

Présentation du système laser femtoseconde

1.1 Introduction

Ce chapitre présente le principe de fonctionnement de la chaîne laser femtoseconde utilisée dans ce travail, afin d'introduire les paramètres intéressants et les réglages critiques pour notre expérience de mise en forme de faisceau. Le schéma de principe du système laser femtoseconde utilisé est représenté sur la figure 1.1 ci-dessous. Le système se compose de deux parties : un oscillateur de type « Vitesse » (Coherent) suivi d'un amplificateur régénératif de type « RegA » (Coherent).

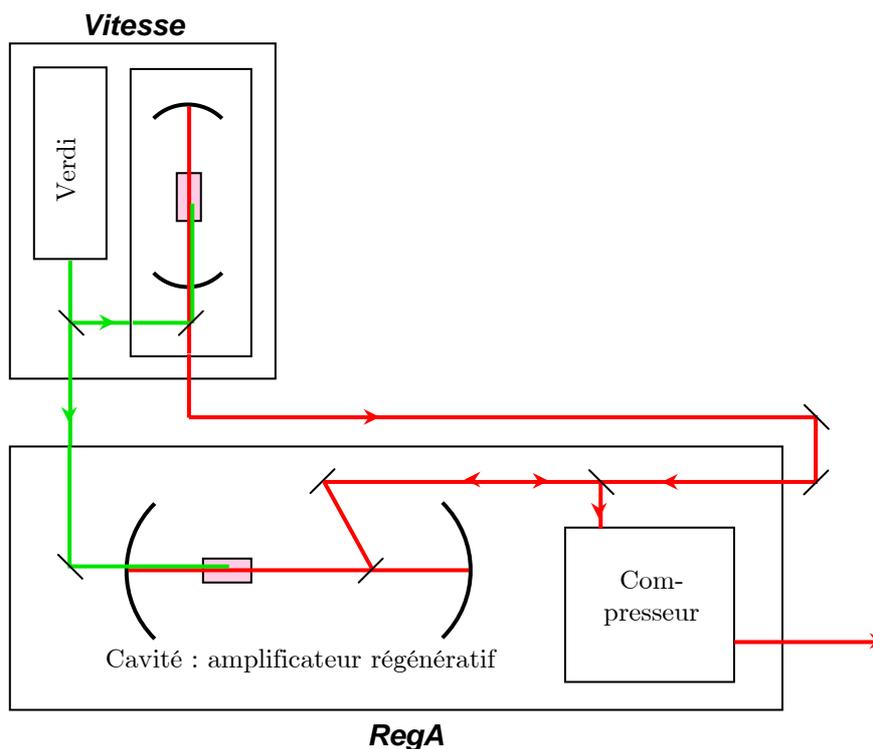


Figure 1.1 – Schéma de principe de la chaîne laser utilisée, composée d'un oscillateur femtoseconde « Vitesse » suivi d'un amplificateur régénératif « RegA ». Les rectangles roses représentent les cristaux de titane-saphir.

1.2 Description

1.2.1 L'oscillateur Vitesse

Le Vitesse regroupe le laser de pompe de type « Verdi » (Coherent) et l'oscillateur femtoseconde. Le Verdi est un laser continu vert délivrant une puissance de 10 W. Deux diodes laser de puissance (808 nm) pompent un cristal de Nd :YVO₄, un doublage de fréquence étant réalisé en intracavité par un cristal de LBO afin d'obtenir un faisceau à 532 nm centré sur le spectre d'absorption du cristal de titane-saphir. La puissance de ce laser est utilisée à 20% pour pomper l'oscillateur femtoseconde, le reste servant à pomper l'amplificateur régénératif RegA.

La cavité de l'oscillateur est basée sur un cristal de titane-saphir (Ti:Al₂O₃). Le fonctionnement impulsionnel est assuré par un système classique de blocage de mode par lentille de Kerr (Kerr-Lens Modelocking) : en régime impulsionnel, l'effet Kerr dans

le cristal de Ti:Sa conduit à une autofocalisation du faisceau. La présence d'une fente dans la cavité favorise alors le mode impulsionnel au détriment d'un fonctionnement continu. La cavité comprend également un système de compensation de la dispersion de vitesse de groupe (DVG), autre élément classique des cavités laser femtoseconde. La DVG positive introduite par les multiples passages dans le cristal de titane-saphir est ici compensée par des miroirs de cavité dits « chirpés », afin de remettre en phase les différentes composantes spectrales émises par le cristal de titane-saphir.

Cet oscillateur est très fiable, il délivre des impulsions de 120 fs autour de 800 nm à la cadence de 76 MHz. La puissance moyenne est de 150 mW, soit une énergie par impulsion de 2 nJ. La qualité spatiale du faisceau est très bonne, le facteur M^2 est égal à 1.2.

1.2.2 L'amplificateur régénératif RegA

L'énergie délivrée par ce type d'oscillateur étant trop faible pour les applications visées par ce travail, il convient de lui adjoindre un système amplificateur. Le RegA est un système à amplification régénérative, pour lequel la qualité de faisceau est généralement meilleure qu'avec un amplificateur multipassages puisque la cavité effectue un filtrage spatial de mode.

La cavité régénérative, représentée sur la figure 1.2, est composée de deux bras organisés autour d'une sous-cavité. Le cristal de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$, placé dans une sous-cavité, est pompé en continu par 8W de vert à 532 nm. La cavité fonctionne selon la technique classique d'amplification à dérive de fréquence ou « Chirped Pulse Amplification » [5]. L'impulsion source provenant de l'oscillateur (120 fs) est étirée temporellement pour diminuer sa puissance crête, de façon à pouvoir réaliser une amplification sans dommage pour le cristal amplificateur. L'impulsion est ensuite recomprimée à sa durée initiale. Le système utilisé ici ne comporte pas d'étireur : la DVG positive, introduite à chaque tour dans la cavité par les cristaux traversés (Ti:Sa, Q-switch, cavity dumper) étire suffisamment l'impulsion (jusqu'à ~30 ps) pour ne pas craindre de dommage sur les composants optiques.

