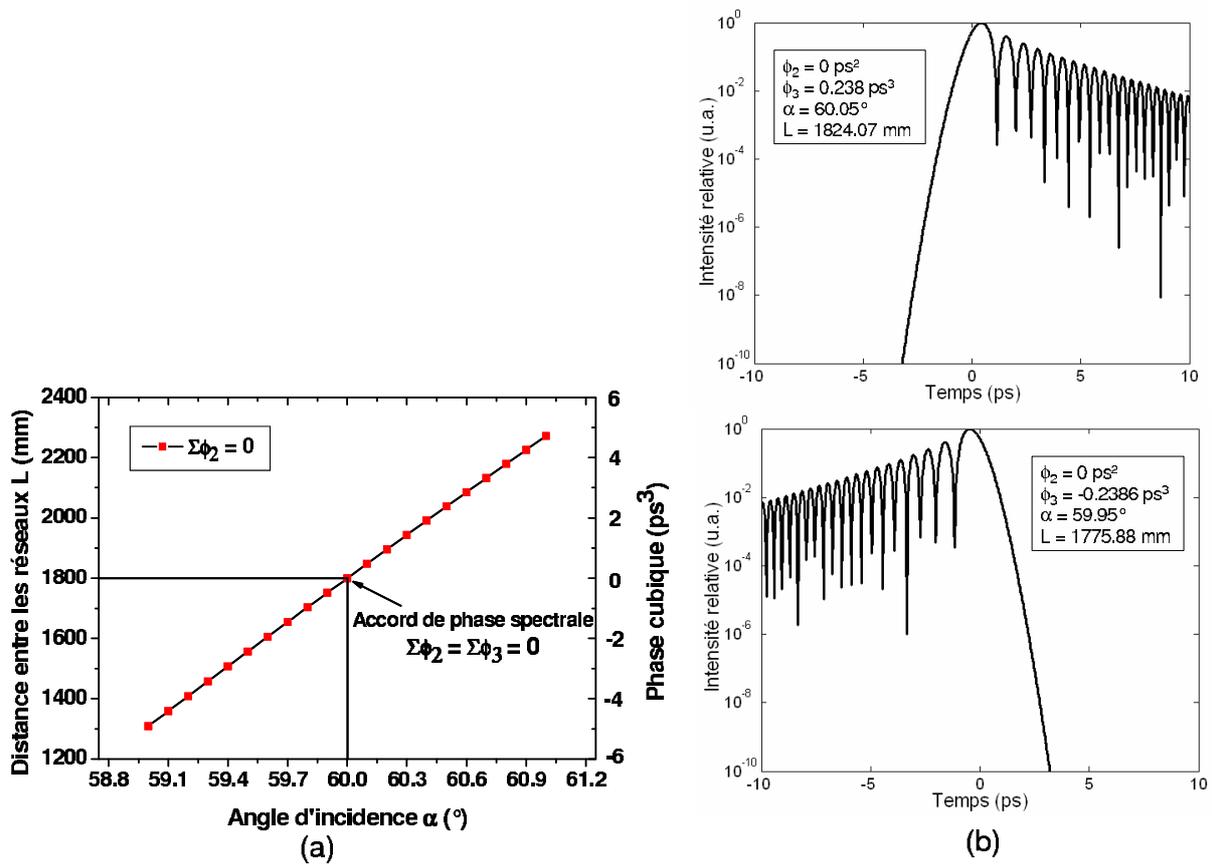


FIG. 12.6 – (a) Compensation d’une variation de la distance entre les réseaux par une variation de l’angle d’incidence pour le compresseur Pico2000 afin d’atteindre l’accord de phase spectrale quadratique. Seul un couple de paramètres L , α permet d’annuler également la phase spectrale cubique ($L=1800$ mm, $\alpha=60^\circ$ ici). (b) Profil temporel calculé dans le cas où la phase quadratique est compensée mais pas la phase cubique pour $L=1824.07$ mm, $\alpha=60.05^\circ$ (haut) et $L=1775.58$ mm, $\alpha=59.95^\circ$ (bas). Le contraste temporel est dans ces deux cas limité par la phase cubique introduite.

relative vue la taille des réseaux) et la compacité.

12.4 Premiers résultats de compression d’impulsions dans le régime petawatt

Les réseaux de diffraction à multicouches diélectriques étudiés dans la première partie de cette thèse ont été installés dans le compresseur d’impulsions. La compression d’impulsions dans le régime petawatt a été réalisée et a donné lieu à des premiers résultats. L’alignement et l’optimisation de la compression ont été réalisés avec le faisceau du pilote (mJ) à la cadence de répétition de 1 Hz. La caractérisation temporelle des impulsions à la sortie du compresseur est réalisée à l’aide du cross-corrélateur 3ω . La mesure sur une fenêtre temporelle de 60 ps (entre -30 ps et 30 ps) donne une estimation de la durée d’impulsion à ~ 1 ps (Figure 12.8a). En échelle logarithmique, la mesure de cross-corrélation 3ω permet d’obtenir la valeur du contraste temporel qui est de 10^{-5} à -30 ps (Figure

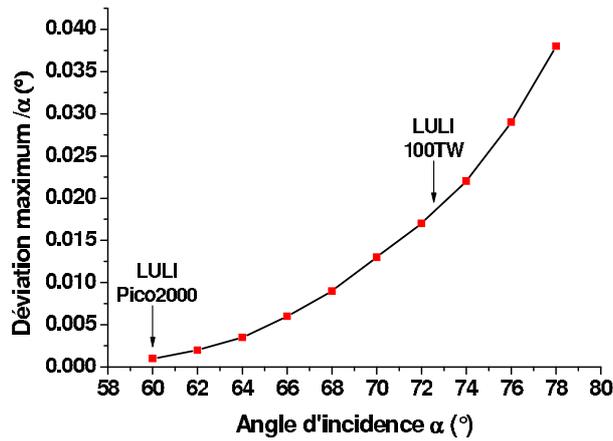


FIG. 12.7 – Tolérance d’alignement de l’angle d’incidence du compresseur en fonction du choix de l’angle d’incidence de 60° à 78° . La tolérance d’alignement du compresseur Pico2000 dont l’angle d’incidence est de 60° est comparée avec la tolérance du compresseur du 100 TW dont l’angle d’incidence est 72.5° . Un facteur ~ 20 existe entre ces deux configurations.

