

Correction de front d'onde

3.1 Introduction

Nous avons présenté au chapitre 2 les techniques les plus courantes de modulation dynamique de la phase spatiale. Avant de détailler le dispositif qui a été développé pour la correction de front d'onde de la source femtoseconde utilisée, commençons par évoquer certains résultats de la littérature consacrés à la correction des aberrations de telles sources à impulsions ultra-brèves.

Grâce aux propriétés de bonne tenue au flux des miroirs déformables (autorisées par un traitement diélectrique épais) et à leur amplitude de modulation élevée, ceux-ci sont utilisés principalement pour la correction d'aberrations de chaînes à très haute énergie mais de très faible cadence. Ainsi, une diminution de moitié des aberrations de la chaîne 10-TW du CUOS aux Etats-Unis délivrant des impulsions de 2.5 J, 400 fs à 1053 nm a par exemple été réalisée [23, 24]. De la même façon, des miroirs déformables sont également utilisés pour corriger les aberrations du système allemand ATLAS du

Max-Planck-Institut für Quantenoptik [25, 26], de la chaîne 1.5 PW du LLNL aux Etats-Unis [27], de la chaîne 100-TW du LULI en France [28, 29], ou encore de la chaîne 100-TW du LOA [30, 31]. Les dispositifs mis en place permettent d'atteindre des intensités crêtes élevées au point focal. Cependant, la qualité de correction de front d'onde est limitée par la faible résolution spatiale des miroirs déformables. Pour des applications mettant en jeu des sources moins intenses, l'utilisation de composants SLM s'avère être un moyen d'obtenir de meilleurs résultats de correction des aberrations, par exemple sur une chaîne laser basse cadence haute énergie [32]. Dans ce chapitre, nous détaillons le système d'optique adaptative qui a été mis en œuvre pour la correction de front d'onde de notre source laser femtoseconde haute cadence basse énergie, afin de disposer d'une phase quasi-plane pour les expériences de mise en forme de tache focale.

Le principe de cette expérience consiste à ajuster en temps réel la modulation de phase appliquée au faisceau par l'intermédiaire de la valve optique de façon à compenser les aberrations de phase présentes sur le faisceau incident. Comme dans toute boucle classique d'optique adaptative, une rétroaction sur le modulateur est mise en place après mesure de la phase et comparaison à la phase voulue* (figure 3.1).

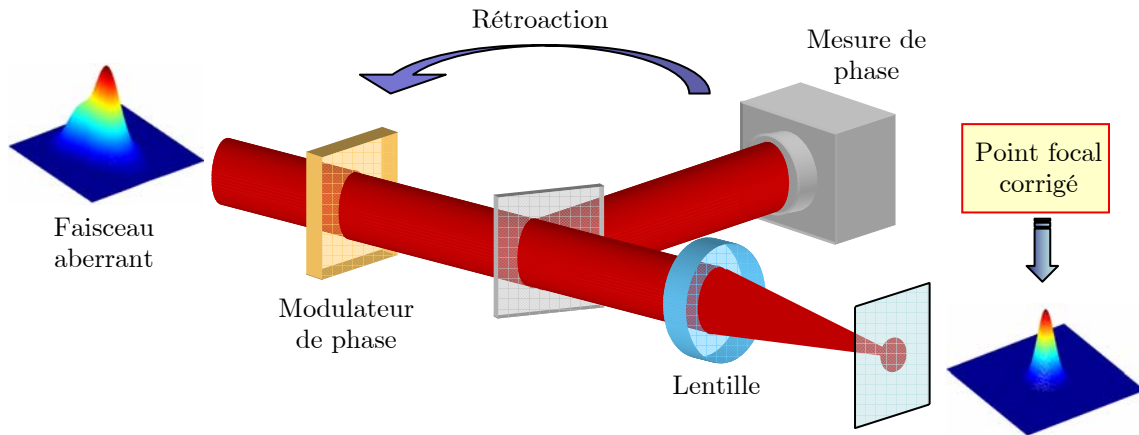


Figure 3.1 – Schéma de principe de correction de front d'onde.

* phase nulle ici.

3.2 Dispositif expérimental

La valve optique s'insère dans le dispositif expérimental selon le schéma de la figure 3.2 ci-dessous.

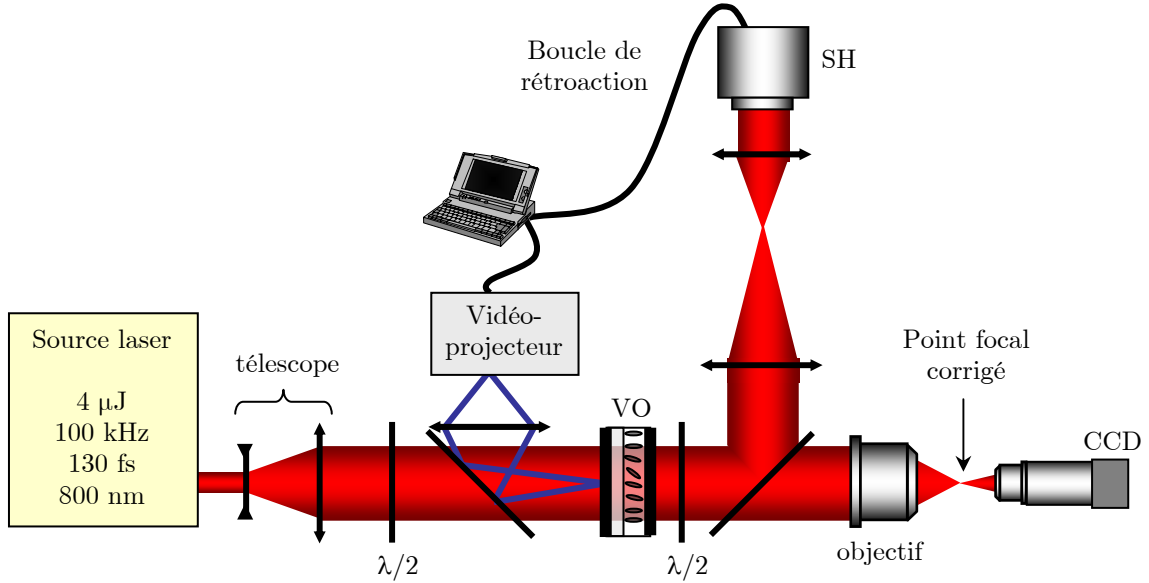


Figure 3.2 – Schéma du dispositif expérimental. Source laser : 4 μJ , 100 kHz, 130 fs, 800 nm. ; $\lambda/2$: lame demi-onde ; la valve optique (VO) est adressée par le faisceau d'un vidéoprojecteur devant lequel est placé un filtre bleu (non représenté) pour centrer le spectre d'émission autour de 450 nm ; la phase est mesurée par un Shack-Hartmann (SH) ; le faisceau est focalisé par un objectif $\times 20$, ON=0,3 ; le point focal est imagé sur une caméra CCD ; des densités neutres (non représentées) sont placées devant le vidéoprojecteur, le Shack-Hartmann et la caméra CCD pour ajuster les intensités des faisceaux, et un filtre infrarouge (non représenté) est placé après la lame de prélèvement pour couper la lumière bleue d'adressage.

La source laser délivre des impulsions de durée 130 fs et d'énergie 4 μJ à la cadence de 100 kHz. Le faisceau est élargi grâce à un télescope de façon à bénéficier de toute l'ouverture utile de la valve optique. Sur une pupille de diamètre 1 cm, on dispose ainsi d'environ 100×100 points d'adressage, définis par la résolution spatiale de la valve. La polarisation du faisceau (initialement verticale) est ajustée grâce à une lame demi-onde pour être parallèle à la direction des molécules de cristaux liquides, afin de bénéficier de la dynamique de phase maximale. L'adressage optique de la valve est réalisé par la lumière incohérente émise par la lampe d'un vidéo-projecteur, filtrée pour laisser passer uniquement la composante bleue, dans la plage spectrale d'adressage de la valve optique centrée sur $\lambda=450$ nm. Le contraste et la luminosité du vidéo-projecteur doivent également être précisément ajustés de façon à se positionner dans la zone où la phase $\Delta\phi$ induite par la valve optique est la plus sensible aux différences d'éclairement

de la lumière d'adressage et ainsi couvrir toute la dynamique de la valve. L'adressage est alors réalisé de façon très simple : il suffit d'afficher une carte de niveaux de gris sur l'écran de l'ordinateur de commande pour que celle-ci soit imagée sur la valve par l'intermédiaire d'un objectif photographique.

Lorsque le faisceau femtoseconde traverse la valve optique, sa phase se trouve modifiée. Une seconde lame demi-onde est placée juste après la valve pour établir une polarisation verticale, suivi d'une optique de focalisation de qualité, qui peut être un achromat ou un objectif de microscope selon la taille de point focal désirée. Pour ces expériences, nous avons utilisé un objectif $\times 20$, $ON=0,3$. Un système d'imagerie sur une caméra CCD permet de bénéficier d'un contrôle en temps réel du point focal.

Juste après la valve optique, une fraction du faisceau est prélevée grâce à une lame épaisse de facteur de réflexion 5% pour la polarisation verticale à 800 nm. Ce faisceau est dédié à la mesure du front d'onde : le plan de la valve optique est imagé sur la pupille d'entrée du senseur de phase grâce à un télescope de grandissement $1/2$. La phase mesurée correspond alors à la phase du faisceau directement en sortie de la valve. La mesure est réalisée grâce à un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartmann, dont le fonctionnement repose sur le principe illustré sur la figure 3.3

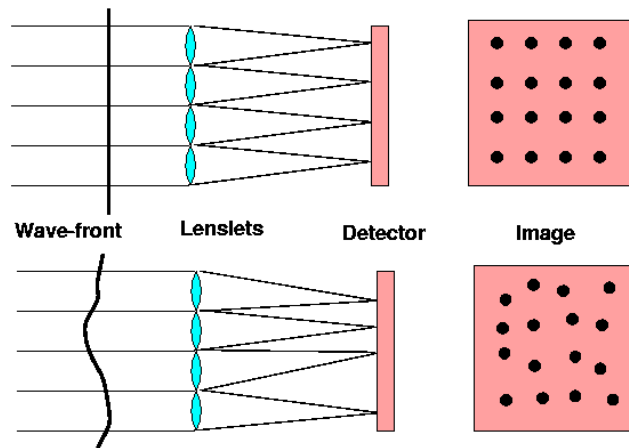


Figure 3.3 – Principe du Shack-Hartmann : la mesure du décalage de chacun des point focaux de la matrice de micro-lentilles par rapport à chaque foyer permet de calculer les pentes locales du front d'onde et ainsi de reconstruire la surface d'onde.

Le Shack-Hartmann dont nous disposons (modèle HASO de la société Imagine Optic) comporte une matrice de 32×32 micro-lentilles sur une pupille carrée de 5×5 mm². Le front d’onde incident est échantillonné en sous-pupilles de diamètre égal à celui des micro-lentilles (150 μ m). A chaque micro-lentille i est associé un foyer F'_i . Si la pente locale du front d’onde au niveau d’une sous-pupille i est non nulle, les rayons incidents sur la micro-lentille i focalisent en F''_i , foyer secondaire. La distance $F'_i F''_i$ est proportionnelle à la pente locale. On peut ainsi estimer toutes les pentes locales et reconstruire le front d’onde sur toute la pupille du senseur de phase. La résolution spatiale est fixée par la taille d’une micro-lentille, ce qui correspond à 300 μ m dans le plan de la valve optique. La résolution globale du système est donc limitée par celle du Shack-Hartmann, celle de la valve étant trois fois meilleure.

Une boucle d’optique adaptative impliquant la valve optique, le senseur de phase et un ordinateur est ensuite activée, de façon à piloter en temps réel l’information de phase transmise au faisceau incident par l’intermédiaire de la valve optique. Le paragraphe suivant détaille l’algorithme utilisé pour faire converger la phase du faisceau vers celle souhaitée.

3.3 La boucle d’optique adaptative

Cette boucle nécessite d’ajuster en temps réel le signal d’adressage de la valve optique en fonction de la phase mesurée par le HASO. Pour cela, des développements informatiques ont été menés sous Labview de façon à automatiser la procédure. L’annexe 1 détaille le fonctionnement de cette interface, à la fois pour la boucle d’optique adaptative qui nous intéresse ici, mais aussi pour la mise en forme de faisceau par modulation de phase présentée au chapitre 4.

La condition préalable à la mise en place d’une boucle d’optique adaptative est d’assurer l’exacte correspondance entre la pupille d’adressage (et donc la zone utile de la valve optique) et la pupille du HASO. Cet alignement est très délicat, il doit être réalisé de manière extrêmement précise sous peine de non-convergence de la boucle. Il est effectué en imposant une série de masques d’adressage bien spécifiques (mires, cercles...) de façon à ajuster au mieux la position et la taille de la fenêtre d’adressage. De même, l’imagerie du plan de la valve sur la pupille d’entrée du HASO nécessite la

même attention. L'expérience montre que la précision minimale requise pour ces réglages est de $60\text{ }\mu\text{m}$.

L'adressage se fait en imageant l'écran du PC sur la valve grâce à un vidéo-projecteur. La résolution de l'adressage est alors trois fois supérieure à celle de la valve optique puisque l'on dispose de 300×300 pixels d'adressage sur la zone utile de la valve. Ainsi, aucune pixellisation due à la matrice d'adressage n'est observée.

Pratiquement, après avoir compensé la courbure de phase de la valve optique en ajustant le réglage du télescope qui la précède, la procédure itérative utilisée est la suivante (voir figure 3.4) :

1. Adressage gris uniforme au milieu de la dynamique (niveau 128)
2. Mesure de la phase résultante au Shack-Hartmann
3. Comparaison : en fonction du signe de la différence entre la phase désirée et la phase mesurée, on augmente ou diminue le niveau de gris de 1 niveau pour chaque pixel
4. On recommence la procédure avec ce nouveau masque d'adressage, jusqu'à atteindre la valeur de consigne (choisie par l'utilisateur) qui détermine l'arrêt de la procédure.