Cette cavité amplificatrice comporte deux éléments importants : le Q-switch et le cavity dumper, qui sont tous deux des cristaux acousto-optiques de TeO_2 . Le Q-switch permet d'empêcher l'effet laser continu dans la cavité sans injection, c'est-à-dire en l'absence d'impulsion source provenant de l'oscillateur. Quand la cavité est injectée

et qu'elle fonctionne en mode d'amplification régénérative, le Q-switch permet de couper la cavité pour stocker à nouveau le gain dans le cristal de titane-saphir avant l'arrivée de l'impulsion suivante. Le cavity dumper permet de contrôler l'injection/éjection des impulsions de l'oscillateur femtoseconde dans la cavité régénérative. Ce cristal est monté sur une cale piezoélectrique permettant d'établir un système d'ondes acoustiques stationnaires dans le cristal. Celles-ci jouent alors le rôle d'un réseau d'indice permettant de dévier le faisceau dans l'ordre 1 (Bragg) quand une tension électrique radio-fréquence est appliquée, et ainsi d'injecter/éjecter le faisceau de la cavité. Le réglage du cavity dumper est très délicat car il perturbe l'alignement de la cavité. Par rapport à un contrôle d'injection/éjection du faisceau source dans la cavité régénérative par une rotation de polarisation couplée à une cellule de Pockels, ce système présente l'avantage d'offrir des cadences de commutation beaucoup plus élevées (jusqu'à 250 kHz) car la commutation acousto-optique est plus rapide qu'une commutation électrique (typiquement 1-10 kHz). De plus, la cadence est aisément variable par contrôle de la fréquence de la tension appliquée au cristal acousto-optique. En outre, ce système ne nécessite que de faibles tensions, contrairement aux cellules de Pockels.

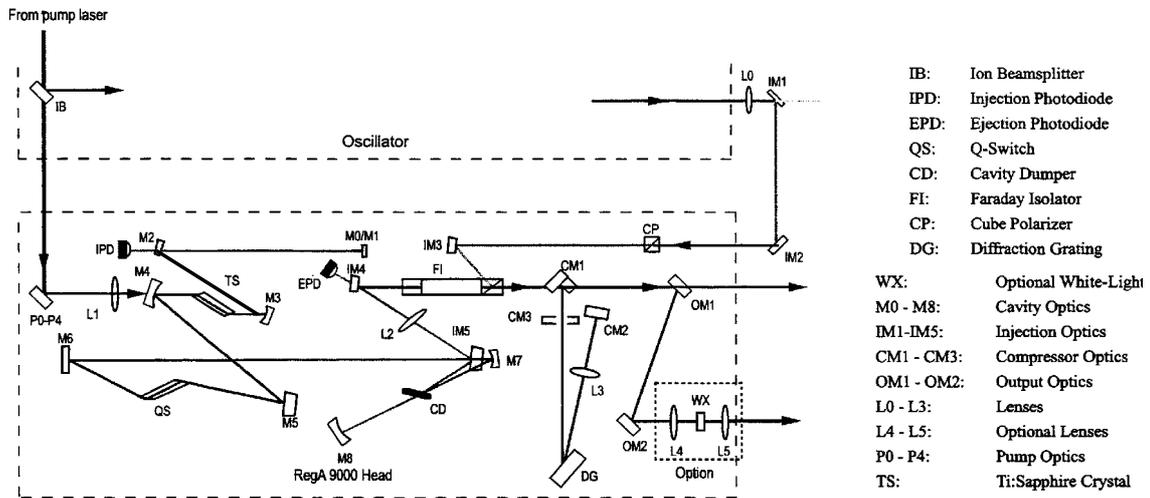


Figure 1.2 – Schéma du système RegA à amplification régénérative, d'après [6].

Le principe de fonctionnement de la cavité est illustré sur le diagramme de la figure 1.3. La ligne 1 présente le train d'impulsions de l'oscillateur, qui sert d'horloge pour la synchronisation du système. Un signal TTL (ligne 2) permet de contrôler la

mise en route du Q-switch et donc d'introduire des pertes qui évitent l'effet laser continu pour ne pas dépeupler le niveau excité du cristal de Ti:Sa. L'injection et l'éjection d'une impulsion dans la cavité régénérative est pilotée par le cavity dumper, lorsque le Q-switch est éteint (ligne 4). L'impulsion est alors amplifiée à chaque tour de cavité (ligne 5) jusqu'à son éjection, pour obtenir une impulsion d'énergie mille fois supérieure à l'impulsion initiale (ligne 6).

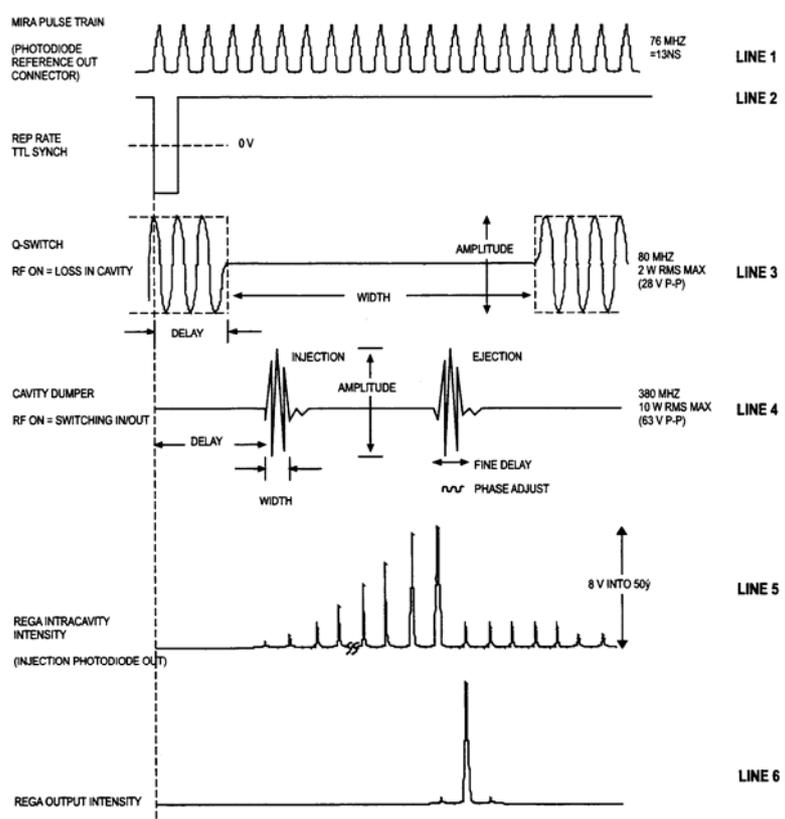


Figure 1.3 – Diagramme de fonctionnement de la cavité régénérative, d'après [6].

Après amplification de l'impulsion dans la cavité puis éjection par le cavity dumper, toutes les composantes spectrales de l'impulsion sont remises en phase grâce à un compresseur à architecture originale, composé d'un seul réseau et quatre passages (avec imagerie par une lentille) plutôt que deux réseaux et deux passages pour un compresseur classique. Ceci permet de gagner en compacité et en coût, et offre également la possibilité de compenser la dispersion du troisième ordre, mais les réglages sont alors plus délicats.