12.8b). Le spectre en sortie de chaîne laser a une largeur à mi-hauteur de 5 nm centré à 1054 nm. L’impulsion n’est clairement pas limitée par la transformée de Fourier. Après la phase d’alignement et d’optimisation, des tirs laser de forte énergie ont été réalisés. Une énergie maximum de 150 J en sortie de compresseur a été mesurée, soit une puissance crête de 0.15 PW.

Analyse des résultats de compression

Tout d’abord, la durée d’impulsion obtenue après recompression est supérieure d’un facteur 2 par rapport à la limite de Fourier. La cause de cet élargissement temporel est très certainement due au désaccord de phase spectrale dans la chaîne laser CPA. Le désalignement du compresseur d’impulsions par rapport à l’étireur entraîne un résidu de phase spectrale qui, d’une part, augmente la durée d’impulsion (phase quadratique essentiellement) et, d’autre part, dégrade le contraste temporel court (< 5 ps) (phase cubique). Ceci se vérifie sur la figure 12.8b où le pic principal de l’impulsion est dissymétrique et présente de nombreux rebonds. Pour vérifier cette hypothèse, une mesure de la phase spectrale en sortie de compresseur pourrait être réalisée mais n’a pas encore été entreprise. De plus, le contraste temporel long (> 5 ps) est limité à 10^{-5} , ce qui peut être le résultat des fortes modulations du spectre ainsi que d’un haut niveau d’ASE.

Ces premiers résultats sont encourageants mais nécessitent encore beaucoup d’améliorations. L’optimisation de la durée d’impulsion pourra être réalisée en mesurant et en contrôlant la phase spectrale en sortie de la chaîne laser. Le contraste temporel pourra être amélioré grâce à la technique de filtrage non-linéaire d’impulsions par génération d’onde de polarisation croisée (XPW).

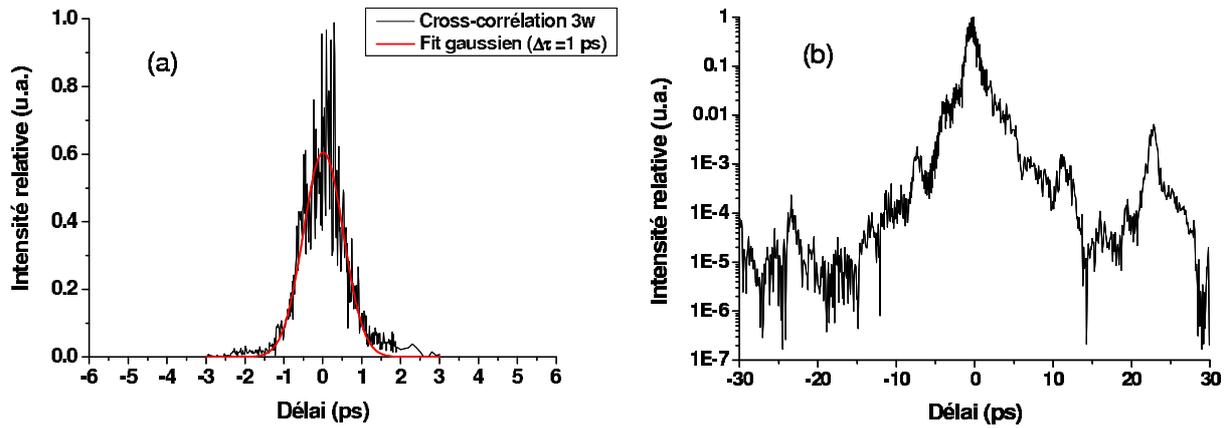


FIG. 12.8 – Mesure de cross-corrélation 3ω en échelle linéaire (a) et en échelle logarithmique (b) en sortie du compresseur d’impulsions à réseaux MLD. La largeur à mi-hauteur est difficilement estimée à 1 ps par un fit gaussien du fait des fortes modulations (50%). L’énergie de la mesure est de $500 \mu\text{J}$ à la cadence de répétition de 1 Hz.

Ce dernier chapitre dédié au compresseur d’impulsions de Pico2000 a permis de comprendre les choix qui ont été fait pour le dimensionnement, au vue des différentes contraintes imposées. Une solution d’architecture compacte pour le compresseur a été trouvée en prenant une densité de traits de réseaux de 1740 mm^{-1} , un angle d’incidence sur le premier réseau de 60° et une distance de propagation entre les réseaux de 1.8 m. Le compresseur tient ainsi dans une enceinte sous vide de diamètre 3.2 m.

Les études sur la coupure spectrale ainsi que les tolérances d’alignement du compresseur m’ont permis de prédire les performances finales du compresseur et de souligner l’importance de l’architecture de celui-ci. Les premiers résultats de compression en régime petawatt sont encourageants mais nous montre qu’il reste encore des améliorations à l’ensemble de la chaîne laser pour pouvoir générer des impulsions de 1 PW avec des caractéristiques spatiales et temporelles optimales.

Conclusion de la troisième partie

La troisième partie de ce manuscrit de thèse a été consacrée au système laser petawatt Pico2000. Le laser Pico2000 est développé dans le cadre de la facilité LULI2000 qui comblera un grand nombre de faisceaux laser dont les énergies pourront varier de la centaine de joules au kilojoule avec des durées d'impulsions de 500 fs à 5 ns.

Le pilote laser de Pico2000 a tout d'abord été étudié à travers l'étude des différents systèmes qui le compose (oscillateur, étireur, pré-amplificateur et compresseur). Les différents choix technologiques novateurs ont été analysés. Les impulsions générées par le pilote ont été caractérisées spatialement et temporellement. Une énergie d'environ 20 mJ avec un spectre de largeur à mi-hauteur de 4.5 nm a pu être obtenu avec le pilote. L'amplification de puissance de ces impulsions dans des amplificateurs Nd :verre pompés par flash a ensuite été démontrée avec l'obtention d'une énergie de 560 J et d'un spectre de 3.9 nm. Les deux chaînes d'amplification de puissance (Nord et Sud) ont été validées pour l'amplification d'impulsions à spectre large. Enfin, le dimensionnement du compresseur d'impulsions compact de Pico2000 a été présenté. Les études théoriques sur la coupure spectrale et les distorsions de phase spectrale induites par le désalignement des réseaux m'ont permis de prédire les performances et les limitations de la compression des impulsions du laser Pico2000.