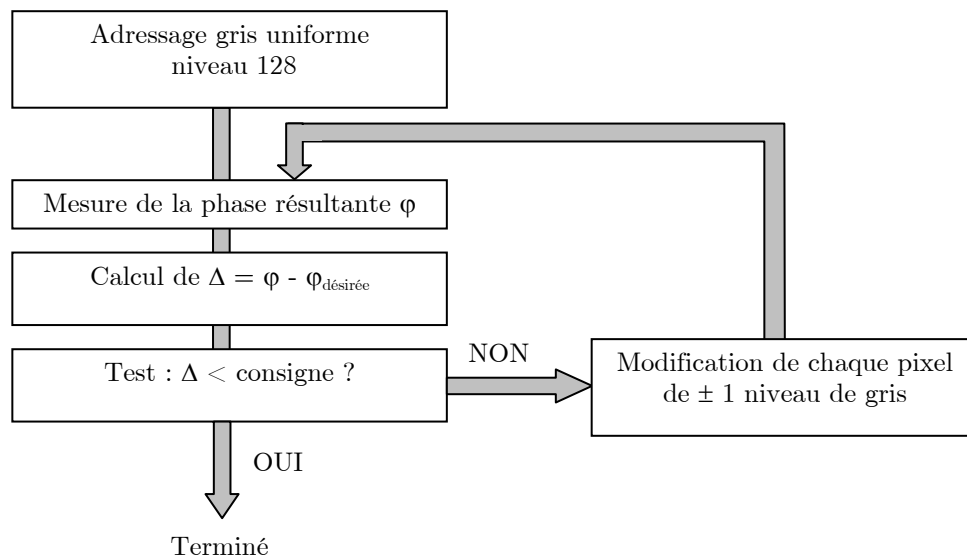


Figure 3.4 – Diagramme reflétant la procédure itérative de la boucle d'optique adaptative.

La mesure de phase réalisée à chaque itération est moyennée sur 2500 impulsions. En ajoutant le temps de traitement informatique, une itération s’effectue en une demi-seconde environ. Cette méthode est moins rapide que les boucles utilisées habituellement en optique adaptative, qui sont optimisées pour corriger les perturbations temporelles de l’atmosphère (100 Hz). Cependant, les fluctuations de phase de la source RegA étant très lentes, cet algorithme simple convient à notre expérience.

3.4 Résultats de correction de front d’onde

L’amplitude pic-vallée PV des distorsions de phase du faisceau incident après traversée de la valve optique atteint $PV = 370$ nm, correspondant à $\sim \lambda/2$ à 800 nm (figure 3.5.a), l’écart-type ou déviation rms étant alors $\sigma = 66$ nm $= \lambda/12$. Lorsqu’on lance l’algorithme adaptatif de correction de phase, on obtient rapidement un front d’onde uniforme, après une trentaine d’itérations [33] (figure 3.5.b). Les aberrations résiduelles mesurées sont alors $PV = 53$ nm $= \lambda/15$ sur la pupille de 1 cm de diamètre, avec une valeur rms de $\sigma = 8$ nm $= \lambda/100$.

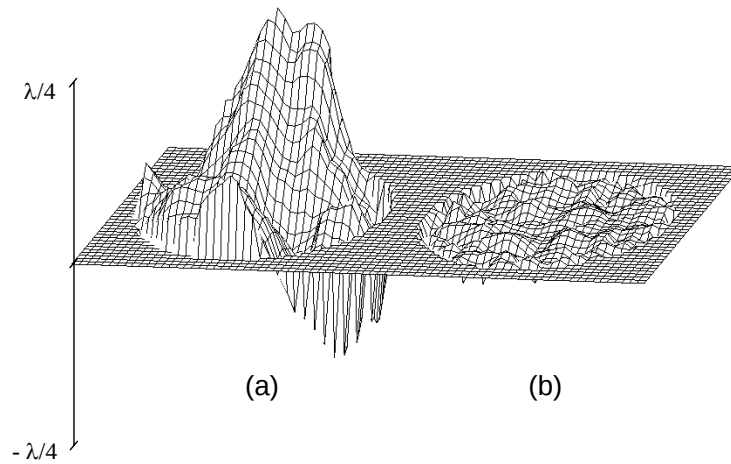


Figure 3.5 – Front d’onde de la chaîne femtoseconde amplifiée : (a) sans correction de front d’onde : $PV = \lambda/2$, $\sigma = \lambda/12$, (b) avec correction active de front d’onde : $PV = \lambda/15$, $\sigma = \lambda/100$.

La tache focale correspondante, est visualisée sur une caméra CCD, les résultats sont reportés sur la figure 3.6. La colonne de gauche correspond aux enregistrements de front d'onde aberrant et donc de tâche focale distordue, la colonne de droite présente les mêmes enregistrements après correction active de front d'onde par la valve optique. La même atténuation est appliquée au faisceau dans les deux cas. On note une nette amélioration de la forme de la tâche focale corrigée, qui présente une largeur totale à $1/e^2$ de $2.7 \mu\text{m}$, la largeur totale à mi-hauteur (FWHM) étant de $1.7 \mu\text{m}$. En outre, toute l'énergie du faisceau est alors concentrée dans la tache gaussienne, d'où une intensité crête supérieure.

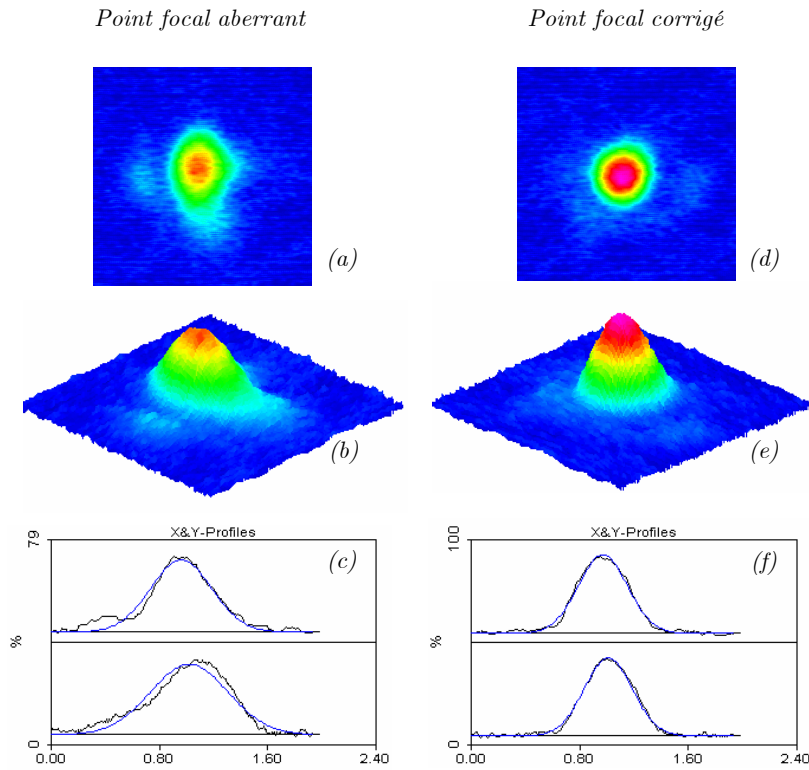


Figure 3.6 – Représentations 2D, 3D et coupes du point focal aberrant (a,b,c) et du point focal obtenu après correction de front d'onde (d,e,f). Les intensités relatives sont respectées. Les ajustements gaussiens sont tracés en bleu, les unités sont arbitraires (objectif de focalisation $\times 20$, $\text{ON}=0.3$).

Pour cette expérience, nous avons utilisé un objectif de microscope $\times 20$, $\text{ON}=0.3$, d'ouverture utile inférieure au diamètre du faisceau. La taille du point focal limité par diffraction atteignable avec cet objectif est donnée par le diamètre du premier anneau de la tache d'Airy : $2.44\lambda f/D$ avec D diamètre utile, ou encore

$2.44\lambda/2ON$. Comme il est plus parlant de caractériser la taille d’un faisceau par son diamètre à mi-hauteur (FWHM), on prend habituellement la moitié du diamètre du premier anneau [34], soit :

$$\text{Diamètre du point focal limité par diffraction} = 1.22 \frac{\lambda}{2ON} \quad (3.1)$$

L’application numérique donne $1.63 \mu\text{m}$ à comparer à $1.7 \mu\text{m}$ obtenu expérimentalement. Nous avons donc corrigé le faisceau de ses aberrations, de façon à atteindre la limite de diffraction.

Un paramètre caractéristique de la qualité de focalisation d’un faisceau laser est le rapport de Strehl, défini précisément dans l’annexe 2. Une expression simplifiée a été établie à partir du critère de Maréchal [34]:

$$R_s = 1 - \left(\frac{2\pi\sigma}{\lambda} \right)^2 \quad (3.2)$$

où σ désigne la valeur rms de la phase sur toute la pupille. La validité de cette approximation est assurée tant que le rapport de Strehl est supérieur à 80%, soit une valeur de σ inférieure à $\lambda/14$. Nos mesures se situent donc juste à la limite d’utilisation de cette expression. Nous obtenons $R_s = 0.73$ pour le faisceau aberrant et $R_s = 0.996$ après correction de front d’onde, ce qui confirme le fait que le faisceau corrigé est effectivement limité par diffraction.

Il est intéressant de souligner la bonne reproductibilité de la correction de front d’onde. Si les valeurs présentées ci-dessus sont les meilleures que nous ayons obtenues, une correction de phase à $PV=\lambda/10$ et $\sigma=\lambda/50$ est aisément atteignable en fonctionnement routinier, correspondant à un rapport de Strehl de 98.5%. En outre, cette boucle d’optique adaptative a été testée avec des aberrations initiales d’amplitude 2λ pic-vallée (ajoutées artificiellement au faisceau), et la même qualité de correction de phase a été obtenue. Ceci prouve que la qualité de correction est limitée par les fluctuations de phase du laser lui-même, qui sont effectivement mesurées aux mêmes valeurs. Ce résultat est également corroboré par les mêmes expériences menées avec l’oscillateur femtoseconde Vitesse [35, 36].

Dans un souci de comparaison à la littérature [25, 26, 37, 38], notons que les distorsions de phase incidentes relevées ici ne sont pas fortes. Nous partons donc d’un faisceau d’assez bonne qualité que nous transformons en faisceau limité par diffraction.

Cependant, ce qui peut sembler n'être qu'une nuance n'en est pas une, et prend toute son importance dans les applications de micro-usinage et de photoinscription présentées dans la seconde partie de ce manuscrit [33]. Notamment, concernant le micro-usinage, la forme et la taille du trou usiné est étroitement liée à la distribution d'intensité du faisceau. Nous verrons qu'une amélioration significative de la qualité d'usinage est apportée par la correction de front d'onde de grande qualité obtenue ici.

Chapitre 4

Mise en forme de tache focale

4.1 Introduction

Nous avons montré au chapitre précédent une correction de front d'onde de qualité permettant l'obtention d'un point focal limité par diffraction. Disposant ainsi d'une surface d'onde quasi-plane, l'étape suivante est donc naturellement la structuration contrôlée de la phase spatiale de manière à générer des formes de faisceau arbitraires. L'utilisation d'un composant adaptatif comme la valve optique confère à l'utilisateur la possibilité de piloter de manière programmable le motif créé, moyennant le calcul de la modulation de phase adéquate.

Il est également possible de réaliser une mise en forme active de tache focale avec un miroir déformable. Ceci a notamment été démontré sur des lasers continus [39], et très récemment au LOA sur une chaîne laser femtoseconde 100 TW pour produire un mode en anneau [40]. Cependant, la résolution spatiale limitée des miroirs n'autorise pas la génération de fonctions de phase comportant des fréquences spatiales élevées, la qualité du résultat de mise en forme reste donc limitée. Concernant les applications de mise en forme avec un SLM non pixellisé, la valve optique a déjà démontré son

efficacité pour une mise en forme temporelle [41], un contrôle de mode intracavité sur laser YAG [42], une mise en forme longitudinale de tache focale sur la chaîne femtoseconde 100 TW du LULI [43]. Nous nous proposons dans ce chapitre de tirer profit de ce composant pour réaliser une expérience originale de mise en forme programmable de tache focale sur une chaîne femtoseconde haute cadence.

Ce chapitre est donc consacré au problème de la mise en forme spatiale du faisceau dans le plan focal d’une lentille, schématisé sur la figure 4.1. Il s’articule autour de trois parties. La première traite de la méthode de calcul de la modulation de phase requise pour l’obtention d’un profil d’intensité donné. On s’attache ensuite à la description du dispositif expérimental avant de présenter et d’analyser les résultats obtenus.

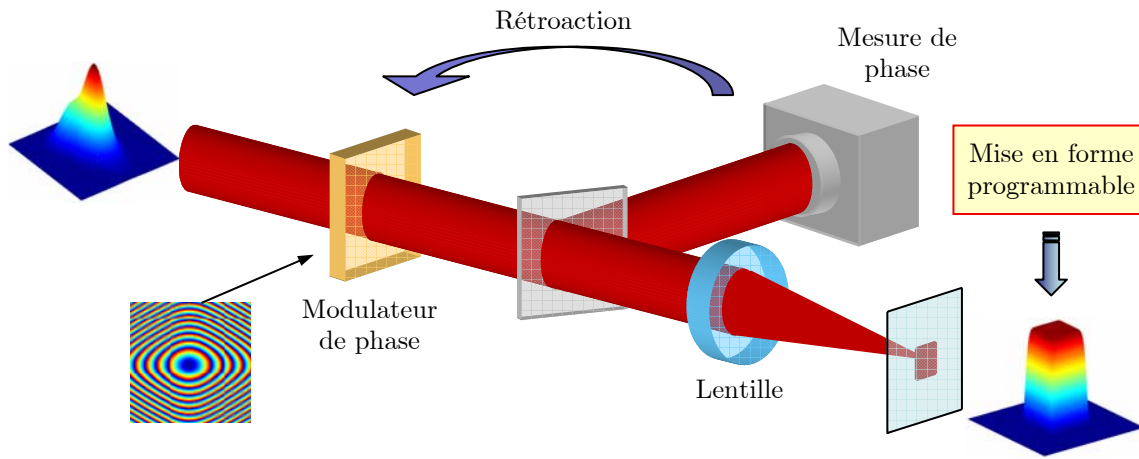


Figure 4.1 – Schéma de principe pour la mise en forme spatiale programmable de tache focale par modulation de la phase spatiale : en imposant la phase appropriée au faisceau initial, on contrôle la distribution d’intensité du faisceau dans le plan focal.