1.3 Performances

Les caractéristiques temporelles et spectrales du RegA sont données dans les figures 1.4 et 1.5. La durée d'impulsion est obtenue grâce à un autocorrélateur commercial, qui permet de mesurer la fonction d'autocorrélation du second ordre du champ électrique faisant intervenir $I(t) = |E(t)|^2$:

$$G_2(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t-\tau)dt \quad (1.1)$$

Cette autocorrélation en intensité est obtenue expérimentalement grâce à une configuration de doublage de fréquence avec accord de phase non colinéaire dans un cristal de KDP, l'intensité du faisceau à 2ω détecté sur une photodiode étant proportionnelle à l'intégrale du produit des deux champs décalés temporellement du délai τ . Disposant ainsi de la fonction $G_2(\tau)$, on doit alors faire une hypothèse concernant la forme temporelle de l'impulsion, qui est généralement une sécante hyperbolique carrée $\text{sech}^2(t) = 1/\cosh^2(t)$ pour les impulsions ultra-brèves. La largeur $\Delta\tau$ de la fonction d'autocorrélation est alors reliée à la durée d'impulsion Δt par : $\Delta\tau = 1.54 \times \Delta t$.

La durée d'impulsion Δt et la largeur spectrale $\Delta\nu$ sont reliées par l'inégalité :

$$\Delta\nu \cdot \Delta t \geq K \quad (1.2)$$

qui résulte de la relation de transformation de Fourier qui lie l'expression temporelle $E(t)$ du champ électrique à son expression $\tilde{E}(\nu)$ dans le domaine spectral. Le paramètre K dépend de la forme temporelle de l'impulsion, il vaut $K=0.315$ pour une impulsion sécante hyperbolique carrée.

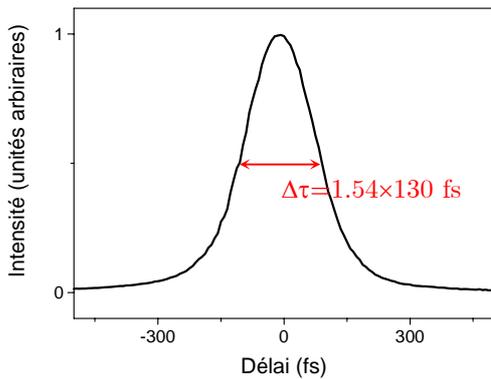


Figure 1.4 – Trace expérimentale d'autocorrélation du RegA, la durée d'impulsion est $\Delta t=130$ fs.

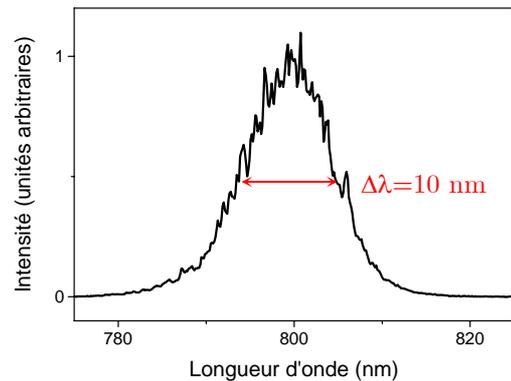


Figure 1.5 – Spectre expérimental du RegA, de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda=10$ nm.

La durée d'impulsion mesurée est $\Delta t=130$ fs, la largeur spectrale à mi-hauteur est $\Delta\lambda=10$ nm, conduisant à $\Delta\nu.\Delta t=0.61\approx 2K$. Les impulsions femtosecondes délivrées par le RegA sont donc 2 fois limités par transformation de Fourier, ce qui s'explique par le phénomène de rétrécissement spectral par le gain, typique des amplificateurs régénératifs.

Les caractéristiques du RegA, laser avec lequel nous avons réalisé toutes les expériences présentées dans ce manuscrit, sont récapitulées dans le tableau 1.1.

Longueur d'onde	800 nm
Durée d'impulsion	130 fs
Largeur spectrale	10 nm
$\Delta\nu.\Delta t$	0.61
Energie par impulsion	4 à 5 μJ
Cadence	10 à 250 kHz

Tableau 1.1 – Performances de la source laser femtoseconde RegA.

L'intérêt d'un tel système laser pour les applications visées provient principalement de sa cadence intermédiaire entre celle d'un oscillateur (typiquement 80 MHz) et celle d'un système amplifié classique (1 kHz), qui permet un gain de temps sans perte de qualité pour les applications d'interaction laser-matière.

1.4 Caractéristiques sensibles pour la mise en forme de faisceau

Les points délicats pour la mise en forme de faisceau résident à la fois dans les caractéristiques de phase et d'amplitude du faisceau incident.

Distorsions de phase

Les distorsions de phase constatées en sortie de chaîne laser peuvent se décomposer en deux contributions différentes. Tout d'abord, un problème de forte divergence du faisceau en sortie du laser, issu d'une courbure de phase relativement importante puisqu'elle correspond à un rayon de courbure d'environ 2,5 m. Comme un

télescope est requis directement en sortie du système laser afin d'ajuster la taille du faisceau sur le modulateur de phase, cette courbure de phase peut donc être annulée en dérégplant le télescope. Il faut cependant tenir compte de ce réglage lors du dimensionnement du télescope, car la taille du faisceau sur le modulateur de phase doit être précisément ajustée pour obtenir une mise en forme de qualité.

La deuxième cause de distorsion du front d'onde provient de la cavité régénérative, et résulte de causes multiples : défauts de surface des optiques, aberrations thermiques dans le barreau de Ti:Sa, aberrations introduites par les cristaux acousto-optiques, défauts d'alignement de la cavité ou du compresseur... Ces distorsions de surface d'onde exhibent une amplitude totale d'environ $\lambda/4$ avec un écart-type de $\lambda/15$. Ainsi, en plus de la modulation de phase nécessaire à la mise en forme de faisceau, nos expériences devront tenir compte des propres aberrations du laser et les corriger.

Distorsions d'amplitude

Le problème le plus gênant pour notre application de mise en forme de faisceau est la qualité spatiale du faisceau initial, c'est-à-dire en sortie de laser. Dans la chaîne d'amplification régénérative, le compresseur introduit une déformation importante du faisceau lorsqu'il est ajusté de manière à optimiser la puissance de sortie. Le faisceau incident pour nos expériences présente donc à la fois des aberrations de phase et d'amplitude. Ceci pose problème car si la modulation de phase spatiale permet de corriger ou de mettre en forme le faisceau dans un plan donné, elle ne procure pas de correction de l'amplitude dans le plan de modulation. En effet, quel que soit le plan considéré, un unique modulateur ne permet de jouer que sur l'un des deux paramètres. Un défaut d'amplitude par rapport à une distribution gaussienne parfaite induit donc un défaut de mise en forme. Un réglage adapté du compresseur est alors indispensable, au détriment de la puissance (perte de 1 μJ par impulsion) mais pas de la durée d'impulsion. La meilleure qualité de faisceau atteignable est représentée sur la figure 1.6, elle n'est malheureusement pas facilement reproductible quotidiennement.