Conclusion générale et perspectives

Le travail de recherche effectué au cours de ces trois années de thèse a eu pour objectif l'étude des réseaux de diffraction à multicouches diélectriques pour la compression d'impulsions laser Petawatt par mosaïques de réseaux. L'étude des réseaux de diffraction à multicouches diélectriques et de la compression d'impulsions par mosaïques de réseaux s'inscrit dans le cadre du projet du laser petawatt Pico2000 au LULI.

Parmi les différentes techniques de compression d'impulsions, les réseaux de diffraction présentent le plus grand nombre d'avantages pour des faisceaux laser énergétiques (kilojoule) de grandes dimensions, sub-picosecondes, à $1 \mu\text{m}$ et avec un facteur d'éirement de 10^5 . Parmi les technologies de réseaux de diffraction, la technologie des réseaux holographiques traités Or est utilisée dans presque tous les systèmes laser de puissance multi-terawatt dans le proche infra-rouge. Ces réseaux présentent une efficacité de diffraction de $\sim 92\%$ et un seuil de dommage de $\sim 0.25 \text{ J/cm}^2$ en régime femtoseconde. La tenue au flux laser et la dimension des réseaux limitent l'énergie délivrable par les lasers.

Afin d'améliorer les performances en tenue au flux laser et en efficacité de diffraction, une nouvelle génération de réseaux de diffraction à multicouches diélectriques (MLD) est apparue. Les potentialités énormes de ces réseaux ont permis d'envisager une efficacité de diffraction proche de 100% et une tenue au flux proche des matériaux diélectriques massifs. L'étude des matériaux diélectriques possibles (oxydes minéraux et fluorides) pour la réalisation de réseaux de diffraction a fait ressortir une structure particulièrement adaptée aux impulsions à 1053 nm . Il s'agit du couple $\text{SiO}_2/\text{HfO}_2$. A partir de ces deux matériaux diélectriques déposés sous forme de couches minces et dont l'empilement de 9 paires de couches donne une réflectivité proche de 1, une structure périodique lamellaire est gravée sur la couche supérieure. Ce profil de trait est optimisé, d'une part, pour maximiser l'efficacité de diffraction dans l'ordre -1 et, d'autre part, pour maximiser la tenue au flux laser, par diminution du renforcement du champ électrique dans le réseau.

Les réseaux MLD réalisés expérimentalement répondent aux spécifications du compresseur du laser Pico2000. La densité de traits est de 1740 mm^{-1} , l'angle d'incidence de 60° , la longueur d'onde centrale de 1053 nm et pour une polarisation incidente S . La caractérisation expérimentale complète des réseaux MLD a donné des résultats intéressants avec une efficacité de diffraction moyenne homogène de 94% , une qualité de surface d'onde de $\lambda/3.5$ (PV) et $\lambda/19$ (RMS) à 1053 nm . La tenue au flux laser a été mesurée à 400 fs et donne un seuil de dommage surfacique de $\sim 0.4 \text{ J/cm}^2$. La tenue au flux des réseaux MLD

est dépendante de la durée d'impulsion, c'est pourquoi des mesures entre 400 fs et 10 ps ont également été faites et montrent que le seuil de dommage est amélioré d'un facteur 3 à 10 ps par rapport à 400 fs. Les réseaux MLD sont donc très bien adaptés pour des durées picosecondes avec une amélioration du seuil de dommage d'un facteur 6 à 10 ps par rapport aux réseaux Or alors qu'il n'est que de 2 à 400 fs. Les perspectives concernant les réseaux de diffraction à multicouches diélectriques sont tout d'abord l'augmentation de bande spectrale d'efficacité afin de pouvoir appliquer cette nouvelle technologie aux impulsions ultra-courtes à 800 nm. La tenue au flux laser des réseaux MLD peut sûrement être encore améliorée en optimisant les profils de traits et les procédés de fabrication et de nettoyage.

La course aux hautes énergies et aux fortes puissance crête des lasers entraînent une demande de composants optiques, et en particulier des réseaux de diffraction, de plus en plus grands. Afin de simplifier les procédés de fabrication, la caractérisation et la manipulation d'éléments optiques de très grandes tailles, la segmentation en éléments plus petits et leur mise en phase est une voie séduisante. En développant des diagnostics d'alignement de réseaux de diffraction segmentés et des systèmes de nanositionnement, il est possible de mettre en phase des réseaux avec des précisions nanométriques. En particulier, l'utilisation d'un système interférométrique à deux ondes de type Fizeau en lumière monochromatique couplé avec une analyse en champ lointain m'a permis de mettre en phase deux réseaux de diffraction Or de dimension $120 \times 140 \text{ mm}^2$. La compression d'impulsions multi-terawatt par mosaïques de réseaux à $1 \mu\text{m}$ a été démontrée avec le système laser 100 TW du LULI. Des performances similaires à un compresseur à réseaux monolithiques, en terme de profil spatial, de spectre et de durée d'impulsion, ont été obtenues. Le système mis au point pour la mise en phase de réseaux présente une bonne stabilité dans le temps. Le concept de la mise en phase a, par conséquent, été validé pour des impulsions de durée 500 fs, à $1 \mu\text{m}$. Les perspectives qui s'ouvrent à la mise en phase de réseaux sont celles des systèmes multi-petawatt comme ELI où des impulsions sub-kilojoules devront être recomprimées à une durée de $<20 \text{ fs}$. Les dimensions de faisceaux impliqués nécessiteront l'emploi de mosaïques de réseaux. Les dispositifs diagnostiques devront avoir une résolution temporelle femtoseconde et une résolution spatiale nanométrique.