4.2 Calcul de la modulation de phase

Dans l’expérience d’optique adaptative présentée au chapitre précédent, la correction de front d’onde n’implique pas un calcul préalable de la modulation de phase à appliquer. Celle-ci est déterminée en temps réel de manière itérative grâce à une boucle de rétroaction. Par contre, si l’on veut réaliser une structuration du front d’onde et non plus uniquement une correction, il faut calculer préalablement la lame de phase qui donnera la mise en forme voulue, qu’il faudra ajouter à l’information de correction de front d’onde. Autrement dit, connaissant les répartitions transverses initiales de

phase et d'intensité du faisceau incident, il faut calculer l'élément de phase approprié pour transformer le faisceau initial en un faisceau de forme et de répartition spatiale d'intensité arbitraires.

Plusieurs options s'offrent à nous pour mener ce calcul. On pourrait par exemple calculer la modulation de phase sur des niveaux discrets de phase, par exemple des fractions de π , comme cela se fait couramment lors du calcul d'éléments optiques diffractants [44]. Cette technique a déjà fait preuve de sa grande efficacité. Toutefois, une telle modulation de phase spatialement discontinue est source de pertes d'énergie supplémentaires, notamment avec l'apparition possible d'autres ordres de diffraction. On préfère donc mettre en œuvre une méthode de calcul délivrant des lames de phase continues, qui sont bien adaptées à leur retranscription par un composant tel que la valve optique.

4.2.1 Algorithme utilisé

Le problème est de calculer la lame de phase permettant de passer d'une répartition d'intensité du faisceau initial dans un plan P_1 définie par :

$$I_1 \propto |A(X, Y, z_1)e^{i\varphi(X, Y, z_1)}|^2 \quad (4.1)$$

à une répartition d'intensité donnée dans un plan P_2 , définie par :

$$I_2 \propto |B(x, y, z_2)e^{i\psi(x, y, z_2)}|^2 \quad (4.2)$$

Le système est schématisé sur la figure 4.2 : l'opérateur de passage entre les plans P_1 et P_2 est noté $\wp$, les dépendances en X, Y, x, y, z_1, z_2 sont supprimées des notations pour plus de clarté.

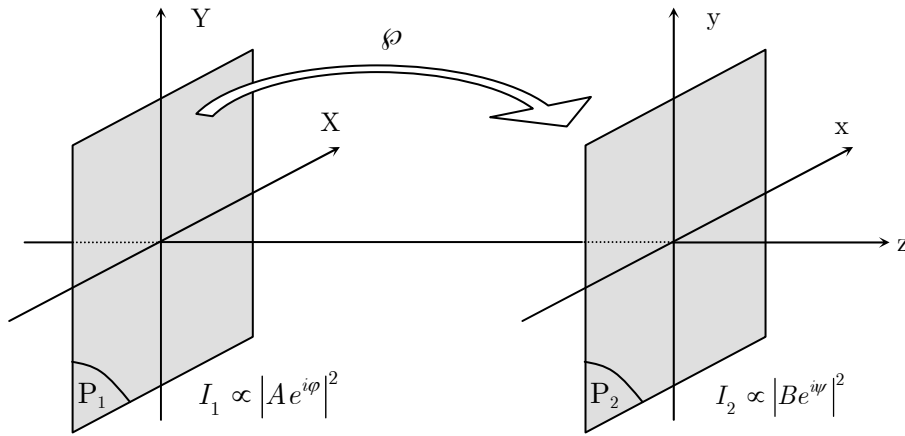
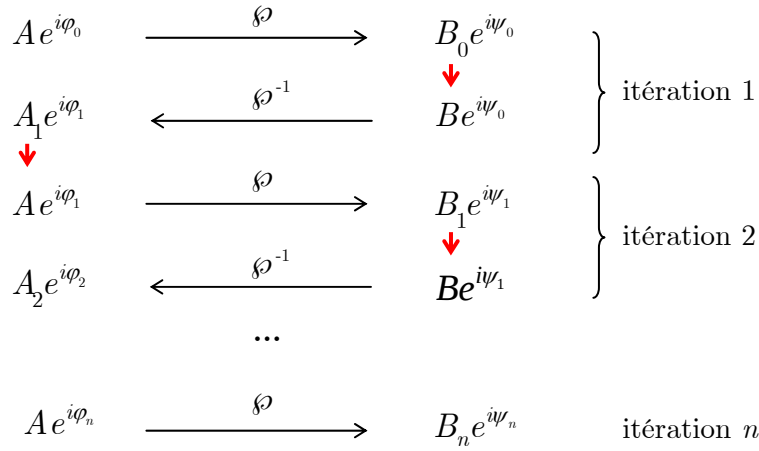


Figure 4.2 – Principe du calcul : transformer $I_1 \propto |Ae^{i\varphi}|^2$ dans P_1 en $I_2 \propto |Be^{i\psi}|^2$ dans P_2 en imposant la distribution de phase φ dans P_1 .

Les contraintes sont d'une part la répartition d'amplitude initiale du faisceau A dans le plan P_1 , et d'autre part la répartition d'amplitude désirée B dans le plan P_2 . L'objectif est de calculer la phase φ qu'il faut appliquer à l'amplitude A pour la transformer en B . Afin d'assurer l'existence d'une solution, la phase ψ dans le plan P_2 est laissée en paramètre libre, car ce qui nous intéresse dans le plan P_2 est uniquement l'intensité. Il n'existe pas de solution analytique à ce problème, on utilise donc un calcul numérique itératif, basé sur la méthode de Gerchberg et Saxton [45, 46] dont le principe est schématisé ci-dessous.



On part d'une amplitude complexe initiale $A e^{i\varphi_0}$ dans le plan P_1 , définie à partir d'une amplitude connue A (celle du faisceau incident) et une phase arbitraire φ_0 . Lors de la première itération, on calcule l'amplitude complexe qui résulte de la propagation $\wp$ jusqu'au plan P_2 pour obtenir $B_0 e^{i\psi_0}$. On définit alors une nouvelle amplitude complexe en remplaçant l'amplitude calculée B_0 du champ par l'amplitude désirée B . Puis, par propagation inverse $\wp^{-1}$, on calcule l'amplitude complexe résultante $A_1 e^{i\varphi_1}$ dans le plan P_1 , on remplace A_1 par l'amplitude initiale A et on termine ainsi la première itération. Au bout d'un certain nombre n d'itérations, l'algorithme converge vers le résultat souhaité, à savoir :

- $A e^{i\varphi_n}$ dans le plan P_1 . L'amplitude A est bien l'amplitude initiale de notre faisceau, la phase φ_0 a été transformée en φ_n qui est la phase à appliquer pour obtenir la répartition d'amplitude B souhaitée dans le plan P_2 .
- $B_n e^{i\psi_n}$ dans le plan P_2 . L'amplitude B_n est très proche de l'amplitude B demandée, la phase ψ_n ne nous intéresse pas.

Nous discuterons de la convergence de cet algorithme un peu plus loin.

4.2.2 Opérateur de passage

L'opérateur de passage $\wp$ entre les plans initial P_1 et final P_2 est étroitement lié à la configuration expérimentale. Dans le cas qui nous intéresse ici, c'est-à-dire la mise en forme au point focal d'une lentille, l'opérateur $\wp$ est donc défini comme suit :

$\wp$ = passage à travers une lentille et propagation sur sa distance focale f .

Dans cette configuration, et d'après les résultats des calculs d'optique de Fourier rappelés en annexe 3, il existe une relation de transformation de Fourier entre les champs électromagnétiques complexes dans les plans P_1 (plan de la lame de phase) et P_2 (plan de Fourier), qui peut s'écrire :

$$B(x, y, z_2)e^{i\varphi(x, y, z_2)} = \frac{1}{i\lambda f} \text{TF}_{\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right)} \left[A(X, Y, z_1)e^{i\varphi(X, Y, z_1)} \right] \quad (4.3)$$

soit en intensité :

$$I_2 \propto \left| B(x, y, z_2)e^{i\varphi(x, y, z_2)} \right|^2 \propto \frac{1}{\lambda^2 f^2} \left| \text{TF}_{\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right)} \left[A(X, Y, z_1)e^{i\varphi(X, Y, z_1)} \right] \right|^2 \quad (4.4)$$

où I_2 est la distribution d'intensité dans le plan P_2 , $A(X, Y, z_1)$ et $\varphi(X, Y, z_1)$ étant les répartitions d'amplitude et de phase dans le plan P_1 . Cette transformation de Fourier est évaluée aux fréquences spatiales $f_x = \frac{x}{\lambda f}$ et $f_y = \frac{y}{\lambda f}$. L'opérateur $\wp$ est alors une simple transformation de Fourier TF ($\wp^{-1}$ est donc une TF inverse). Ainsi, les deux plans considérés P_1 et P_2 correspondent au champ proche et champ lointain. De la même manière qu'un faisceau est complètement caractérisé par son amplitude et sa phase dans un plan donné*, il est également complètement caractérisé par la connaissance de deux des quatre paramètres que constituent la phase et l'amplitude en champ proche et en champ lointain. Lors de l'algorithme, nous imposons les amplitudes en champ proche et en champ lointain, nous obtenons donc les phases correspondantes dans ces deux plans, notamment la phase $\varphi(X, Y, z_1)$ qui nous intéresse. Puis, lors de l'expérience, on impose l'amplitude et la phase en champ proche, ce qui donne accès au contrôle de l'amplitude en champ lointain.

* c'est-à-dire qu'on peut alors calculer son amplitude et sa phase dans n'importe quel plan par propagation

Remarquons que le fait que l'opérateur $\wp$ soit une simple transformation de Fourier présente un intérêt non négligeable pour les problèmes numériques de programmation de l'algorithme. En effet, cela permet l'économie d'un calcul séparé des opérateurs de propagation et de passage à travers une lentille. Notamment, la propagation peut se programmer de deux façons :

- soit par convolution par la fonction de transfert de propagation en espace libre, les calculs numériques de convolution se conduisant avec des transformations de Fourier
- soit par passage dans l'espace fréquentiel (TF) puis multiplication par la fonction de transfert de propagation dans l'espace fréquentiel puis retour dans l'espace direct (TF⁻¹).

Chacune des options nécessite plusieurs opérations de transformation de Fourier. Sachant que l'opérateur $\wp$ correspond à une seule itération de l'algorithme, l'intérêt en termes de rapidité de calcul est appréciable.

4.2.3 Définition des paramètres de l'algorithme

4.2.3.1 Forme des motifs

Pour le micro-usinage ou la photoinscription par laser femtoseconde, il est primordial de contrôler avec précision les dimensions et la forme du faisceau au point focal de la lentille, c'est-à-dire dans le plan de Fourier. Ces applications nécessitent le plus souvent des faisceaux dits "top-hat" ou "flat-top" (en français : hauts-de-forme), c'est-à-dire présentant une surface d'intensité constante, définie par des bords raides (figure 4.3). Pour décrire ce type de formes, nous adoptons les expressions mathématiques de fonctions hypergaussiennes d'ordre n , définies par :

$$A(r) = A_0 \exp\left(-\left(\frac{r}{w}\right)^{2n}\right) \quad \text{section ronde} \quad (4.5)$$

$$A(x, y) = A_0 \exp\left(-\frac{x^{2n} + y^{2n}}{w^{2n}}\right) \quad \text{section carrée} \quad (4.6)$$

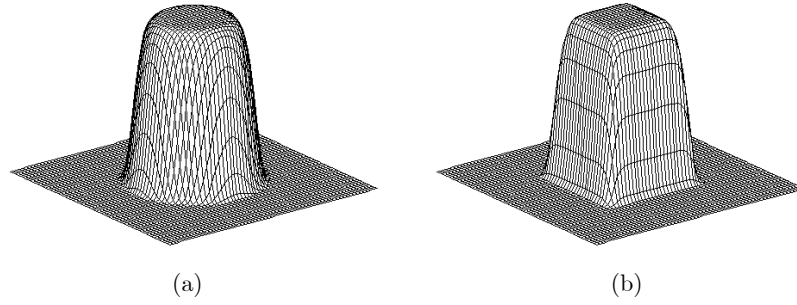


Figure 4.3 – Représentations de faisceaux hypergaussiens d'ordre 10 à section ronde (a) et carrée (b).

La taille d'un faisceau, qu'il soit gaussien, hypergaussien ou de toute autre forme, sera caractérisée par sa demi-largeur w (waist), dont la définition rigoureuse rappelée dans l'annexe 4 est basée sur le calcul du moment d'ordre deux du champ électromagnétique. Ainsi, la formule de propagation des faisceaux gaussiens peut être utilisée pour une forme quelconque de faisceau, même non gaussien [47].

4.2.3.2 Taille de la tâche focale

Afin d'obtenir un motif de taille contrôlée dans le plan de Fourier de la lentille, il faut introduire et relier entre elles les variables définissant les dimensions du faisceau en champ proche et en champ lointain (figure 4.4).