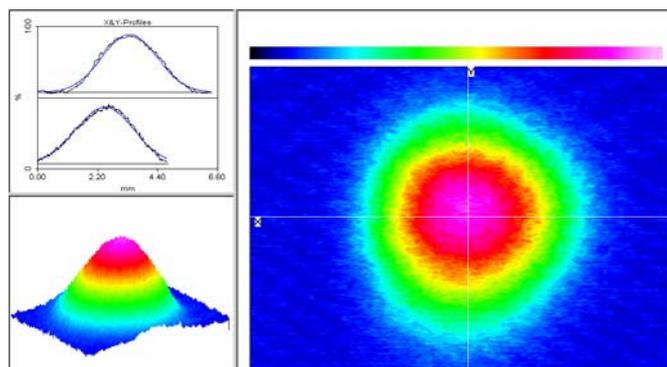


Figure 1.6 – Qualité spatiale de faisceau en sortie de chaîne laser, avec un réglage adapté.

En conclusion, le RegA est un système laser femtoseconde complexe, sensible, et à fiabilité assez limitée. Les fluctuations nécessitent une optimisation permanente pour obtenir les performances maximales, afin de bénéficier à la fois d'une puissance maximale et d'une qualité de faisceau relativement bonne. Néanmoins, une fois maîtrisé, ce système se révèle être un outil bien adapté aux applications de micro-usinage et de photoinscription.

Chapitre 2

Modulation dynamique de surface d'onde

2.1 Introduction

Parmi les techniques existantes pour structurer la répartition d'intensité d'un faisceau laser, le filtrage d'amplitude par projection de masques est la technique la plus simple, mais souffre de pertes par transmission très élevées [1]. La modulation de phase est donc une approche plus intéressante lorsque l'on cherche à conserver le maximum d'énergie pour des applications d'interaction laser-matière.

Une bonne qualité de mise en forme est atteignable par l'utilisation d'éléments optiques diffractants fixes. Cette technologie est aujourd'hui très bien maîtrisée et donne d'excellents résultats, par exemple pour la mise en forme de mode transverse intra-cavité [7, 8] ou extra-cavité [9]. Cependant, les inconvénients proviennent du coût et de la lourdeur du procédé de fabrication, mais surtout du fait qu'un composant ne délivre qu'une unique fonction de phase. Bien qu'ils donnent généralement de meilleurs résultats de mise en forme que les systèmes à modulation active (car ils sont développés et optimisés pour une application précise), ces systèmes passifs ne seront pas détaillés ici car notre objectif de mise en forme dynamique impose l'utilisation de systèmes à

modulation de phase active. De même, les systèmes ayant recours à des moyens non-linéaires comme les miroirs à conjugaison de phase [10] ne nous intéressent pas ici, car ils ne procurent pas de contrôle actif de la modulation de phase produite. Dans la perspective d'applications concernant l'interaction laser-matière avec un contrôle en temps réel de la forme du point focal, ce chapitre dresse donc un résumé bibliographique concernant la modulation dynamique de surface d'onde.

2.2 Techniques de modulation active du front d'onde

Une modulation active de surface d'onde, ou en d'autres termes un système d'optique adaptative, nécessite un composant capable de moduler la phase spatiale du champ optique complexe en temps réel, en réponse à un signal de contrôle électrique ou optique. Ces composants sont désignés par l'acronyme SLM (spatial light modulator). De nombreux systèmes ont été développés (pour une revue complète, voir par exemple [11]), nous nous focalisons ici sur quelques-uns des composants les plus importants : les miroirs déformables et les modulateurs à cristaux liquides.

2.2.1 Les miroirs déformables

Un miroir déformable est composé d'une surface réfléchissante, déformée de façon mécanique, piézoélectrique ou électrostatique. La surface réfléchissante peut être composée selon les cas soit d'un grand nombre de petits miroirs accolés, soit d'une fine membrane flexible.

La figure 2.1 présente le cas d'une déformation mécanique (configuration la plus simple) grâce à des actionneurs ou actuateurs placés sous la couche réfléchissante. De tels systèmes se retrouvent dans les dispositifs d'optique adaptative les plus anciens.

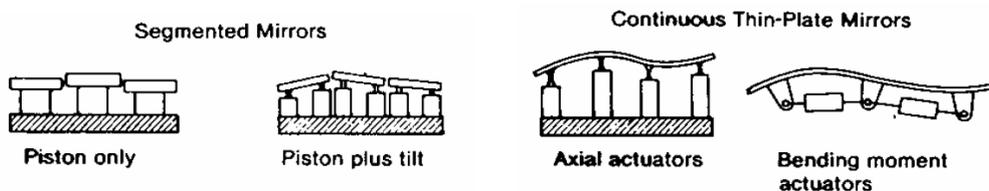


Figure 2.1 – Différents types de miroirs déformables à actionneurs mécaniques : miroirs segmentés ou membrane.

La surface réfléchissante peut également être déformée par effet piézoélectrique, selon deux voies différentes :

- miroirs à empilement piézoélectrique (effet piézoélectrique longitudinal) : la déformation de la surface est contrôlée par une matrice de pistons piézoélectriques qui poussent ou tirent localement la surface du miroir, par contraction ou dilatation de l'empilement de matériau piézoélectrique (figure 2.2).
- miroirs bimorphes (effet piézoélectrique transverse) : le miroir est constitué d'une mince plaque de verre réfléchissante derrière laquelle se trouvent deux plaques piézoélectriques comportant des électrodes. La polarisation inverse appliquée à ces deux plaques engendre une dilation locale pour l'une et une contraction locale pour l'autre, l'ensemble de ces deux actions résultant en l'apparition d'une courbure. La somme des courbures locales de chaque électrode définit alors la surface du miroir (figure 2.3).

La figure 2.4 présente des réalisations commerciales s'appuyant sur ces deux technologies*.