Le laser petawatt Pico2000 est à la pointe des technologies laser avec notamment l'utilisation du pompage optique par diodes laser, la mise en forme spatiale de faisceau par miroir de phase, la mise en forme spectrale par filtre biréfringent et bien sûr la compression d'impulsions par réseaux à multicouches diélectriques. Le pilote du laser Pico2000 est, tout

d'abord, constitué d'un oscillateur laser et d'un étireur d'impulsion à triplet de Öffner. Les impulsions d'énergie nanojoule et de durée 100 fs sont étirées à 10 ns. Les impulsions sont ensuite pré-amplifiées dans une cavité régénérative Nd :verre pompée par diodes. La mise en forme spatiale du faisceau est réalisée par un miroir de phase qui crée un faisceau supergaussien d'ordre 10. En sortie du pilote laser, les impulsions ont une énergie de 20 mJ (gain d'amplification de 10^8), à la cadence de répétition de 1 Hz, avec un spectre mis en forme par un filtre spectral biréfringent et de largeur à mi-hauteur 4.5 nm centré à 1054 nm. L'amplification de puissance dans des amplificateurs Nd :verre pompés par des lampes flash permet d'atteindre une énergie de 560 J tout en conservant la qualité spatiale et spectrale de l'impulsion. Un spectre symétrique de largeur ~ 4 nm à mi-hauteur et de forme supergaussienne d'ordre 4 a été obtenu au cours des campagnes d'expériences. La compression des impulsions amplifiées à une durée de 1 ps a permis de générer une puissance crête de 0.15 PW. En perspective, la compression d'impulsions pourra être améliorée avec, par exemple, l'installation d'une boucle de mesure de la phase spectrale et de son contrôle. L'augmentation de la taille du faisceau de 200 mm actuellement à 300 mm avec l'utilisation de mosaïques de réseaux permettra d'augmenter l'énergie en sortie de laser pour atteindre une puissance crête de 1 PW.

Bibliographie

- [1] D. Strickland, et G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, Opt. Comm. **56**, 219 (1985).
- [2] O. E. Martinez, *3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion : application to fiber compensation in 1.3 - 1.6 μm region*, IEEE J. Quantum Electron. QE-**23**, 59 (1987). M. Pessot,
- [3] M. Pessot, P. Maine, et G. Mourou, *1000 times expansion/compression of optical pulses for chirped pulse amplification*, Opt. Comm. **62**, 419 (1987).
- [4] D. Du, J. Squier, S. Kane, G. Korn, G. Mourou, C. Bogusch, et C. T. Cotton, *Terawatt Ti :sapphire laser with a spherical reflective-optic pulse expander*, Opt. Lett. **20**, 2114 (1995).
- [5] G. Chériaux, P. Rousseau, F. Salin, J. P. Chambaret, B. Walker, et L. F. Dimauro, *Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification*, Opt. Lett. **21**, 414 (1996).
- [6] N. Ishii, L. Turi, V. S. Yakovlev, T. Fuji, F. Krausz, A. Baltuska, R. Butkus, G. Veitas, V. Smilgevicius, R. Danielius, et A. Piskarskas, *Multimillijoule chirped parametric amplification of few-cycle pulses*, Opt. Lett. **30**, 567 (2005).
- [7] D. M. Gaudiosi, A. L. Lytle, P. Kohl, M. M. Murnane, H. C. Kapteyn, et S. Backus, *11-W average power Ti :sapphire amplifier system using downchirped pulse amplification*, Opt. Lett. **29**, 2665 (2004).
- [8] R. L. Fork, C. H. Brito Cruz, P. C. Becker, et C. V. Shank, *Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation*, Opt. Lett. **12**, 483 (1987).
- [9] J. C. Diels, et W. Rudolph, *Ultrashort Laser Pulse Phenomena*, Academic, New York (1996).
- [10] M. Nisoli, S. Stagira, S. De Silvestri, O. Svelto, S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, Ch. Spielmann, et F. Krausz, *A novel-high energy pulse compression system : generation of multigigawatt sub-5-fs pulses*, Appl. Phys. B **65**, 189 (1997).
- [11] S. Sartania, Z. Cheng, M. Lenzner, G. Tempea, Ch. Spielmann, F. Krausz, et K. Ferencz, *Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate*, Opt. Lett. **22**, 1562 (1997).

- [12] J. Seres, A. Müller, E. Seres, K. O’Keeffe, M. Lenner, R. F. Herzog, D. Kaplan, Ch. Spielmann, et F. Krausz, *Sub-10-fs, terawatt-scale Ti :sapphire laser system*, Opt. Lett. **28**, 1832 (2003).
- [13] E. B. Treacy, *Optical pulse compression with diffraction gratings*, IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 454 (1969).
- [14] O. E. Martinez, J. P. Gordon, et R. L. Fork, *Negative group-velocity dispersion using refraction*, J. Opt. Soc. Am. A **1**, 1003 (1984).
- [15] P. Tournois, et M. Lagier, *Theory of a new parallel diffraction grating delay line for linear FM pulse compression*, IEEE Trans. Sonics Ultrason. SU-18, 118 (1971).
- [16] P. Tournois, *Nonuniform optical diffraction gratings for laser pulse compression*, Opt. Comm. **106**, 253 (1994).
- [17] B. Loiseaux, A. Delboulbé, J. P. Huignard, P. Tournois, G. Chériaux, et F. Salin, *Characterization of perpendicular chirped phase volume gratings pairs for laser pulse stretching*, Opt. Lett. **21**, 806 (1996).
- [18] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, et V. Yanovsky, *Petawatt laser pulses*, Opt. Lett. **24**, 160 (1999).
- [19] C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer, N. Blanchot, S. Seznec, A. Migus, *Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation*, IEEE J. Quantum Electron. **30**, 1662 (1994).
- [20] P. Tournois, *New diffraction grating pair with very linear dispersion for laser pulse compressor*, Electron. Lett. **29**, 1414 (1993).
- [21] S. Kane, et J. Squier, *Grating compensation of third-order material dispersion in the normal dispersion regime : sub-100-fs chirped-pulse amplification using a fiber stretcher and a grating-pair compressor*, IEEE J. Quantum Electron. QE-31, 2052 (1995).
- [22] S. Kane, R. Huff, J. Squier, E. Gibson, R. Jimenez, C. Durfee, F. Tortajada, H. Dinger, et B. Touzet, *Design and fabrication of efficient reflection gratings for pulse compression and dispersion compensation*, Conference on Lasers and Electro-Optics, Long Beach (2006).
- [23] F. Gires, et P. Tournois, *Interféromètre utilisable pour la compression d’impulsions lumineuses modulées en fréquence*, C.R. Acad. Sc. Paris **128**, 6112 (1964).
- [24] J. Kuhl, et J. Heppner, *Compression of femtosecond optical pulses with dielectric multilayer interferometers*, IEEE Trans. Quantum Electron. QE-22, 182 (1969).
- [25] R. Szipocs, A. Kohazi-Kis, *Theory and design of chirped dielectric laser mirrors*, Appl. Phys. B **65**, 115 (1997).
- [26] R. Szipocs, K. Ferencz, C. Spielmann, et F. Krausz, *Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers*, Opt. Lett. **19**, 201 (1994).