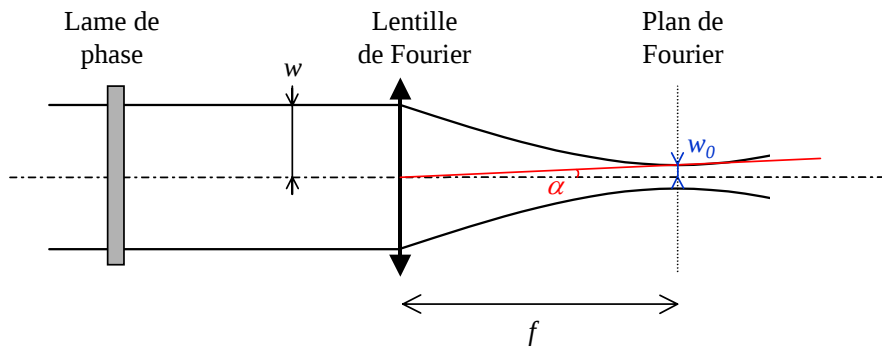


Figure 4.4 – Schéma expérimental introduisant les paramètres de taille des faisceaux en champ proche (w) et en champ lointain (w_0 ou α).

La formule de propagation des faisceaux gaussiens s'écrit (voir annexe 4) :

$$w^2 = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda f}{\pi w_0^2} \right)^2 \right] \quad (4.7)$$

w et w_0 étant les demi-largeurs du faisceau respectivement avant la lentille et dans le plan de Fourier, f la focale de la lentille. Dans les conditions expérimentales ($\lambda=800$ nm, $w_0 \sim$ quelques dizaines de microns) et pour des focales supérieures au centimètre, on peut négliger dans l'expression (4.7) le "1" devant le deuxième terme du crochet, pour obtenir alors :

$$w_0 = \frac{\lambda f}{\pi w} \quad (4.8)$$

La variable conjuguée de la distance dans le plan d'entrée (champ proche) est l'angle dans le plan de sortie (champ lointain, ou plan focal image). On définit donc l'angle α , qui caractérise la taille du faisceau dans le plan de Fourier, par :

$$\alpha = \frac{w_0}{f} = \frac{\lambda}{\pi w} \quad (4.9)$$

Le plan de Fourier est ainsi gradué en angle plutôt qu'en fréquence spatiale. L'algorithme délivre la carte de phase permettant d'obtenir un motif donné de taille angulaire α . Suivant les dimensions de tache focale voulues, il suffit d'ajuster la focale de la lentille utilisée pour contrôler la taille w' du motif obtenu, donnée par le produit $w' = \alpha f$, avec w' supérieur à la taille limitée par diffraction w_0 .

Les valeurs possibles pour α sont doublement limitées, d'une part par une raison numérique (la valeur demandée ne doit pas excéder le nombre de pixels de la fenêtre de calcul), et d'autre part par une raison physique (la taille du motif est forcément supérieure à la limite de diffraction). Les calculs de l'annexe 5 permettent donc d'écrire la double inégalité suivante :

$$\alpha_{diff} \leq \alpha \leq \alpha_N \quad (4.10)$$

avec $\alpha_{diff} = \frac{\lambda}{\pi w}$ et $\alpha_N = \frac{\lambda N}{2X}$ où N désigne le nombre pixels et X la taille de la fenêtre de calcul.

4.2.4 Convergence de l'algorithme

4.2.4.1 Critère d'erreur

Du point de vue de la programmation, la convergence de l'algorithme s'estime par un critère d'erreur caractérisant l'écart entre l'intensité de référence demandée $I^{ref} \propto |B|^2$ et l'intensité obtenue après convergence de l'algorithme $I \propto |B_n|^2$. Ce critère estime l'erreur au sens des moindres carrés, c'est-à-dire qu'il est basé sur la définition du χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{(I_{i,j} - I_{i,j}^{ref})^2}{I_{i,j}^{ref}} \quad (4.11)$$

La double somme est réalisée selon les indices i et j , où le couple (i,j) représente le pixel courant dans la matrice carrée de $N \times N$ pixels décrivant la répartition d'intensité considérée. Tel qu'il est défini, ce critère présente deux inconvénients : d'une part il n'est pas utilisable dans le cas d'une matrice contenant des valeurs nulles, d'autre part χ^2 a la dimension d'une intensité. Pour obtenir un paramètre adimensionné utilisable dans notre cas, nous prenons comme critère d'erreur :

$$err = \frac{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (I_{i,j} - I_{i,j}^{ref})^2}{\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (I_{i,j}^{ref})^2} \quad (4.12)$$

Cette expression donne les valeurs : $\begin{cases} 0 & \text{en cas d'égalité des matrices } I \text{ et } I^{ref} \\ 1 & \text{si la matrice } I \text{ est nulle} \end{cases}$

Une erreur supérieure à 1 peut également être obtenue. Dans ce cas, l'image obtenue I est très différente de l'image I^{ref} désirée. Ce critère sera utilisé par la suite pour tous les calculs d'erreurs, sauf mention contraire explicite.

4.2.4.2 Sensibilité de l'algorithme

Pour obtenir la convergence de l'algorithme, le choix de la carte de phase initiale $\varphi_0(x, y)$ lors de la première itération peut être déterminant. A priori, celle-ci peut être nulle, aléatoire, ou mieux, de même forme que la phase voulue, à condition bien sûr d'avoir une idée du résultat attendu. L'algorithme convergera alors d'autant plus rapidement si on l'aide à partir dans la bonne direction. Etant donné que le faisceau initial est à symétrie de révolution, il doit en être de même pour la carte de phase initiale. De plus, pour changer la taille d'un faisceau, il faut nécessairement une composante de focalisation, d'où l'idée de choisir une phase initiale convergente ou divergente (figure 4.5). L'amplitude initiale A du faisceau est donc multipliée par $\exp(-i\pi r^2/\lambda f)$, r étant la distance par rapport au centre de la carte de phase, f la focale de la pseudo-lentille correspondant à cette focalisation. Selon son signe, la phase induira une convergence ($f > 0$) ou une divergence ($f < 0$) du faisceau initial.

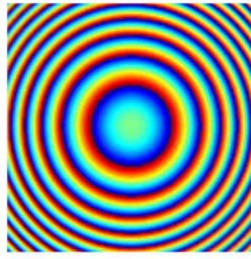


Figure 4.5 – Exemple de carte de phase correspondant à une focalisation du faisceau. La phase est repliée sur une dynamique de 2π , avec des sauts de phase lors du passage brutal du bleu au rouge.

4.2.5 Résultats numériques

Ce paragraphe présente un exemple typique de résultat numérique obtenu avec l'algorithme qui a été développé. La figure 4.6 présente le cas d'une transformation d'un faisceau initialement gaussien en un faisceau hypergaussien d'ordre 10 à section circulaire (top-hat). Les deux premières lignes représentent les intensités des faisceaux : le faisceau initial gaussien de rayon 3 mm (a,b), le faisceau obtenu après convergence de l'algorithme (d,e) qui doit être comparé au faisceau hypergaussien théorique d'ordre 10 demandé (g,h), de rayon 3.2×10^{-3} rad.

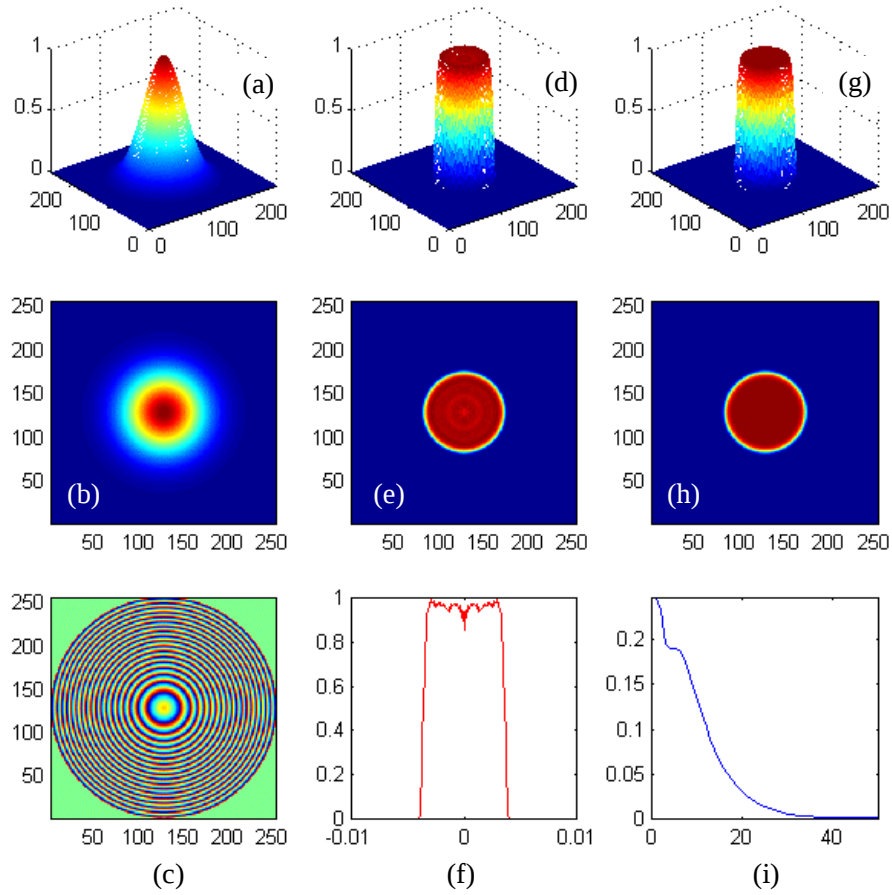


Figure 4.6 – Résultat du calcul. (a),(b) : faisceau gaussien initial de rayon 3 mm (3D et 2D), en intensité. (c) : carte de phase déterminée par le calcul, qui, appliquée au faisceau gaussien initial, le transforme en (d),(e),(f) (3D, 2D, coupe graduée en radians). (g),(h) : faisceau hypergaussien parfait section ronde d'ordre 10 et de rayon 3.2×10^{-3} rad, pour comparaison. (i) : erreur en fonction du nombre d'itérations de l'algorithme.

Le résultat du calcul est la carte de phase (c) qui doit être appliquée au faisceau initial pour le transformer en un faisceau de forme hypergaussienne de la taille angulaire souhaitée. Les anneaux de la carte de phase représentent des sauts de phase car l'échelle des couleurs est comprise entre $-\pi$ et $+\pi$. La figure (i) représente l'évolution de l'erreur avec le nombre d'itérations de l'algorithme. Dans ce cas, il est clair que l'algorithme a convergé au bout de 40 itérations environ, car au-delà l'erreur ne varie quasiment plus. Sa valeur finale est 10^{-3} , ce qui est un résultat très satisfaisant. Cependant, on peut voir sur la coupe représentée figure (f) que le résultat obtenu n'est pas parfait : la répartition d'intensité au sommet du motif n'est pas complètement uniforme et présente de légères oscillations par rapport au motif souhaité. C'est ce dernier point qui pose problème et que nous nous proposons maintenant de détailler.

La forme générale et la taille du motif sont obtenues au bout de quelques itérations seulement, et ceci quelle que soit la forme demandée (rond, carré, triangle...). C'est la forme globale de la carte de phase qui contribue à la formation du bon motif. La difficulté provient de la répartition d'intensité à l'intérieur de la forme elle-même, due aux détails de la carte de phase, et particulièrement sensible à la taille demandée du motif comparativement à la limite de diffraction. Sur la figure 4.7, nous étudions l'influence de la valeur de la taille angulaire demandée α par rapport à α_{diff} .

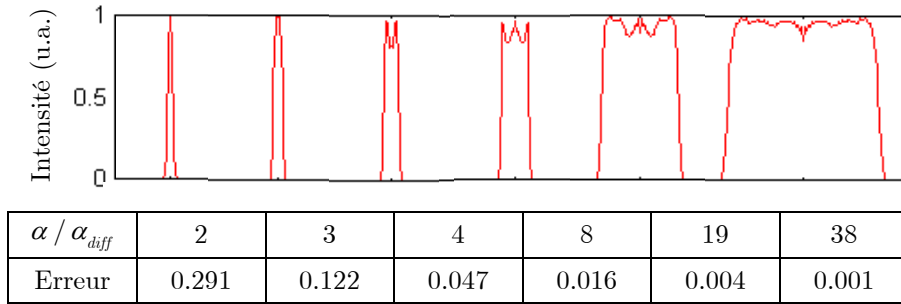


Figure 4.7 – Influence de la valeur de α demandée par rapport à la limite de diffraction. Les graphiques représentent les coupes du motif obtenu après convergence de l'algorithme, le tableau donne les valeurs correspondantes de α / α_{diff} et de l'erreur.

On constate que l'algorithme converge d'autant mieux que l'on demande un résultat le plus éloigné possible de la limite de diffraction. Cependant, il faut tenir compte de la taille de la tache focale désirée. Les applications visées étant à la fois le micro-usinage en surface et la photoinscription dans la masse de matériaux transparents, des lentilles de trop courtes focales sont rédhibitoires si l'on désire une distance de travail minimale de l'ordre du centimètre. Dans le cas de notre calcul, le meilleur résultat est obtenu pour 38 fois la limite de diffraction, soit $\alpha = 3.2$ mrad. Pour obtenir une taille de tache focale de diamètre $20\text{ }\mu\text{m}$, ceci impose, par la relation $w' = f\alpha$, une focale de 3.1 mm , c'est-à-dire un objectif de microscope à très courte frontale, ce qui ne convient pas. Etant donné que $\alpha = \frac{\lambda}{\pi w}$ et que la taille initiale du faisceau w est fixée par la dimension de la valve optique (afin d'utiliser toute sa surface pour bénéficier de la meilleure résolution possible), la seule solution pour diminuer la taille de la tache focale avec des lentilles de focale centimétrique est de demander des valeurs de α plus faibles. Un compromis entre taille du motif et détériorations engendrées doit donc être établi. Pratiquement, nous nous efforcerons de ne pas utiliser l'algorithme en dessous de 5 fois la limite de diffraction.

4.3 Le dispositif expérimental

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons au problème de transfert sur le faisceau incident des cartes de phase calculées. On explique en détail la procédure d'étalonnage de la valve ainsi que la boucle de rétroaction mise en œuvre pour faire converger la phase appliquée au faisceau vers celle souhaitée, afin de contrôler la forme du faisceau.