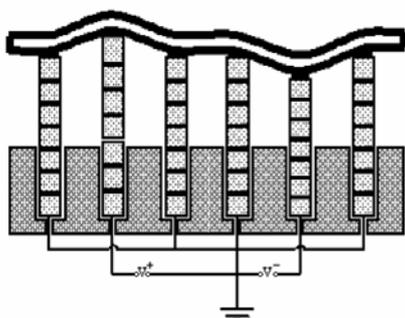


Figure 2.2 – Principe du miroir déformable à empilement piézoélectrique : des actionneurs piezo-électriques déforment la membrane réfléchissante.

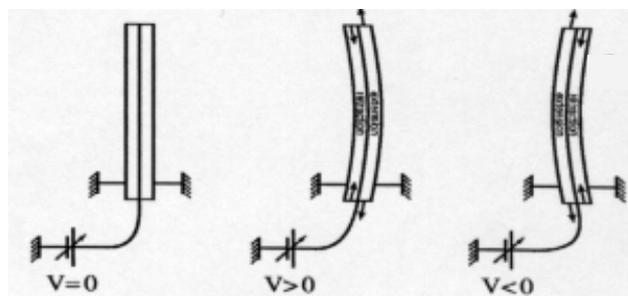


Figure 2.3 – Principe du miroir déformable bimorphe : application d'une contrainte d'extension-rétraction à deux plaques piézoélectriques pour obtenir la courbure désirée, de signe et d'amplitude contrôlés.

* De tels composants, permettant de compenser la turbulence atmosphérique, sont insérés dans les télescopes dernière génération comme le Very Large Telescope de l'European Southern Observatory (ESO) au sommet du Mont Paranal au Chili, qui a été équipé du système d'optique adaptative NAOS (Nasmyth Adaptive Optics System). Le miroir déformable utilisé (115 mm de diamètre) est contrôlé en 185 points (un point tous les 7 mm) par des actionneurs piézoélectriques qui abaissent ou soulèvent sa surface sur 10 μm de course. Les astronomes atteignent alors le pouvoir de résolution théorique du télescope dans l'infrarouge.

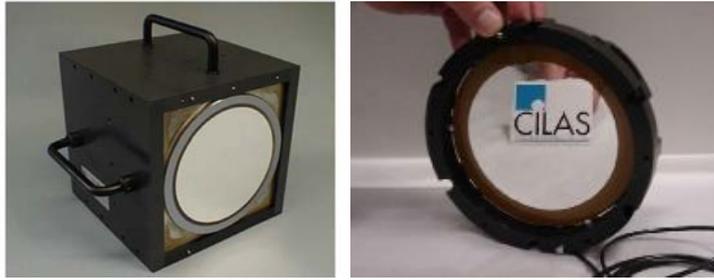


Figure 2.4 – Exemples de miroirs déformables : miroir à empilement piezoélectrique à 185 actionneurs (gauche) et miroir bimorphe à 60 électrodes (droite). Source : CILAS (France).

Une autre technique pour ajuster la déformation du miroir consiste à mettre à profit un effet électrostatique entre une membrane souple réfléchissante et des électrodes placés en-dessous, afin de contrôler la distance entre la membrane et les électrodes (figure 2.5) [12].

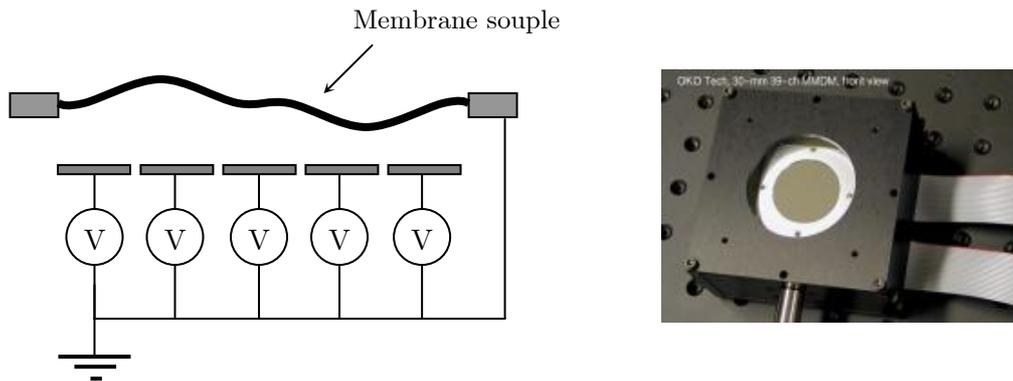


Figure 2.5 – Principe de la membrane déformable : contrôle de la force électrostatique entre la membrane et les électrodes grâce à la tension qui leur est appliquée. A droite : le produit commercial correspondant (société OKO, Japon).

Les principaux avantages des miroirs déformables sont une grande amplitude de modulation (une dizaine de microns), une grande taille (typiquement 10 cm de diamètre), une bonne tenue au flux et aucune dépendance par rapport à la longueur d'onde (car ils ne sont basés ni sur la diffraction ni sur la réfraction). En contrepartie, la résolution est limitée (de l'ordre du millimètre) et le coût élevé. Ces composants sont donc adaptés à une modulation de phase simple, c'est-à-dire des fonctions de phase à basse fréquence spatiale, par exemple les premiers polynômes de Zernike (tilt, défocalisation ou correction d'aberration sphérique), mais ne conviennent pas pour notre application de modulation fine de la surface d'onde d'un faisceau laser.

Enfin, bien que ce ne soit pas notre intérêt direct pour la modulation de front d'onde, notons que l'évolution naturelle de ces systèmes consiste à se tourner vers la micro-photonique qui pourrait concurrencer la micro-électronique grâce aux MOEMS (Micro-Opto-Mechanical Systems), dont des exemples sont reportés sur la figure 2.6. Ces composants ouvrent la voie vers la miniaturisation des systèmes, comportant une grande densité d'actionneurs pour des coûts réduits.

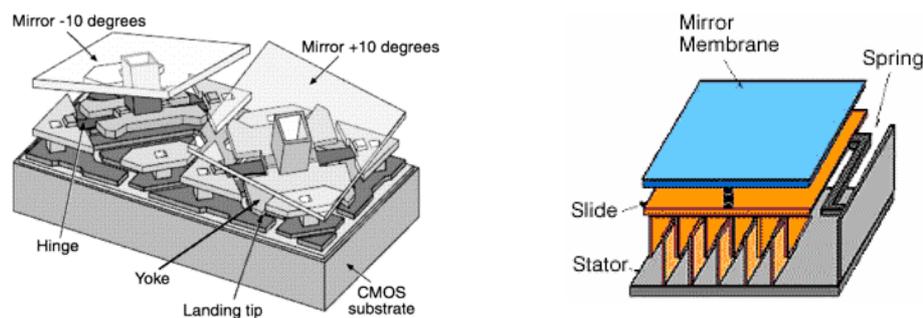


Figure 2.6 – Exemples de MOEMS. A gauche, matrice de micro-miroirs avec actuateurs (Texas Instruments). A droite, membrane déformable par effet électrostatique (MEMS Optical).