- [27] M. Zavelani-Rossi, G. Cerullo, S. De Silvestri, L. Gallmann, N. Matuschek, G. Steinmeyer, U. Keller, G. Angelow, V. Scheuer, et T. Tschudi, *Pulse compression over a 170-THz bandwidth in the visible by use of only chirped mirrors*, Opt. Lett. **26**, 1155 (2001).
- [28] A. Labeyrie, et J. Flamand, *Spectrographic performance of holographically made diffraction gratings*, Opt. Comm. **1**, 5 (1969).
- [29] M. C. Hutley, *Diffraction Gratings*, Academic Press, New York, (1982).
- [30] R. D. Boyd, J. A. Britten, D. E. Decker, B. W. Shore, B. C. Stuart, M. D. Perry, et L. Li, *High-efficiency metallic diffraction gratings for laser applications*, Appl. Opt. **34**, 1697 (1995).
- [31] J. A. Britten, M. D. Perry, B. W. Shore, et R. D. Boyd, *Universal grating design for pulse stretching and compression in the 800-1100 nm range*, Opt. Lett. **21**, 540 (1996).
- [32] B. Wattellier, *Amélioration des performances des chaînes lasers solides utilisant l'amplification à dérive de fréquence : nouveaux réseaux de diffraction à haute tenue au flux et mise en forme programmable de faisceaux lasers par modulation de la phase spatiale*, thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique (2001).
- [33] P. Tournois, et P. Hartemann, *Bulk chirped Bragg reflectors for light pulse compression and expansion*, Opt. Comm. **119**, 569 (1995).
- [34] Contrat RTD : *Gratings for Ultra-Bright Lasers*, ERBFMGECT 980096.
- [35] B. Wattellier, J. P. Zou, C. Sauteret, J. A. Reichart, N. Blanchot, P. Y. Baures, H. Bercegol, et J. Dijon, *Nouvelles technologies pour les réseaux de diffraction utilisés dans les compresseurs de chaînes CPA*, Rapport d'activité LULI (2000).
- [36] M. D. Perry, R. D. Boyd, J. A. Britten, D. Decker, B. W. Shore, C. Shannon, et E. Shults, *High-efficiency multilayer dielectric diffraction gratings*, Opt. Lett. **20**, 940 (1995).
- [37] L. Li, et J. Hirsh, *All-dielectric high-efficiency reflection gratings made with multilayer thin-film coatings*, Opt. Lett. **20**, 1349 (1995).
- [38] K. Hehl, J. Bischoff, U. Mohaupt, M. Palme, B. Schnabel, L. Wenke, R. Bödefeld, W. Theobald, E. Welsch, R. Sauerbrey, et H. Heyer, *High-efficiency dielectric reflection gratings : design, fabrication, and analysis*, Appl. Opt. **38**, 6257 (1999).
- [39] C. P. J. Barty *et al*, *An overview of LLNL high-energy short-pulse technology for advanced radiography of laser fusion experiments*, Nucl. Fusion **44**, 266 (2004).
- [40] B. W. Shore, M. D. Perry, J. A. Britten, R. D. Boyd, M. D. Feit, H. T. Nguyen, R. Chow, G. E. Loomis, et L. Li, *Design of high-efficiency dielectric reflection gratings*, J. Opt. Soc. Am. A **14**, 1124 (1997).
- [41] J. Flamand, S. Kane, G. De Villele, A. Cotel, et B. Touzet, *New MLD gratings adapted for tiling in petawatt-class lasers*, Fourth International Conference on Inertial Fusion Sciences and Applications (IFSA), Biarritz (2005).

- [42] N. Destouches, A. V. Tishchenko, J. C. Pommier, S. Reynaud, O. Parriaux, S. Tonchev, et M. Abdou Ahmed, *99% efficiency measured in the -1 order of a resonant grating*, Opt. Express **13**, 3230 (2005).
- [43] M. Born, et E. Wolf, *Principle of optics*, 7th Edition, Chap. **1**, 70, Cambridge (2001).
- [44] N. Bonod, et J. Néauport, *Optical performance and laser induced damage threshold improvement of diffraction gratings used as compressors in ultra high intensity lasers*, Opt. Comm. **260**, 649 (2006).
- [45] A.V. Tishchenko, et V. A. Sychugov, *High grating efficiency by energy accumulation in a leaky mode*, Opt. and Quant. Electron., **32**, 1027 (2000).
- [46] F. Canova, J. P. Chambaret, O. Uteza, P. Delaporte, M. Tondusson, E. Freysz, O. Parriaux, M. Flury, S. Tonchev, et N. Lyndin, *97% top hat efficiency, 4 J/cm² damage threshold compression gratings*, International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers, Cassis (2006).
- [47] R. Petit, *Electromagnetic theory of gratings*, Springer-Verlag, Berlin (1980).
- [48] L. Li, J. Chandezon, G. Granet, et J.-P. Plumey, *Rigorous and efficient grating-analysis method made easy for optical engineers*, Appl. Opt. **38**, 304 (1999).
- [49] P. Lalanne, et J.-P. Hugonin, *Numerical performance of finite-difference modal methods for the electromagnetic analysis of one-dimensionnal lamellar grating*, J. Opt. Soc. Am. A **17**, 1033 (2000).
- [50] M. G. Moharam, D. A. Pommet, E. B. Grann, et T. K. Gaylord, *Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings*, J. Opt. Soc. Am. A **12**, 1077 (1995).
- [51] M. Neuvrière, E. Popov, *Light propagation in periodic media : differential theory and design*, Marcel Dekker, New York (2003).
- [52] N. Bonod, *Méthode différentielle : développements et applications*, Thèse de doctorat de l'Université de Provence, (2004).
- [53] L. C. Botten, M. S. Craig, R. C. McPhedran, J. L. Adams, et J. R. Andrewartha, *The dielectric lamellar diffraction grating*, Opt. Act. **28**, 1087 (1981).
- [54] T. Clausnitzer, T. Kämpfe, E.-B. Kley, A. Tünnermann, U. Peschel, A. V. Tishchenko, et O. Parriaux, *An intelligible explanation of highly-efficient diffraction in deep dielectric rectangular transmission gratings*, Opt. Express **13**, 10448 (2005).
- [55] A. Yariv, *Coupled mode theory for guided-wave optics*, IEEE J. Quantum Electron. **9**, 919 (1973).
- [56] H. T. Nguyen, J. A. Britten, D. Patel, Y. Wang, M. Larotonda, J. J. Rocca, et C. S. Meroni, *High-efficiency 800 nm multilayer dielectric gratings for high average power laser systems*, International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers, Cassis (2006).
- [57] A. Trisorio, M. Flury, N. Lyndin, A. V. Tishchenko, et S. Tonchev, *Réseaux résonnants pour la compression d'impulsions laser femtosecondes*, J. Phys. IV France **127**, 87 (2005).