4.3.1 Etalonnage de la valve optique

Dans l'objectif d'utiliser les cartes de phase calculées au paragraphe 4.2 pour moduler la phase de façon programmable, un étalonnage de la valve optique doit être réalisé au préalable afin d'établir la correspondance entre un niveau de gris d'éclairement de la valve (intensité de la lumière d'adressage) et le déphasage engendré. Autrement dit, comme la réponse en phase d'un point d'adressage n'est pas linéaire, il faut établir la courbe $\Delta\phi=f(I)$ pour chaque niveau de gris I . De plus, étant donné que la réponse en phase de la valve n'est pas uniforme sur toute sa surface, cette courbe doit être établie pour chaque point d'adressage. Pour ce faire, on s'inspire de la procédure mise au point par J. Bourderionnet dans sa thèse [22].

Afin de disposer d'un niveau de référence définissant une phase plate, nous utilisons le masque de niveaux de gris déterminé empiriquement pour la correction de front d'onde. Ce masque est appliqué sur une partie de la pupille d'adressage, l'autre partie étant éclairée successivement par chacun des niveaux de gris pour lesquels on souhaite enregistrer la réponse en phase de la valve, pour chaque pixel du senseur de phase (figure 4.8). L'étalonnage de la deuxième moitié de la pupille d'adressage est réalisée de la même façon, puis les données sont rassemblées de manière à obtenir une unique matrice d'étalonnage.

Afin d'éviter d'avoir à manipuler et ensuite à inverser une lourde matrice de $256 \times 32 \times 32$ points, correspondant à l'enregistrement de la réponse en phase à chacun des 256 niveaux de gris sur les 32×32 pixels du Shack-Hartmann, on se contente de balayer la dynamique de 256 niveaux de gris avec seulement 33 points de mesure (1 niveau sur 8), obtenant ainsi une matrice de $33 \times 32 \times 32$ points. Pour un pixel donné, on obtient alors les points de mesure en rouge sur la figure 4.9, correspondant à la courbe $\Delta\phi=f(I)$.

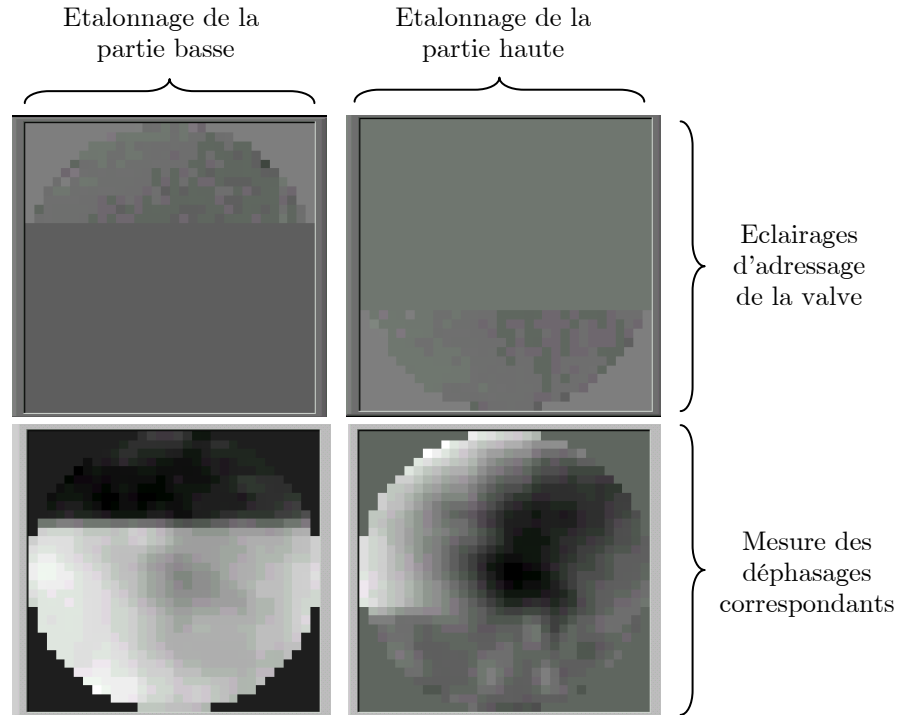


Figure 4.8 – Réalisation de l'étalonnage. En haut : balayage de tous les niveaux de gris d'adressage, une partie de la pupille étant éclairée par la carte de niveaux de gris permettant d'obtenir une phase plate. En bas : enregistrement des déphasages correspondants, pour chaque pixel du senseur de phase. On voit bien sur la mesure de droite qu'un éclairage gris uniforme n'induit pas le même déphasage sur chaque pixel.

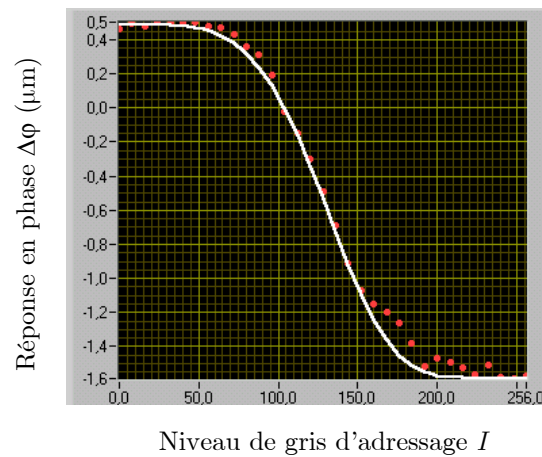


Figure 4.9 - Points de mesure (en rouge) et interpolation (en blanc) de la réponse en phase $\Delta\phi$ de la valve optique pour 33 valeurs de niveau de gris d'adressage.

Cette courbe ayant la même allure pour tous les 32×32 pixels, il est commode de l'interpoler par une fonction de la forme :

$$\Delta\varphi = m + (M - m) \exp \left[- \left(\frac{I}{w} \right)^n \right] \quad (4.13)$$

ce qui correspond à la courbe blanche. Il suffit alors d'enregistrer les 4 coefficients m , M , n , w pour chaque pixel, conduisant ainsi à une matrice d'étalonnage de 4×32×32 points. Cette technique présente le triple avantage d'assurer une procédure d'étalonnage plus rapide, nécessitant peu de mémoire et inversable analytiquement. On calcule le niveau de gris d'adressage I correspondant à un déphasage désiré $\Delta\varphi$ par l'expression :

$$I = w \left[\ln \frac{M - m}{\Delta\varphi - m} \right]^{1/n} \quad (4.14)$$

Tout le processus d'étalonnage est informatisé (voir l'annexe 1 pour les détails). Il ne reste plus qu'à transformer les cartes de phase calculées au paragraphe 4.2 – auxquelles on prend soin d'ajouter la correction de front d'onde – en masques d'adressage*. Ainsi, la modulation de phase appliquée tient compte à la fois de la correction de front d'onde et de la mise en forme. Cependant, lorsque l'on applique un masque d'adressage, il subsiste un écart entre la phase désirée et la phase mesurée. Ce défaut de phase a deux origines distinctes : d'une part l'étalonnage n'est pas parfait, d'autre part les distorsions de front d'onde du faisceau incident peuvent fluctuer entre deux séries d'expériences. Il est donc nécessaire d'implémenter une nouvelle boucle d'optique adaptative pour contrôler précisément la modulation de phase en temps réel afin d'obtenir une mise en forme de qualité.

Pour éviter toute pixellisation de la modulation de phase, les masques d'adressages sont en 256×256 pixels, soit une résolution spatiale sur la valve de 40 μm , bien supérieure à la résolution propre de la valve. Cependant, à cause de la résolution spatiale du HASO limitée à 32×32 pixels, une pixellisation apparaît inévitablement si l'on utilise la boucle de convergence mise au point au chapitre 3, induisant des effets diffractifs et donc une détérioration du résultat de mise en forme. Pour pallier à ce

* La dynamique de 2.4 μm (3π) est décrite sur environ 200 niveaux de gris, un niveau correspond donc à 12 nm (0.015π). La résolution en niveau de gris largement assez précise pour les cartes de phase à appliquer.

problème, nous avons développé une boucle d'optique adaptative plus évoluée pour préserver l'information détaillée d'adressage tout en évitant l'effet de tramage. Le principe simplifié de l'algorithme mis en place est schématisé sur la figure 4.10.

Expérimentalement, 1 pixel du HASO correspond à 8 pixels d'adressage. La boucle de convergence simple du chapitre 3 consiste à ajuster le piston (ordre zéro) pour chaque pixel du HASO, c'est-à-dire pour tout le bloc de 8×8 pixels. Ce nouvel algorithme corrige également les pentes du bloc de 8×8 pixels (ordre 1)*. La phase obtenue est alors très proche de la phase désirée, le masque d'adressage optimisé est suffisamment lisse et continu pour ne pas engendrer d'effets de tramage. Cette technique permet de contrer artificiellement le manque de résolution du senseur de front d'onde.

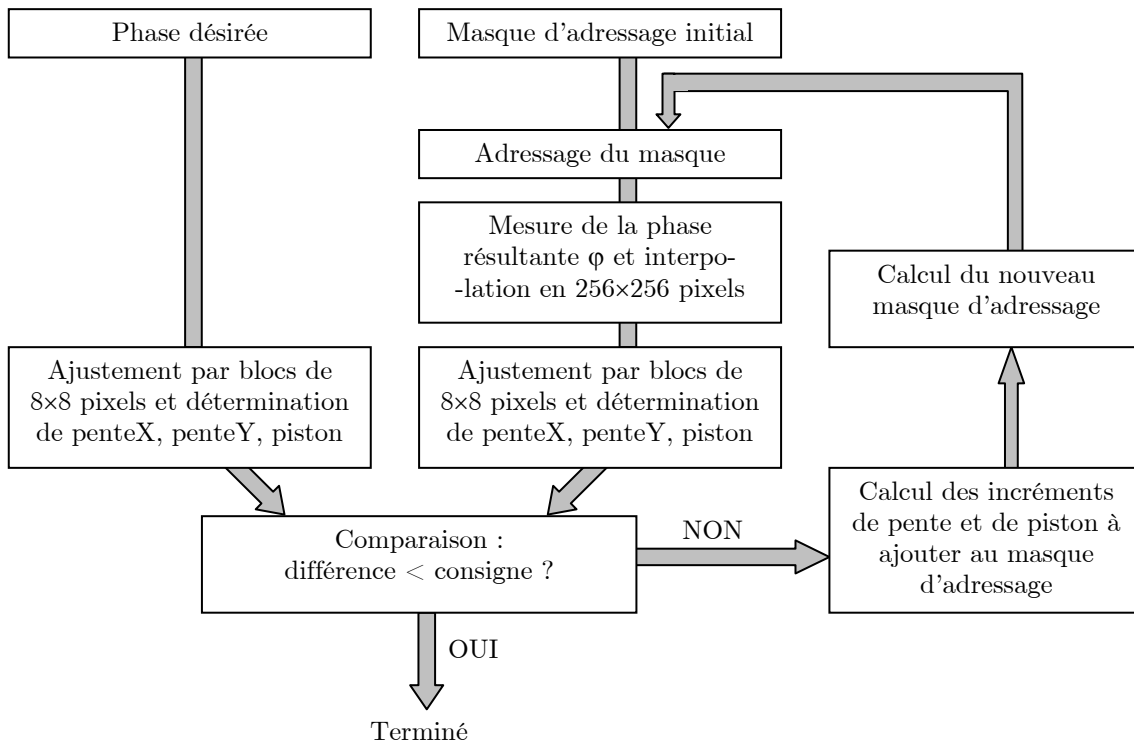


Figure 4.10 – Diagramme de la boucle de convergence.

* Pour cet algorithme, on passe en mode "mesure de pentes" du Shack-Hartmann : un pixel n'est plus caractérisé seulement par une valeur de piston, on a ici accès à l'information supplémentaire que constituent les pentes selon les deux directions X et Y .

4.3.2 Le problème des sauts de phase

Nous allons à présent détailler les étapes nécessaires pour utiliser les calculs de cartes de phase et ainsi réaliser la mise en forme du faisceau. Dans cette partie, nous prenons l'exemple d'une mise en forme carrée. Nous prenons pour cela le résultat du calcul permettant de transformer le faisceau gaussien initial en une hypergaussienne d'ordre 10 (top-hat) à section carrée. La carte de phase à appliquer au faisceau gaussien incident pour obtenir cette mise en forme est représentée sur la figure 4.11. Elle a été dépliée sur une amplitude de 4π , afin d'utiliser au mieux la dynamique de la valve optique*. Cependant, la dynamique nécessaire pour cette mise en forme est de 14π , trois sauts de phase sont donc observés dans la pupille de 1 cm.

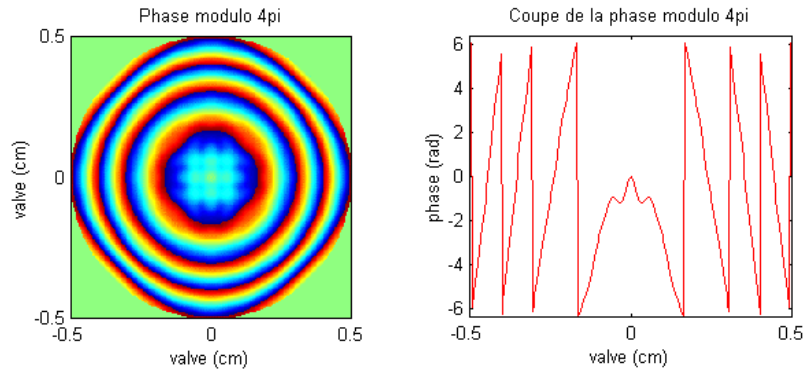


Figure 4.11 – Carte de phase calculée permettant de transformer un faisceau gaussien en top-hat carré. La phase est dépliée sur une amplitude de 4π afin d'utiliser toute la dynamique de la valve optique.