2.2.2 Les modulateurs à cristaux liquides

Les molécules d'un cristal liquide peuvent être représentées par un ellipsoïde allongé, ces molécules n'étant pas rigidement liées les unes aux autres. Elles peuvent donc tourner ou glisser sous l'effet d'une contrainte extérieure mécanique ou électrique, exhibant en cela des propriétés de liquide. Cependant, il existe des contraintes dans l'ordonnancement géométrique d'une assemblée de molécules, ce qui leur confère des propriétés normalement associées à un solide. La structure organisationnelle des molécules définit les différents types de cristaux liquides (nématiques, smectiques, cholestériques) ainsi que les propriétés physiques qui en découlent.

Nous nous intéressons ici aux cellules à cristaux liquides nématiques, composées de deux fenêtres transparentes entre lesquelles est placée la couche de cristaux liquides. Il est possible d'imposer une direction privilégiée d'orientation des molécules de cristal liquide selon la direction de polissage des fenêtres, l'ancrage des premières couches de molécules se faisant selon cette direction. On obtient ainsi des cellules à ancrage parallèle (les deux fenêtres sont polies selon la même direction) ou perpendiculaire (directions orthogonales). Dans ce dernier cas, les molécules de cristal liquide

s'orientent de façon hélicoïdale dans la cellule, on parle alors de cristal liquide nématique twisté.

Lorsqu'un champ électrique extérieur (tension) est appliqué, chaque molécule se comporte comme un dipôle électrique, et s'oriente donc selon la direction du champ électrique appliqué, changeant du même coup les propriétés optiques de la cellule. En effet, la forme allongée des molécules de cristal liquide leur confère des propriétés de biréfringence, c'est-à-dire que l'indice de réfraction varie entre l'indice ordinaire n_o et l'indice extraordinaire n_e en fonction de l'orientation des molécules par rapport à la direction de polarisation d'un faisceau optique incident. Une propriété très utile des cristaux liquides est leur grande biréfringence $\Delta n = n_e - n_o$, qui peut atteindre facilement 0.2. Cette propriété peut être mise à profit pour générer une modulation d'amplitude ou de phase. Pour une modulation d'amplitude, considérons un faisceau polarisé rectilignement traversant une cellule à cristaux liquides nématiques twistés. La polarisation incidente se décompose par projection sur chaque axe optique (ordinaire et extraordinaire), chaque composante va donc être déphasée différemment pour obtenir une onde à polarisation elliptique en sortie, l'amplitude du déphasage dépendant de la tension appliquée. En plaçant la cellule entre deux polariseurs croisés, on obtient alors une modulation d'intensité en sortie du dispositif. Pour générer une modulation de phase, on considère le cas d'une cellule à cristaux liquides nématiques non twistés. Une polarisation rectiligne parallèle à l'orientation des molécules de cristal liquide reste rectiligne, mais subit un déphasage exprimé par :

$$\varphi = \frac{2\pi(n_e - n_o)e}{\lambda} \quad (2.1)$$

où e est l'épaisseur de la couche de cristaux liquides et λ la longueur d'onde du faisceau incident. Ce déphasage dépend de l'amplitude de rotation des molécules, il est donc contrôlable par la tension appliquée. En appliquant une répartition contrôlée de tension $V(x,y)$ sur la surface du modulateur, il est ainsi possible d'induire une modulation spatiale de la phase $\varphi(x,y)$.

Ainsi, un SLM à cristaux liquides peut introduire une modulation d'amplitude pure, de phase pure, ou un couplage des deux. Le cas qui nous intéresse dans le cadre de ce travail est la modulation de phase pure.

Les SLM à cristaux liquides peuvent être classés selon deux catégories en fonction du type d'adressage : électrique ou optique. Un SLM à adressage électrique est composé de petites cellules de cristaux liquides (pixels), dont la tension est acheminée

par un réseau d’électrodes. Le facteur de remplissage de la surface active tombe alors à environ 90%, affectant la transmission (ou la réflexion) du composant. En outre, un tramage dû à la matrice d’électrode donne lieu à des effets de diffraction très dommageables pour la qualité de mise en forme, engendrant également des répliques de la forme souhaitée [13, 14]. Pour s’affranchir de cette limitation, des SLM à adressage optique ont été développés [15-18], ne comportant qu’une unique cellule de cristaux liquides accolée à un matériau photoconducteur, le tout étant placé entre deux électrodes transparentes. L’adressage optique consiste à éclairer le matériau photoconducteur avec une lumière modulée en intensité. Un nombre plus ou moins important de porteurs de charges est alors créé localement, ce qui revient à moduler spatialement le champ électrique de commande, engendrant ainsi une modulation spatiale de la phase. L’intérêt de l’adressage optique réside dans une réponse temporelle rapide, un facteur de remplissage de 100% et une meilleure tenue au flux que pour les SLM à adressage électrique.

Les inconvénients des SLM à cristaux liquides sont une amplitude de modulation limitée (pour un adressage correct, l’épaisseur de la couche de cristaux liquides ne doit pas excéder la vingtaine de microns, soit une différence de marche maximale de $\sim 4 \mu\text{m}$), une tenue au flux inférieure à celle des miroirs déformables (limitée par le seuil de dommages des électrodes utilisées), une taille maximale assez réduite (typiquement $20 \times 20 \text{ mm}^2$ pour une bonne uniformité de réponse en phase) et une dépendance du déphasage introduit avec la longueur d’onde du faisceau de lecture. En contrepartie, ils sont relativement bon marché, ne nécessitent que de faibles tensions de commande, et surtout présentent généralement une bonne résolution spatiale ($100 \mu\text{m}$ ou moins). C’est pourquoi ce type de SLM est bien adapté à la modulation précise de surface d’onde (mise en forme, correction d’aberrations d’ordre élevé).

La figure 2.7 présente deux exemples de SLM commerciaux, notamment le composant Hamamatsu, très récemment utilisé dans des domaines variés comme la structuration de faisceau [19], les pièges à atomes [20] ou la correction d’aberrations d’œil humain artificiel [21].



Figure 2.7 – Exemples de SLM commerciaux. A gauche : SLM pixellisé de la société *Holoeye GmbH*, à adressage électrique. A droite : SLM Hamamatsu X8267 non pixellisé à adressage optique.