- [58] J. A. Britten, I. Jovanovic, W. A. Molander, M. D. Aasen, C. G. Brown, T. C. Carlson, C. R. Hoaglan, L. M. Jones II, H. T. Nguyen, J. D. Nissen, B. C. Stuart, L. J. Summer, et C. P. J. Barty, *Advanced dielectric grating technology for high-energy petawatt lasers*, Conference on Lasers and Electro-Optics, Baltimore (2005).
- [59] *Functional damage thresholds of Hafnia/Silica coating designs for the NIF laser*, Laboratory for Lasers Energetics review, vol. 88.
- [60] K. Kawamura, T. Ogawa, N. Sarukura, M. Hirano, et H. Hosono, *Fabrication of surface relief gratings on transparent dielectric materials by two-beam holographic method using infrared femtosecond laser pulses*, Appl. Phys. B **71**, 119 (2000).
- [61] D. A. Pomett, E. B. Grann, et M. G. Moharam, *Effects of process errors on the diffraction characteristics of binary dielectric gratings*, Appl. Opt. **34**, 2430 (1995).
- [62] T. Clausnitzer, J. Limpert, K. Zöllner, H. Zellmer, H.-J. Fuchs, E.-B. Kley, A. Tünnermann, M. Jupé, et D. Ristau, *Highly efficient transmission gratings in fused silica for chirped-pulse amplification systems*, Appl. Opt. **42**, 6934, (2003).
- [63] G. Binnig, C. F. Quate, et Ch. Gerber, *Atomic force microscope*, Phys. Rev. Lett. **56**, 930 (1986).
- [64] R. Bünnagel, H.-A. Oehring, et K. Steiner, *Fizeau interferometer for measuring the flatness of optical surfaces*, Appl. Opt. **7**, 331 (1968).
- [65] D. Malacara, *Optical shop testing*, 2^d Edition, Wiley series in pure applied optics, New York (1992).
- [66] N. Sanner, *Mise en forme programmable de faisceaux laser femtosecondes pour le micro-usinage et la photoinscription de guides d'onde*, Thèse de doctorat de l'Université Jean Monnet de Saint-Etienne (2005).
- [67] L. V. Keldysh, *Ionization in the field of a strong electromagnetic wave*, Sov. Phys., JETP **20**, 1307 (1965).
- [68] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, et M. D. Perry, *Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2248 (1995).
- [69] M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, Ch. Spielmann, G. Mourou, W. Kantek, et F. Krausz, *Femtosecond optical breakdown in dielectrics*, Phys. Rev. Lett. **80**, 4076 (1998).
- [70] B.C. Stuart, M.D. Feit, S. Herman, A.M. Rubenchik, B.W. Shore, et M.D. Perry : *Nanosecond to femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics*, Phys. Rev. B **53**, 1749 (1996).
- [71] B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, et M. D. Perry, *Optical ablation by high-power short-pulse lasers*, J. Opt. Soc. Am. B **13**, 459 (1996).
- [72] N. Forget, A. Cotel, E. Brambrink, P. Audebert, C. Le Blanc, A. Jullien, O. Albert, et G. Chériaux, *Pump-noise transfer in optical parametric chirped-pulse amplification*, Opt. Lett. **30**, 2921 (2005).