4.3.2.1 Influence de la résolution spatiale

Sous l'influence du champ électrique, les molécules de cristal liquide de la valve optique s'orientent. Mais elles ont tendance à entraîner les molécules voisines, ce qui a pour conséquence de limiter la résolution spatiale de la valve. En d'autres termes, un éclairage d'adressage correspondant à un pic de Dirac génère une modulation de phase spatiale sur une zone circulaire de diamètre $2W$. La valeur de W dépend de plusieurs paramètres, en particulier de l'intensité de la lumière d'adressage et des épaisseurs respectives des couches de photoconducteur et de cristaux liquides. Afin de prédire

* L'amplitude maximale de déphasage mesurée est 6π , mais la fiabilité est mauvaise lorsque l'on s'approche des valeurs extrêmes. Pour un fonctionnement correct, on se restreint à une dynamique de 4π .

l'effet de cette limitation de résolution spatiale, nous considérons que la réponse percussionnelle de la valve est une fonction gaussienne $R(x_0, y_0) = \exp\left(-(x_0^2 + y_0^2)/W^2\right)$ où $2W$ est la résolution spatiale de la valve optique. La fonction de phase réellement appliquée par la valve est donc la convolution de la phase $\varphi(x_0, y_0)$ calculée par la réponse percussionnelle de la valve.

Cette convolution opère un lissage du profil de phase, particulièrement sensible lorsque la fonction de phase présente des sauts de 4π . Ainsi, non seulement l'amplitude crête-crête de la phase diminue, mais en plus, les sauts de phase deviennent des rampes de phase (figure 4.12). Autrement dit, les fréquences spatiales élevées sont sévèrement filtrées lorsque la valeur de $2W$ augmente.

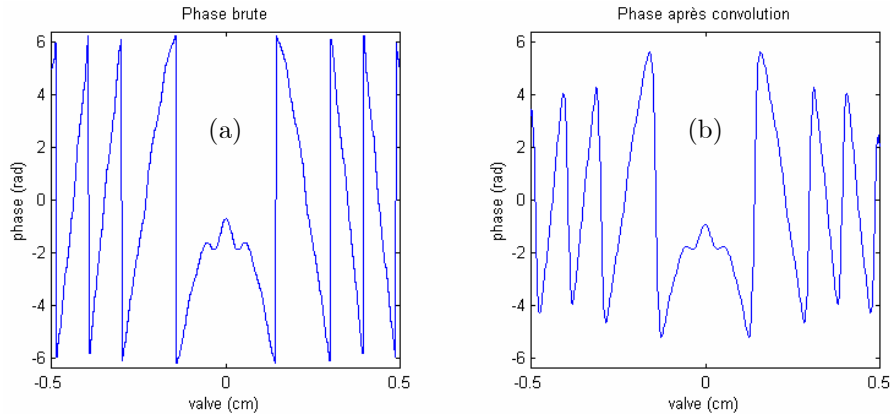


Figure 4.12 – Influence sur la phase de la résolution spatiale limitée de la valve optique. Le profil de la phase initiale (a) est lissé après convolution par la réponse percussionnelle de la valve (b). Les sauts de phase sont alors détériorés. Les calculs sont menés avec une résolution spatiale $W = 300 \mu\text{m}$, afin d'amplifier le phénomène.

La distribution d'intensité $I(x, y)$ dans le plan focal d'un objectif de focalisation est alors donnée par :

$$I(x, y) \propto \left| \text{TF} \left[A(x_0, y_0) \cdot \exp \left(j(\varphi \otimes R)_{(x_0, y_0)} \right) \right] \right|^2 \quad (4.15)$$

où TF désigne une transformation de Fourier et $\otimes$ l'opérateur de convolution, $A(x_0, y_0)$ étant l'amplitude complexe du front d'onde incident sur la valve optique.

La figure 4.13 compare le résultat expérimental obtenu par application d'une distribution de phase contenant des sauts de phase, et le résultat de mise en forme

calculé en tenant compte de cette limitation de résolution spatiale. La valve optique dont nous disposons présente une valeur de $2W$ égale à $100\text{ }\mu\text{m}$.

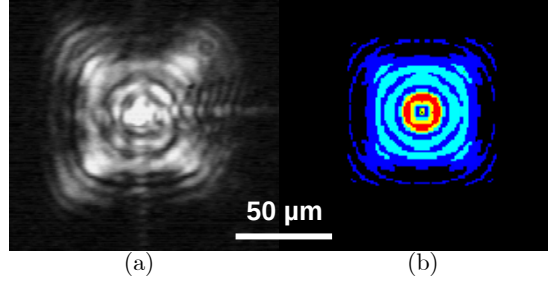


Figure 4.13 – Comparaison entre résultat expérimental (a) et simulation numérique avec une résolution spatiale de $100\text{ }\mu\text{m}$ (b).

Bien que la forme globale du résultat expérimental se rapproche d'un carré (figure 4.13.a), l'influence du lissage des sauts de phase sur la restitution du motif demandé se transcrit par un effet de diffraction faisant apparaître un système d'anneaux à la fois à l'intérieur et à l'extérieur de la forme souhaitée. De plus, la lumière a tendance à se focaliser en une seule tache circulaire au centre du motif, comme elle le ferait en l'absence de modulation de front d'onde. La simulation rend bien compte de ces observations expérimentales (figure 4.13.b), la détérioration du résultat provient donc effectivement de la mauvaise retranscription des sauts de phase par la valve optique. Il faut donc s'affranchir de ces sauts de phase pour d'optimiser la restitution du motif.

4.3.2.2 Suppression des sauts de phase

Les sauts de phase proviennent du fait que la dynamique de la valve est limitée à 4π , tandis que la mise en forme demandée nécessite une amplitude bien supérieure. Un double passage dans la valve avec une extraction par polarisation permettrait d'appliquer un déphasage deux fois plus faible sur la valve et donc de supprimer un saut de phase sur deux. Cependant, au vu des distributions de phase calculées, cette solution ne suffit pas pour supprimer la totalité des sauts de phase. Elle présente en outre l'inconvénient d'ajouter un élément optique épais sur le trajet (cube polariseur), introduisant des distorsions de phase supplémentaires, ainsi qu'un allongement de la durée d'impulsion.

Reprenons la carte de phase calculée et déplions la phase sur toute la pupille. Une coupe de cette carte de phase est représentée sur la figure 4.14 (en rouge). On constate que la majeure partie de la modulation de phase calculée correspond à une fonction de phase parabolique (ajustement numérique en pointillés bleu). Cette phase quadratique correspond à une courbure de phase, c'est-à-dire à la modulation de phase engendrée par une simple lentille (sur cet exemple, la focale f de la lentille correspondante vaut 2 m). Celle-ci peut donc être réalisée expérimentalement par un système afocal légèrement déréglé placé en amont de la valve (figure 4.15). Le réglage de la distance entre les deux lentilles permet d'ajuster la courbure de phase du faisceau incident sur la valve. Le dimensionnement de ce télescope permet en outre d'ajuster la taille du faisceau pour un remplissage optimal de la surface utile de la valve.

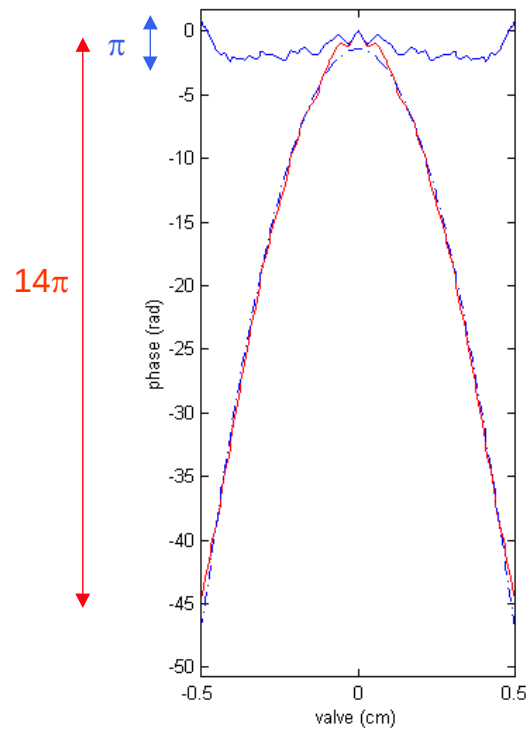


Figure 4.14 – Représentation du profil de phase (rouge), de l'ajustement parabolique (pointillés bleus) et de leur différence (trait continu bleu).

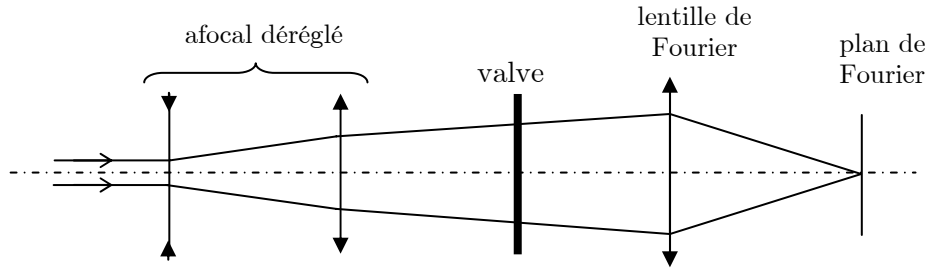


Figure 4.15 – Architecture géométrique pour la compensation de la courbure de phase.

Cette courbure de phase est alors soustraite à la carte de phase initiale. Le profil de la distribution de phase résiduelle (que nous nommerons "résidu" dans la suite) est tracé en bleu sur la figure 4.14 (trait plein). Après soustraction, l'amplitude totale n'excède pas π sur toute la pupille, contre 14π avant soustraction. Cette amplitude étant inférieure à la dynamique de la valve optique, tous les sauts de phase sont donc supprimés. Ainsi, la phase contient uniquement des faibles fréquences spatiales, qui seront donc bien retranscrites par la valve optique.

La figure 4.16 compare la phase initiale et la phase traitée (après soustraction de la composante de focalisation). La suppression des sauts de phase est clairement mise en évidence, ce qui permet en outre d'observer des détails invisibles auparavant car occultés par la forte composante parabolique. Notons que l'amplitude de ces détails est très faible ($\sim \pi/6$ ou $\sim \lambda/12$ à 800 nm). Ainsi, afin d'éviter qu'ils ne soient noyés dans les défauts de front d'onde du faisceau laser à structurer, une correction précise des aberrations du faisceau est indispensable. La correction de front d'onde exposée au chapitre 3 constitue donc un préalable à la mise en forme de faisceau par modulation de la phase spatiale. En fonctionnement routinier, la correction est effectuée à $\lambda/10$ picvallée et $\lambda/50$ rms. La modulation de phase obtenue est alors ajoutée à la modulation calculée pour structurer la forme du point focal. Cette procédure a été suivie dans tous les résultats présentés dans la suite de ce manuscrit.

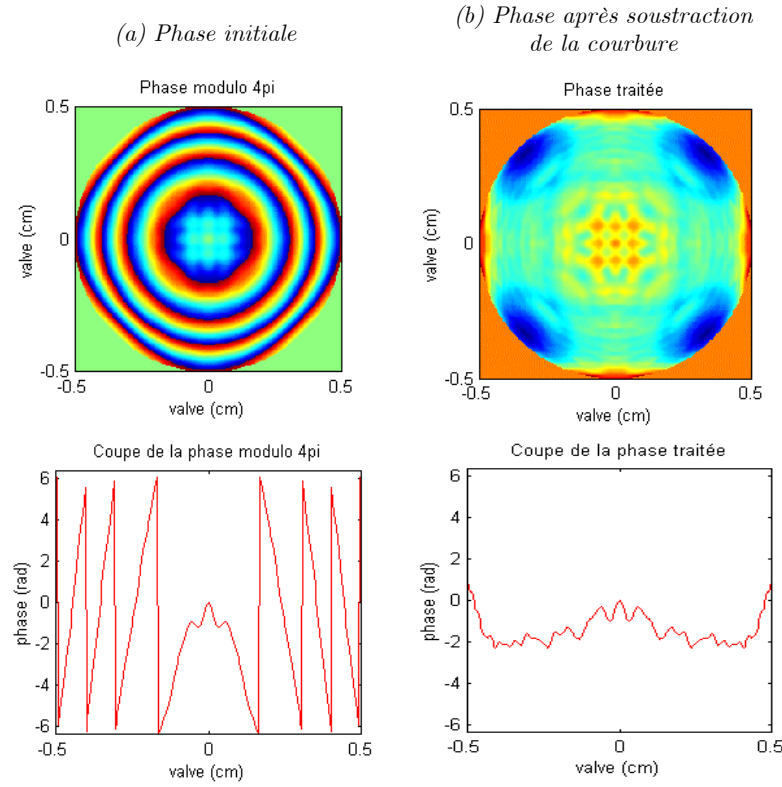


Figure 4.16 – Comparaison entre la phase initiale colonne de gauche (a) et la phase après soustraction de la courbure (b), tracées avec leurs profils respectifs. Tous les sauts de phase sont supprimés par ce traitement numérique.

Expérimentalement, la composante de courbure de phase sera donc appliquée par un afocal déréglé, la phase restante (résidu) par l'intermédiaire de la valve. Comme précédemment, l'effet de la résolution spatiale limitée de la valve optique est estimé en convoluant cette nouvelle carte de phase, exempte de sauts de phase, par la réponse percussionnelle de la valve. Ensuite, la courbure de phase est ajoutée pour obtenir la distribution d'intensité dans le plan focal :

$$I(x, y) \propto \left| \text{TF} \left[A(x_0, y_0) \cdot \exp \left(j(\varphi_{\text{sans courbure}} \otimes R)_{(x_0, y_0)} + j\varphi_{\text{courbure}} \right) \right] \right|^2 \quad (4.16)$$

L'erreur rms normalisée par rapport à la mise en forme théorique demandée se calcule par le critère d'erreur défini précédemment par l'équation (4.12). Les résultats numériques et expérimentaux sont reportés sur le graphique de la figure 4.17.