2.3 La valve optique

Le SLM utilisé pour le travail présenté dans ce manuscrit est un modulateur à cristaux liquides à adressage optique. Ce composant, dénommé valve optique [15], est fabriqué par Thales Recherche et Technologie (TRT) et fait l'objet d'une présentation plus détaillée dans ce paragraphe. C'est ce modulateur de phase original (non commercialisé) qui est à l'origine d'un projet commun avec Thalès TRT pour ce travail de thèse, afin d'étudier les possibilités de mise en forme programmable d'un faisceau laser femtoseconde pour des applications directes d'interaction laser-matière.

2.3.1 Principe de fonctionnement

La valve optique est le composant central du système de mise en forme programmable de tache focale que nous avons développé. Son principe de fonctionnement, qui repose sur les propriétés de biréfringence des cristaux liquides exposées au paragraphe précédent, est détaillé sur la figure 2.8.

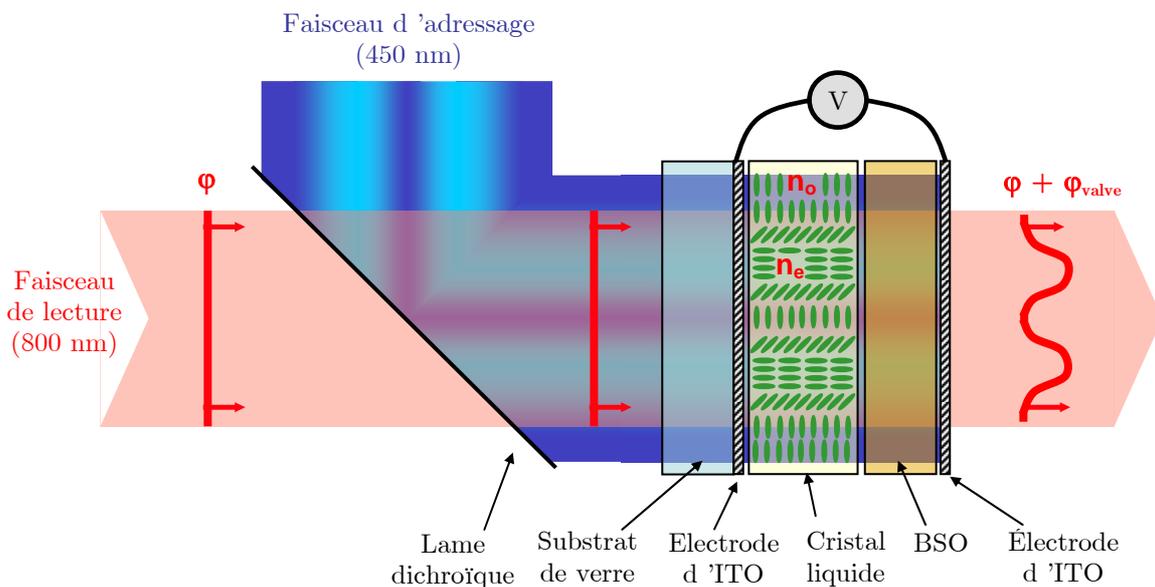


Figure 2.8 – Représentation du fonctionnement de la valve optique à cristaux liquides : une modulation d'intensité du faisceau d'adressage induit une modulation de phase du faisceau de lecture.

Cette valve optique est composée d'une mince couche de cristaux liquides nématiques non twistés et d'une couche de cristal photoconducteur composé d'oxyde de bismuth et de silicium $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ou BSO. Ces deux éléments sont insérés entre deux électrodes

transparentes d’oxyde d’étain et d’indium (ITO), entre lesquelles est appliquée une tension créneau. Le spectre d’absorption du BSO étant centré autour de 450 nm, il faut limiter le faisceau d’adressage aux longueurs d’ondes adéquates grâce à un filtre interférentiel. Comme expliqué au paragraphe précédent, la modulation de phase est contrôlée par la modulation d’intensité du faisceau d’adressage. Selon l’intensité locale d’éclairement du BSO, celui-ci va générer un nombre plus ou moins important de porteurs de charge, contribuant ainsi à moduler localement le champ électrique appliqué. Pour une faible intensité d’adressage, représentée en bleu foncé sur la figure, les molécules de cristal liquide se trouvent alors orientées verticalement, parallèlement à leur direction d’ancrage sur les faces de leur cellule. Un faisceau de lecture ($\lambda=800$ nm) traversant la valve optique subit alors le retard de chemin optique $\delta = n_o e$, où n_o est l’indice ordinaire correspondant à l’orientation verticale des molécules de cristal liquide. Pour une intensité d’adressage maximale (bleu clair), les molécules de cristal liquide tournent jusqu’à s’aligner horizontalement selon le champ électrostatique, direction correspondant à l’indice extraordinaire. Ainsi, selon l’intensité de la lumière d’adressage, les molécules se trouveront dans une orientation intermédiaire entre les positions verticale et horizontale, leur indice de réfraction étant alors compris entre n_o et n_e . Le front d’onde $\varphi(x,y)$ du faisceau de lecture (x et y définissant ici le plan perpendiculaire à la figure) se trouve ainsi modulé spatialement après traversée de la valve optique, devenant alors $\varphi(x,y) + \varphi_{valve}(x,y)$.

Une photographie de la valve optique (composant carré jaune) insérée dans le dispositif expérimental est présentée sur la figure 2.9.

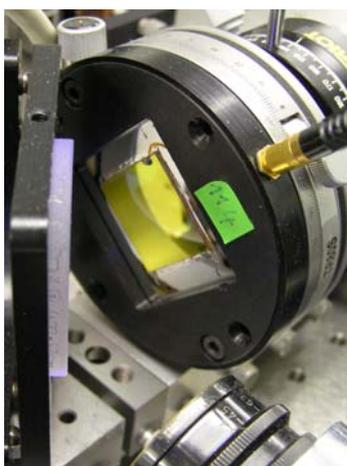


Figure 2.9 – Valve optique utilisée dans les expériences.

2.3.2 Caractéristiques de la valve optique

Les caractéristiques de la valve optique sont regroupées dans le tableau 2.1.

Taille de la valve	20×20 mm ²
Ouverture utile	10×10 mm ²
Biréfringence $\Delta n = n_e - n_o$	0.2 à 800 nm
Épaisseur de la couche de cristaux liquides	14 μm
Dynamique maximale mesurée	2.4 μm = 3λ soit 6π à 800 nm
Résolution spatiale	~ 100 μm
Pixellisation	Aucune
Adressage	Lumière bleue incohérente (450 nm, 10 mW)
Tension électrique	±15 V crête à crête à 15 Hz
Temps de réponse	~ 100 ms
Tenue au flux	~ 300 mJ/cm ² (impulsion ~ns à 1.06 μm)
Transmission à 800 nm (mesurée)	80 %
Faisceau de lecture	Laser femtoseconde à 800 nm
Polarisation du faisceau de lecture	Linéaire, parallèle à la direction d'ancrage des molécules de cristal liquide

Tableau 2.1 – Résumé des caractéristiques de la valve optique utilisée.