- [73] J. P. Zou, D. Descamps, P. Audebert, S. Baton, J. L. Paillard, D. Pesme, A. Michard, A. M. Sautivet, H. Timsit, et A. Migus, *The LULI 100-TW Ti :Sapphire/Nd :Glass laser : a first step towards a high performance petawatt facility*, SPIE **3492**, 94 (1999).
- [74] A. Cotel, N. Forget, E. Baynard, C. Le Bris, C. Le Blanc, C. Brach, J. Flamand, B. Touzet, F. Bonnemason, et O. Nicolle, *Characterization of multilayer dielectric gratings for petawatt-class lasers*, Conference on Lasers and Electro-Optics, Baltimore, (2005).
- [75] Norme ISO 11254-1, *Détermination du seuil d'endommagement provoqué par laser sur les surfaces optiques*, Association Française de Normalisation (2000).
- [76] A.-C. Tien, S. Backus, H. Kapteyn, M. Murnane, et G. Mourou, *Short-pulse laser damage in transparent materials as a function of pulse duration*, Phys. Rev. Lett. **82**, 3883 (1999).
- [77] D. Du, X. Liu, et G. Mourou, *Reduction of multi-photon ionization due to collisions*, Appl. Phys. B **63**, 617 (1996).
- [78] T. J. Kessler, *Design strategies and technology demonstrations for the tiled-grating compressor*, International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers, Tahoe Lake, (2004).
- [79] C. Pizzaro, J. Arasa, F. Laguarda, N. Tomas, et A. Pinto, *Design of an interferometric system for the measurement of phasing errors in segmented mirrors*, Appl. Opt. **41**, 4562 (2002).
- [80] G. Chanan, M. Troy, F. Dekens, S. Michaels, J. Nelson, T. Mast, et D. Kirkman, *Phasing the mirror segments of the Keck telescopes : the broadband phasing algorithm*, Appl. Opt. **37**, 140 (1998).
- [81] N. Miyanaga *et al*, *10-kJ PW laser for the FIREX-I program*, J. Phys. IV France **133**, 75 (2006).
- [82] J. H. Kelly *et al*, *OMEGA EP : High-energy petawatt capability for the OMEGA laser facility*, J. Phys. IV France **133**, 81 (2006).
- [83] A. Cotel, M. Castaing, P. Pichon, et C. Le Blanc, *Phased-array grating compression for high-energy chirped pulse amplification lasers*, International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers, Cassis (2006).
- [84] M. Hornung, R. Bödefeld, M. Siebold, S. Podelska, M. Schnepp, J. Hein, et R. Sauerbrey, *Alignment of a multigrating mosaic compressor in a PW-class CPA-laser*, Opt. Design Eng. II, Proc. SPIE **59622** (2005).
- [85] N. Blanchot, G. Marre, J. Néauport, E. Sibé, C. Rouyer, S. Montant, A. Cotel, C. Le Blanc, et C. Sauteret, *Synthetic aperture compression scheme for multi-petawatt high energy laser*, Appl. Opt. **45**, 6013 (2006).
- [86] T. Zhang, M. Yonemura, et Y. Kato, *An array-grating compressor for high-power chirped-pulse amplification lasers*, Opt. Comm. **145**, 367 (1998).

- [87] K. A. Stankov, *Phase delay in grating pair pulse compressors*, communication privée.
- [88] V. Bagnoud, *Etude et réalisation d'une chaîne laser femtoseconde kilohertz térawatt. Etude de l'accord de phase spectrale ; amplification de puissance en présence de charge thermique*, Thèse de doctorat de l'Université de Bordeaux 1 (1999).
- [89] J. D. McMullen, *Chirped-pulse compression in strongly dispersive media*, J. Opt. Soc. Am. **67**, 1575 (1977).
- [90] N. Blanchot, et C. Sauteret, *Focalisation d'un faisceau impulsif issu d'un compresseur utilisé en simple passage*, Rapport d'activité LULI (2003).
- [91] C. Sauteret, *Compresseurs : défauts induits par l'utilisation d'une mosaïque de réseaux*, Rapport d'activité LULI (2003).
- [92] R. Diaz-Urbe, et A. Jiménez-Hernandez, *Phase measurement for segmented optics with 1D diffraction patterns*, Opt. Express **12**, 1192 (2004).
- [93] J. Primot, *Theoretical description of Shack-Hartmann wave-front sensor*, Opt. Comm. **222**, 81 (2003).
- [94] J. C. Chanteloup, *Multiple-wave lateral shearing interferometer for wave-front sensing*, Appl. Opt. **44**, 1559 (2005).
- [95] S. Mousset, C. Rouyer, G. Marre, N. Blanchot, et B. Wattellier, *Piston measurement by quadrilateral shearing interferometry*, Opt. Lett. **31**, 2634 (2006).
- [96] N. C. Mehta, et C. W. Allen, *Remote alignment of segmented mirrors with far-field optimization*, Appl. Opt. **31**, 6510 (1992).
- [97] N. Yaitskova, et K. Dohlen, *Tip-tilt error for extremely large segmented telescopes : detailed theoretical point-spread-function analysis and numerical simulation results*, J. Opt. Soc. Am. A **19**, 1274 (2002).
- [98] M. Born, et E. Wolf, *Principle of optics*, 7th Edition, Cambridge (2001).
- [99] T. J. Kessler, J. Bunkenburg, H. Huang, A. Koslov, et D. Meyerhofer, *Demonstration of coherent addition of multiple gratings for high-energy chirped-pulse-amplified lasers*, Opt. Lett. **29**, 635 (2004).
- [100] J. Bunkenburg, T. J. Kessler, W. Skulski, et H. Huang, *Phase-locked control of tiled-grating assemblies for chirped-pulse-amplified lasers using a Mach-Zehnder interferometer*, Opt. Lett. **31**, 1561 (2006).
- [101] A. Cotel, M. Castaing, P. Pichon, et C. Le Blanc, *Phased-array grating compression for high-energy chirped pulse amplification lasers*, Opt. Express, **15** (2007).
- [102] B. Wattellier, J. Fuchs, J. P. Zou, K. Abdeli, H. Pépin, et C. Haefner, *Repetition rate increase and diffraction-limited focal spots for a nonthermal-equilibrium 100-TW Nd :glass laser chain by use of adaptive optics*, Opt. Lett. **29**, 2494 (2004).
- [103] D. G. MacMartin, et G. Chanan, *Measurement accuracy in control of segmented-mirror telescopes*, Appl. Opt. **43**, 608 (2004).