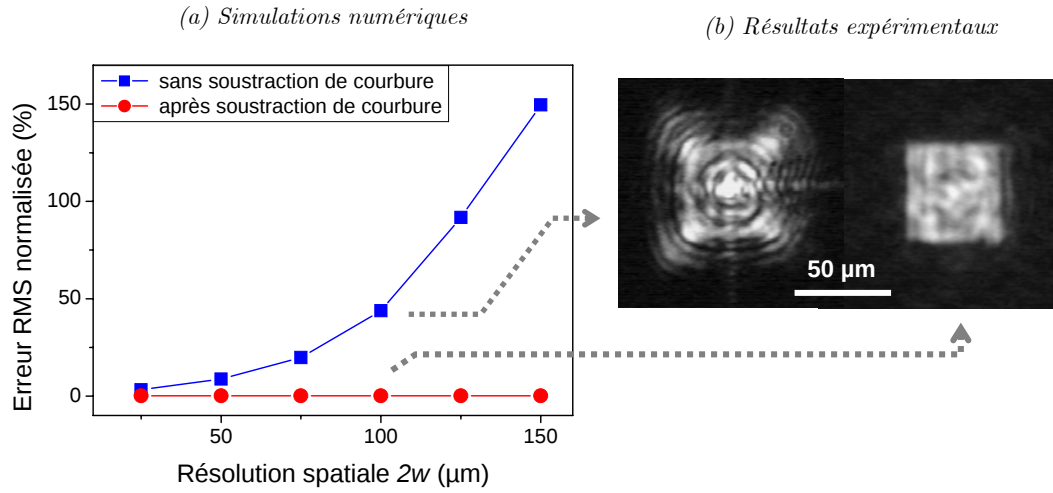


Figure 4.17 – Influence de la résolution spatiale de la valve sur la qualité de l'image reconstruite, dans la configuration sans soustraction de courbure (carrés bleus) et dans la configuration où la courbure de phase est appliquée par le télescope déréglé tandis que la phase restante est appliquée par la valve optique (ronds rouges). Le graphique (a) compare les simulations numériques, la figure (b) les résultats expérimentaux correspondants.

Comme mentionné précédemment, le résultat de mise en forme sans soustraction de courbure entraîne une forte détérioration de l'image reconstruite, avec des erreurs supérieures à 100% dès que la résolution spatiale de la valve optique excède 150 μm (figure 4.17.a). A contrario, la séparation de la courbure de phase et son application par le télescope déréglé permet de s'affranchir de la résolution spatiale limitée du modulateur de phase utilisé, conduisant ainsi à une bonne restitution de la phase quelle que soit la résolution spatiale. La qualité de mise en forme est alors nettement améliorée, comme illustré par la figure 4.17.b. Les effets de diffraction dans les coins du motif sont totalement supprimés, les bords sont plus nets et la répartition d'intensité à l'intérieur du carré gagne en homogénéité. L'erreur expérimentale par rapport au top-hat carré parfait passe alors de 64% (image de gauche) à 5% pour l'image de droite, obtenue dans la configuration permettant la soustraction de la courbure de phase.

4.3.3 Dispositif et protocole expérimental

Le schéma expérimental pour la mise en forme de point focal est le même que celui mis en place pour la correction de front d'onde au chapitre 3 (figure 3.2). La phase spatiale du faisceau incident est modulée de façon contrôlée pour obtenir la mise

en forme voulue au point focal d'une lentille. On utilise donc ici les résultats des calculs détaillés au paragraphe précédent : le résidu de phase est appliqué par la valve optique tandis que la courbure de phase est contrôlée par le télescope qui précède la valve. La phase est mesurée par le Shack-Hartmann, assurant ainsi l'application effective et correcte de la phase demandée par l'intermédiaire de la boucle de convergence présentée plus haut. La transformation de Fourier du champ électromagnétique complexe est effectuée par une lentille, les résultats de mise en forme sont donc disponibles dans le plan de Fourier, c'est-à-dire dans le plan focal de la lentille. Pour cette application, nous choisissons une lentille de focale $f'=76.2$ mm et de grande ouverture (35 mm), de sorte que l'ouverture numérique est ainsi fixée par le diamètre du faisceau. En outre, afin d'introduire le moins d'aberrations possible, cette lentille est un doublet achromatique. Le résultat de mise en forme est visualisé en temps réel grâce au système d'imagerie du point focal.

La procédure expérimentale est la suivante :

1. Réglage du télescope pour avoir un faisceau collimaté
2. Mise en place du système de visualisation en F'
3. Repérage de la position de la lentille mobile du télescope qui permet d'obtenir la courbure adéquate calculée* (typiquement de quelques mètres, cette courbure dépend de la forme voulue)
4. Application de la modulation de phase (résidu) et lancement de la boucle d'optimisation
5. Réglage du télescope pour appliquer la courbure repérée en 3.

La courbure de phase est numériquement soustraite lors de la mesure de phase, la boucle d'optimisation concerne uniquement le résidu de phase. Il reste alors à vérifier son application correcte, comme présenté sur la figure 4.18.

* Lors de cette étape, il faut tenir compte du facteur de grandissement $1/2$ entre la valve et le capteur de front d'onde. Ainsi, pour appliquer une courbure de phase $\exp(-i\pi r^2/\lambda f)$ correspondant à une focale f , on doit mesurer $f/4$ sur le HASO.

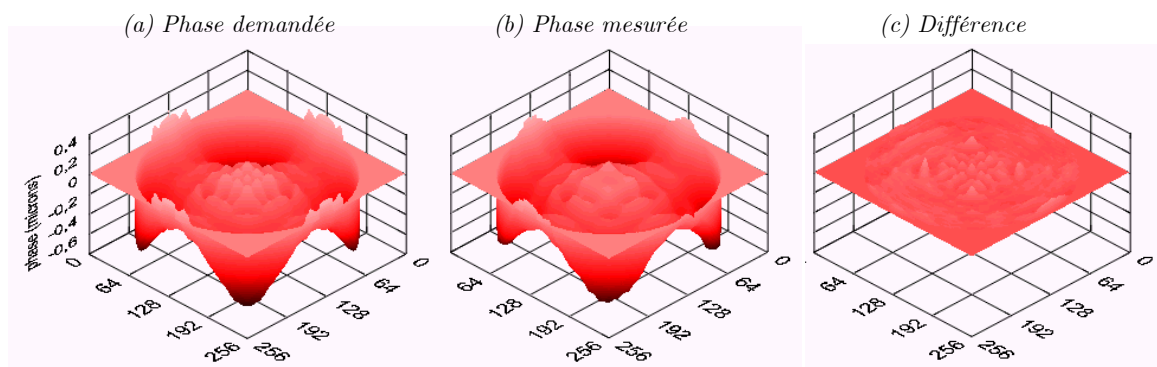


Figure 4.18 – Comparaison entre (a) la phase demandée, (b) la phase mesurée, (c) la différence entre les deux (bords exclus) : l'écart pic-vallée maximum est de $\lambda/4$, l'écart rms est de $\lambda/40$.

La boucle de convergence permet de corriger les erreurs d'étalonnage, et assure surtout la correction en temps réel des aberrations du laser ainsi que ses fluctuations. On remarque cependant que les valeurs atteintes ($PV=\lambda/4$ et $\sigma=\lambda/40$) ne sont pas aussi bonnes que celles obtenues au chapitre 3 lors de la correction de front d'onde. Ceci s'explique de la façon suivante. La phase demandée est en 256×256 pixels, la phase mesurée en 32×32 pixels est interpolée en 256×256 pixels pour améliorer l'efficacité de la boucle de convergence. Ainsi, la différence entre phase demandée et phase mesurée est entachée du manque de résolution du senseur de front d'onde*. Ceci est notamment visible lorsque l'on s'intéresse aux détails contenus dans la partie centrale de la carte de phase, qui sont moins bien retranscrits que la forme globale de la modulation de phase. L'uniformité de la répartition lumineuse à l'intérieur même des formes demandées s'en ressentira alors légèrement.

* Lorsqu'on programme la boucle de convergence en 32×32 pixels, on retrouve alors des valeurs similaires à celles obtenues lors de la correction de front d'onde ($PV=\lambda/10$ et $\sigma=\lambda/50$).

4.4 Résultats de mise en forme

4.4.1 Résultats

Nous présentons dans ce paragraphe les différents résultats de mise en forme de point focal qui ont été obtenus [35, 36, 48-50]. La méthode utilisée est exposée en détails au paragraphe précédent, à savoir l'application de la courbure de phase par réglage du télescope, et du résidu de phase par la valve optique.

La figure 4.19 présente les cartes de phase en niveau de gris (résidus) qui sont appliquées au faisceau pour obtenir une tache focale top-hat circulaire, en forme de couronne, ou top-hat carré.

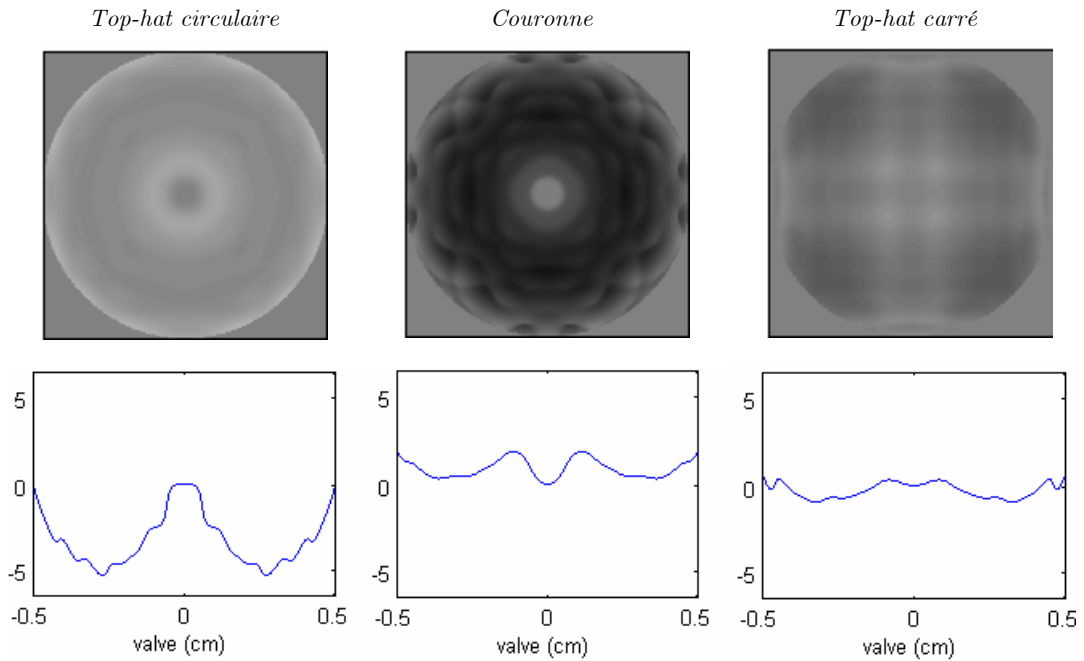


Figure 4.19 – Cartes de phase appliquées par la valve optique, après soustraction de la courbure de phase (résidu) pour obtenir respectivement une tache focale top-hat circulaire, une couronne, un top-hat carré. Les trois cartes de phase sont tracées avec la même dynamique de 4π du noir au blanc, les coupes sont représentées en dessous.

Les résultats de mise en forme correspondants sont présentés sur la figure 4.20, avec les distributions d'intensité, les représentations en trois dimensions, les coupes ainsi que les ajustements numériques par rapport à la forme désirée. La forme globale des motifs est très satisfaisante. En outre, les bords des top-hats présentent des pentes raides en excellent accord avec les ajustements numériques. Ceci souligne la capacité du

système de mise en forme à générer des fréquences spatiales élevées, notamment grâce à la bonne résolution spatiale de la valve optique et à son absence de pixellisation. Pour la couronne, la lumière est bien répartie tout autour de l’anneau, la zone centrale présentant une intensité quasi-nulle. On note cependant la difficulté à obtenir des pentes raides pour ce motif, car l’épaisseur de la couronne est faible.

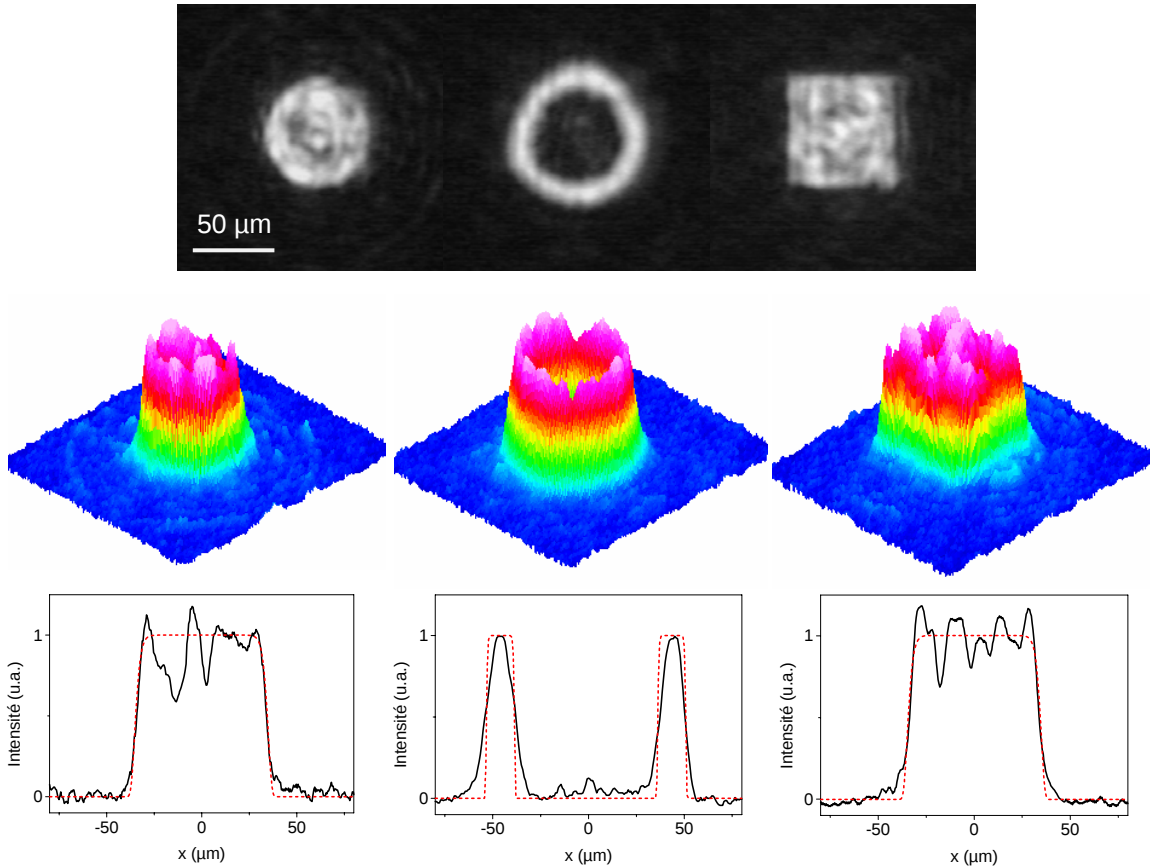


Figure 4.20 – Résultats expérimentaux de mise en forme : top-hat circulaire, couronne, top-hat carré. La taille des motifs est de 73 μm pour les top-hats, 94 μm pour la couronne (lentille de focalisation $f'=76.2$ mm). Les coupes sont représentées en bas, ainsi que les ajustements numériques par rapport à la forme désirée (en pointillés).