La valve présente une ouverture totale de 20×20 mm², qui doit être limitée à la zone centrale de 10×10 mm² pour un fonctionnement correct. Il serait possible de construire des composants plus grands (40×40 mm²), ce qui permettrait une meilleure résolution, mais la contrepartie serait une baisse d'homogénéité d'épaisseur de la couche de cristaux liquides et donc d'uniformité de la réponse en phase sur toute la surface de la valve. Concernant la dynamique, l'écart maximal de phase réalisable est de 2.4 μm, soit 3λ ou encore 6π à 800 nm. Cette valeur dépend de la biréfringence ($\Delta n_{max} = 0.2$) et de l'épaisseur de la couche de cristaux liquides (14 μm), qui est par ailleurs limitée par la difficulté de maintien d'une tension suffisante au centre de la valve. La résolution spatiale de cette valve optique est d'environ 100 μm, la limitation venant des propriétés solides des cristaux liquides : chaque molécule est plus ou moins liée aux autres

molécules environnantes ce qui implique que deux molécules voisines s’entraînent mutuellement, leur interdisant des orientations totalement opposées. En revanche, ce composant n’est pas pixellisé. L’adressage est réalisé par un faisceau de lumière bleue incohérente (450 nm) issue d’un vidéo-projecteur, dont l’intensité permet de contrôler la rotation des molécules de cristaux liquides lorsqu’elles sont soumises à une tension crête de ± 15 V à 15 Hz. Le temps de réponse est alors d’une centaine de millisecondes, compatible avec l’insertion de ce composant dans une boucle d’optique adaptative pour un contrôle en temps réel de la modulation de front d’onde. La tenue au flux n’est pas précisément connue, les données fournies par Thalès TRT mentionnent un seuil de dommage voisin de 300 mJ/cm^2 à $1.06 \text{ }\mu\text{m}$ pour des impulsions nanosecondes, limité par l’absorption des électrodes d’ITO. Cette valeur est bien supérieure à la fluence délivrée par notre système laser femtoseconde avec un faisceau étalé sur la valve ($\sim 6 \text{ }\mu\text{J/cm}^2$). La transmission mesurée à 800 nm est de 80%, sachant que les interfaces n’ont pas de traitement anti-reflet. La polarisation du faisceau de lecture doit être parallèle à la direction d’ancrage des molécules de cristal liquide sur les faces de la cellule. Pour éviter les effets d’auto-adressage de la valve optique, qui peuvent être provoqués par l’absorption du faisceau de lecture lui-même, la longueur d’onde de ce faisceau doit être la plus éloignée possible du maximum du spectre d’absorption du BSO. Cette courbe n’est pas connue avec précision, mais un fonctionnement correct est observé à partir de 650 nm.

2.3.3 Insertion dans le dispositif expérimental

Pour utiliser la valve optique comme un modulateur programmable de front d’onde, il est nécessaire de caractériser au préalable précisément les aberrations propres de ce composant. Un laser He-Ne filtré spatialement et recollimaté est par exemple une source adéquate pour réaliser cette mesure. Cependant, nous avons mesuré les distorsions de front d’onde introduites par la valve optique directement avec le faisceau femtoseconde comme faisceau de lecture, afin de tenir compte à la fois des aberrations du faisceau incident et de la réponse de la valve spécifique à ce faisceau (longueur d’onde et énergie données).

Lorsqu’elle est éteinte, la valve se comporte comme une simple lame de verre de bonne qualité, n’introduisant aucun défaut de front d’onde. Par contre, lorsqu’elle est adressée par une lumière uniforme sur toute sa surface, d’intensité correspondant au

milieu de sa dynamique, la valve introduit deux types d'aberrations. La première est une distorsion parabolique, correspondant à une focalisation (focale équivalente mesurée ~ 10 m). Il est donc aisé de compenser cette courbure de phase en ajustant le réglage d'un télescope placé en amont de la valve, de la même façon que pour la compensation de la divergence du laser. Une distorsion plus compliquée est également mesurée, d'amplitude pic-vallée $\sim \lambda/2$ (figure 2.10), qui inclut à la fois les non-uniformités de l'éclairage d'adressage, les aberrations propres de la valve (c'est-à-dire les non-uniformités spatiales de réponse en phase à un niveau de gris d'adressage donné), les aberrations du faisceau, ainsi que l'auto-adressage de la valve par le faisceau lui-même. En effet, la puissance du faisceau infrarouge étant bien supérieure à la puissance requise pour l'adressage, le BSO absorbe légèrement le faisceau à 800 nm bien qu'il se situe en queue de spectre d'absorption*.

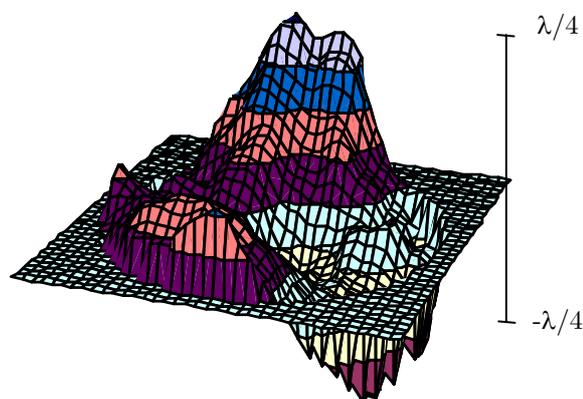


Figure 2.10 – Aberrations cumulées de la valve optique (hors courbure de phase) et du faisceau incident, mesurées à la sortie de la valve.

Pour s'affranchir de ce problème, on peut par exemple travailler à une cadence très faible (1 Hz) de façon à ce que la valve s'éteigne avant l'arrivée de l'impulsion suivante [22]. Ceci n'est évidemment pas envisageable dans notre cas car la cadence de travail est de 100 kHz. Un compromis a été trouvé en augmentant l'étalement spatial du faisceau de manière à diminuer la fluence reçue par la valve, les conséquences de l'auto-adressage peuvent alors être compensées par la boucle d'optique adaptative. Le système de correction de front d'onde corrige donc à la fois les aberrations du laser et de la valve optique (hormis la courbure de phase) ainsi que les non-uniformités éventuelles de la lumière d'adressage.

* Ce phénomène n'est pas observé avec l'oscillateur Vitesse, dont la fluence est 1000 fois plus faible.