- [104] G. A. Mourou, T. Tajima, S. V. Bulanov, *Optics in the relativistic regime*, Rev. Mod. Phys. **78**, 1 (2006).
- [105] C. P. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing, A. Heinrich, A. Couairon, A. Mysyrowicz, J. Biegert, et U. Keller, *Generation of intense carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation*, Appl. Phys. B **79**, 673 (2004).
- [106] F. Plé, M. Pittman, G. Jamelot, et J. P. Chambaret, *Design and demonstration of a high energy booster amplifier for high repetition rate PW class laser system*, Opt. Lett. **32** (2007).
- [107] N. Forget, *Des amplificateurs laser aux amplificateurs paramétriques : études de l'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence et du blocage de modes dans les oscillateurs paramétriques optiques*, Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique (2005).
- [108] G. Deschaseaux, brevet CEA n°2768565 (2001).
- [109] V. Bagnoud, J. Luce, L. Videau, et C. Rouyer, *Diode-pumped regenerative amplifier delivering 100-mJ single-mode laser pulses*, Opt. Lett. **26**, 327 (2001)..
- [110] A. Fox, et T. Li, *Resonant modes in a maser interferometer*, Bell Technical Journal (1961).
- [111] N. Forget, *Etude et modélisation d'une cavité régénérative large mode*, rapport de stage de DEA (2002).
- [112] P. Donnat, C. Gouédard, G. Gallice, N. L'Hullier, O. Morice, D. Nassiet, T. Porcher, X. Ribeyre, V. Rivoire, et C. Treimany, Documentation de Miro V5, Manuel de référence (2002).
- [113] X. Ribeyre, L. Videau, A. Migus, R. Mercier, et M. Mullet, *Nd :glass diode-pumped regenerative amplifier, multimillijoule short-pulse chirped-pulse-amplifier laser*, Opt. Lett. **28**, 1374 (2003).
- [114] S. Hawkes, J. Collier, C. Danson, et C. Hernandez-Gomez, *Mixed glass rod amplifier chain - design and implementation*, Central Laser Facility, Annual Report, 169 (2003-2004).
- [115] C. P. J. Barty, T. Guo, C. Le Blanc, F. Raksi, C. Rose-Petruck, J. Squier, K. R. Wilson, V. V. Yakovlev, et K. Yamakawa, *Generation of 18-fs, multiterawatt pulses by regenerative pulse shaping and chirped-pulse amplification*, Opt. Lett. **21**, 668 (1996).
- [116] C. P. J. Barty, G. Korn, F. Raksi, C. Rose-Petruck, J. Squier, A.-C. Tien, K. R. Wilson, V. V. Yakovlev, et K. Yamakawa, *Regenerative pulse shaping and amplification of ultrabroadband optical pulses*, Opt. Lett. **21**, 219 (1996).
- [117] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, Ch. Spielmann, P. Tournois, *Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter : pulse compression and shaping*, Opt. Lett. **25**, 575 (2000).

- [118] C. Le Blanc, B. Wattellier, J. P. Zou, C. Sauteret, A. Migus, C. Dorrer, I. A. Wamsley, F. Verluise, D. Kaplan, et P. Tournois, *Amplitude and phase control of a 100 TW Nd :glass laser chain*, Conference on Lasers and Electro-Optics, Baltimore, (2001).
- [119] A. Jullien, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, Jean-Paul Chambaret, P. d'Oliveira, T. Auguste, et F. Falcoz, *High-efficiency, simple setup for pulse cleaning at the millijoule level by nonlinear induced birefringence*, Opt. Lett. **29**, 2184 (2004).
- [120] M. P. Kalashnikov, E. Risse, H. Schönagel, et W. Sandner, *Double chirped-pulse amplification laser : a way to clean pulses temporally*, Opt. Lett. **30**, 923 (2005).
- [121] D. Homoelle, A. L. Gaeta, V. Yanovsky, et G. Mourou, *Pulse contrast enhancement of high-energy pulses by use of a gas-filled hollow waveguide*, Opt. Lett. **27**, 1646 (2002).
- [122] R. H. Stolen, J. Botineau, et A. Ashkin, *Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers*, Opt. Lett. **7**, 512 (1982).
- [123] J. L. Tapié, et G. Mourou, *Shaping of clean, femtosecond pulses at 1.053 μm for chirped-pulse amplification*, Opt. Lett. **17**, 136 (1992).
- [124] J. Itatani, J. Faure, M. Nantel, G. Mourou, et S. Watanabe, *Suppression of the amplified spontaneous emission in chirped-pulse-amplification lasers by clean high-energy seed-pulse injection*, Opt. Comm. **148**, 70 (1998).
- [125] J. Collier, E. Divall, et I. Ross, *Contrast enhancement using a Kerr gate*, CFL Annual Report 2003/2004, RAL-TR-2004-025, 194 (2004).
- [126] A. Renault, F. Augé-Rochereau, T. Planchon, P. D'Oliveira, T. Auguste, G. Chériaux, et J.-P. Chambaret, *ASE contrast improvement with a non-linear filtering Sagnac interferometer*, Opt. Comm. **248**, 535 (2005).
- [127] G. Doumy, F. Quéré, O. Gobert, M. Perdrix, P. Martin, P. Audebert, J.-C. Gauthier, J.-P. Geindre, et T. Wittman, *Complete characterization of a plasma mirror for the production of high-contrast ultraintense laser pulses*, Phys. Rev. E **69**, 026402-1 (2004).
- [128] A. Jullien, O. Albert, F. Burgy, G. Hamoniaux, J.-P. Rousseau, J.-P. Chambaret, F. Augé-Rochereau, G. Chériaux, J. Etchepare, N. Minkovski, et S. M. Saltiel, *10^{-10} temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation*, Opt. Lett. **30**, 920 (2005).
- [129] A. Cotel, A. Jullien, N. Forget, O. Albert, G. Chériaux, et C. Le Blanc, *Nonlinear temporal pulse cleaning of a 1- μm optical parametric chirped-pulse amplification system*, Appl. Phys. **B83**, 7 (2006).
- [130] A. Jullien, *Génération d'impulsions laser ultra-brèves et ultra-intenses à contraste élevé*, Thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique (2006).

- [131] L. Antonucci, Y.-H. Cha, A. Jullien, O. Albert, J. Etchepare, P. Chaudet, D. Douillet, J.-P. Rousseau, et G. Chériaux, *Sub-15 fs, high-temporal contrast front-end for PW class laser system*, International Conference on Ultrahigh Intensity Lasers, Cassis (2006).
- [132] C. Sauteret, *Vers un compresseur d'impulsion compact ?*, rapport d'activité LULI, 85 (2001).
- [133] M. Trentelman, I. N. Ross, et C. N. Danson, *Finite size compression gratings in large aperture chirped pulse amplification laser system*, Appl. Opt. **36**, 8567 (1997).
- [134] A. Cotel, C. Sauteret, et C. Le Blanc, *Etude de la coupure spectrale dans le compresseur d'impulsions petawatt LIL*, rapport d'activité LULI 2004-2005, 121 (2005).
- [135] B. C. Li, W. Theobald, E. Welsch, et R. Sauerbrey, *Optimization of grating size in chirped-pulse-amplification laser system*, Appl. Phys. B **71**, 819 (2000).