Concernant les dimensions des motifs, les mêmes cartes de phase sont utilisées quelle que soit la lentille de focalisation choisie, la taille du motif dans le plan focal étant définie par $w' = \alpha f$. Il suffit donc d’ajuster la focale de la lentille de Fourier pour contrôler la taille du motif. En effet, pour une bonne convergence de l’algorithme de calcul des cartes de phase, la valeur de α est limitée par la relation (4.10), elle est fixée ici à $\alpha=5\times 10^{-4}$, soit 6 fois la limite de diffraction. Avec la lentille de focale $f'=76.2$ mm utilisée ici, la largeur théorique totale des motifs top-hats est de $2w'=76$ μm . Les

dimensions expérimentales mesurées sont de $73\ \mu\text{m}$, en excellent accord avec cette valeur. De la même façon, la largeur de la couronne est de $94\ \mu\text{m}$ pour une dimension théorique de $92\ \mu\text{m}$, illustrant la bonne précision d’obtention de la taille désirée.

Si l’adéquation entre la forme générale des motifs et la forme obtenue est excellente, le point le plus délicat réside dans l’uniformité à l’intérieur des motifs top-hats. Bien que la répartition d’intensité soit globalement correcte, les coupes exhibent des variations d’intensité qui peuvent atteindre par endroits quelques dizaines de pourcents. Cependant, l’observation d’un profil n’étant pas un critère idéal pour évaluer la qualité globale de la mise en forme, nous comparons les résultats expérimentaux à la distribution d’intensité théorique, avec le critère d’erreur défini par la relation (4.12). Les résultats sont reportés dans le tableau 4.1.

<i>Forme</i>	<i>Erreur</i>
Top-hat circulaire	5.6 %
Couronne	18.7 %
Top-hat carré	5.3 %

Tableau 4.1 – Erreur par rapport à la forme théorique.

La bonne restitution des motifs top-hats circulaire et carré est caractérisée par une erreur faible, autour de 5%. Ces valeurs sont largement acceptables et sont compatibles avec les simulations numériques menées au paragraphe 4.3.2.2 (figure 4.17). L’efficacité de mise en forme est moindre pour la couronne, avec une erreur de 18.7%, qui s’explique par le fait que le profil demandé est constitué de deux top-hats et non de deux gaussiennes comme sur le résultat expérimental obtenu.

Les défauts de mise en forme ont quatre origines distinctes. La première réside dans le fait que la phase appliquée au faisceau n’est pas exactement celle calculée. Plusieurs facteurs s’additionnent : i) la résolution spatiale limitée du Shack-Hartmann mis en jeu dans la boucle de rétroaction, ii) la qualité de la lentille de focalisation, iii) la qualité d’alignement du bras de mesure de phase et la qualité des optiques qui le composent (il est en effet considéré comme parfait). La deuxième cause affectant la qualité de mise en forme est le résultat de convergence de l’algorithme de Gerchberg et Saxton : les cartes de phase calculées n’induisent pas des mises en formes parfaites, les erreurs pouvant atteindre quelques pourcents. D’autre part, cet algorithme est programmé pour un faisceau incident parfait, en amplitude comme en phase. Ceci nous

amène au troisième facteur de détérioration de mise en forme : la qualité spatiale du faisceau incident. En effet, la phase du faisceau incident est corrigée par notre système, mais pas son amplitude, qui n'est pas une gaussienne parfaite. Enfin, la dernière raison qui puisse être incriminée est la présence d'un léger tramage du masque de niveaux de gris d'adressage de la valve optique à cause de la résolution limitée du Shack-Hartmann lors de la boucle de rétroaction. Les simulations que nous avons menées afin de quantifier cet effet montrent qu'un tramage de la carte de phase résulte en une répartition d'intensité granuleuse similaire à celle observée sur le résultat de mise en forme carrée, le contraste entre les différentes zones dépendant du contraste du tramage. Ainsi, une grande partie des défauts de mise en forme du point focal pourraient donc être résolus par l'utilisation d'un senseur de front d'onde mieux adapté au modulateur utilisé, c'est-à-dire avec une meilleure résolution spatiale.

Néanmoins, l'efficacité du système que nous avons mis en place est confirmée par la possibilité d'élargir la gamme des motifs à des formes plus complexes et dissymétriques. La figure 4.21 présente deux motifs exhibant une absence de symétrie circulaire marquée : un rectangle de dimensions $85\mu\text{m}\times 65\mu\text{m}$ (facteur de forme théorique 1.5) et un triangle de $70\mu\text{m}$ de côté. Les erreurs par rapport aux formes parfaites correspondantes sont regroupées dans le tableau 4.2. L'erreur du rectangle est du même ordre que pour le carré, tandis que la qualité de mise en forme du triangle est deux fois inférieure. En effet, la modulation de phase nécessaire à l'obtention d'une tache focale triangulaire est nettement plus torturée que pour les autres profils. Ce motif présentant une forte dissymétrie, la carte de phase présente encore des sauts de phase de 4π , même après soustraction de la composante de focalisation. Comme on l'a démontré au paragraphe 4.3.2.1, les sauts de phase sont responsables d'effets de diffraction, bien visibles à l'intérieur de la forme triangulaire, et conduisant à d'importants défauts d'homogénéité.

<i>Forme</i>	<i>Erreur</i>
Rectangle	6.6 %
Triangle	12.6 %

Tableau 4.2 – Erreur par rapport à la forme théorique.

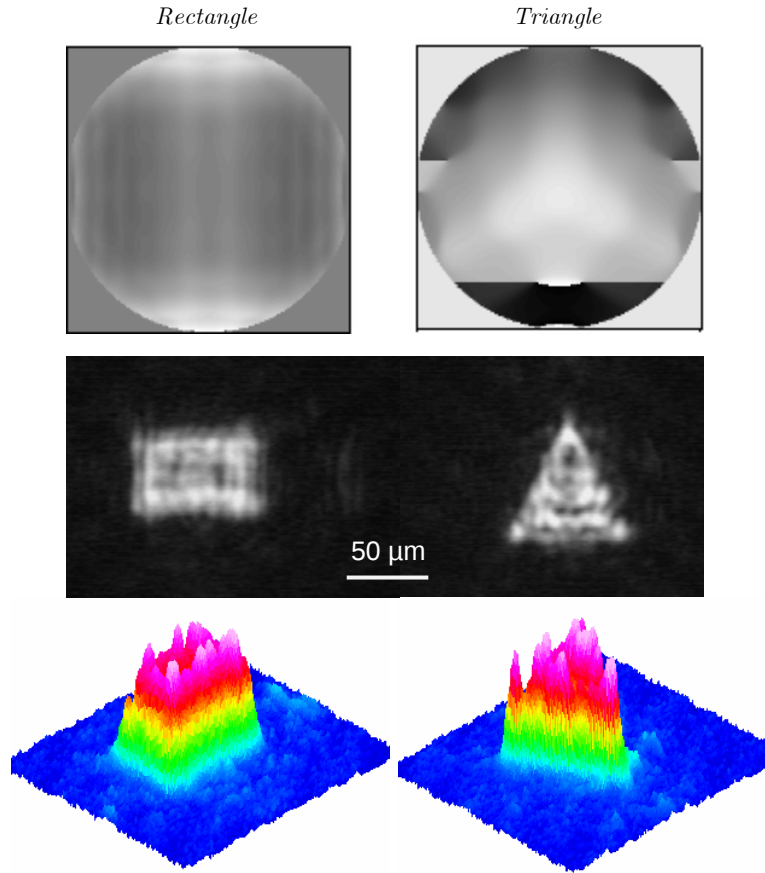


Figure 4.21 – Résultats de mise en forme pour des motifs plus compliqués, exhibant une absence de symétrie circulaire marquée : un rectangle de rapport de forme 1.5 et un triangle. Les cartes de phase (résidu) sont représentées en haut sur une même dynamique de 4π , des sauts de phase sont observés pour le triangle. La dimension du rectangle est de $85\mu\text{m}\times 65\mu\text{m}$, le côté du triangle est de $70\mu\text{m}$ (lentille de focalisation $f'=76.2\text{ mm}$).

Pour conclure cette présentation des résultats de mise en forme de tache focale, retenons que la forme générale et les dimensions des motifs désirés sont bien respectées. Des formes exhibant de hautes fréquences spatiales peuvent être générées, avec des erreurs inférieures à 6% dues à des défauts d'homogénéités causés par la résolution spatiale limitée du senseur de front d'onde. L'efficacité de ce dispositif de mise en forme par modulation de la phase spatiale est donc validée, avec l'obtention de motifs de dimensions égales à 6 fois la limite de diffraction. Le caractère programmable du système, qui offre la possibilité de passer instantanément d'un motif à l'autre par simple action informatique est prometteur pour les applications futures.

4.4.2 Motifs de taille réduite

Nous avons vu au paragraphe 4.2.3.2 que la dimension des motifs est définie par $w' = \alpha f$. Afin d'obtenir des motifs de taille plus petite, les mêmes cartes de phase que précédemment sont utilisées, avec un objectif de microscope $\times 8$, de focale $f'=25$ mm et d'ouverture numérique $ON=0.25$ (distance de travail 7 mm). La focale étant trois fois inférieure à la lentille utilisée lors des expériences précédentes, la taille des différents motifs se situe autour de 25 μm . Les résultats sont regroupés sur la figure 4.22.

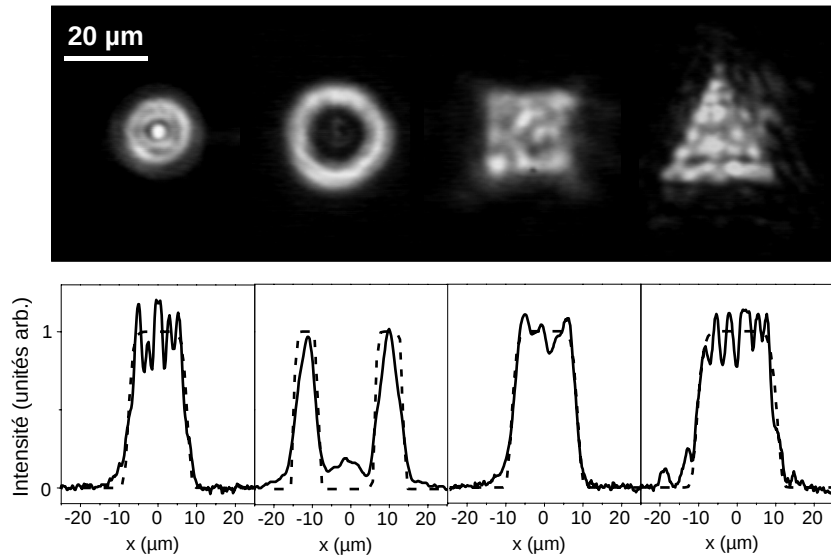


Figure 4.22 – Résultats expérimentaux de mise en forme avec un objectif $\times 8$, $f'=25$ mm : top-hat circulaire, couronne, top-hat carré, triangle. Les profils des motifs sont représentés en dessous (traits pleins) avec les ajustements numériques correspondants (pointillés).

Nous obtenons le même type de résultats, avec la taille attendue. Par exemple, le côté du carré est de 23 μm . Ces tailles de motifs sont compatibles avec les applications de micro-usinage et de photoinscription. Globalement, ces résultats sont légèrement moins bons que les résultats précédents : les pentes sont moins raides, et l'uniformité des motifs top-hats est détériorée. On observe notamment des oscillations d'intensité, qui sont la signature caractéristique d'un effet de diaphragme ou troncature provenant du fait que l'ouverture de l'objectif de microscope est légèrement inférieure au diamètre du faisceau. Cet effet a déjà été étudié dans la littérature [51], conduisant au même type de détériorations que celles observées ici. En conséquence, les erreurs calculées par rapport à la forme théorique souhaitée sont légèrement plus élevées que

précédemment (tableau 4.3). Néanmoins, ces résultats restent largement corrects pour les applications d'usinage visées.

<i>Forme</i>	<i>Erreur</i>
Top-hat circulaire	12.3 %
Couronne	16.7 %
Top-hat carré	11.1 %
Triangle	20.1 %

Tableau 4.3 – Erreur par rapport à la forme théorique.

4.4.3 Plan de mise en forme

Etudions à présent la répartition d'intensité du faisceau autour du plan focal. La mise en forme est localisée dans le plan où l'on obtient la transformée de Fourier de l'amplitude complexe du champ électromagnétique situé dans le plan de la valve optique. C'est donc le plan focal image défini par F' (plan de Fourier). La figure 4.23 regroupe les acquisitions du faisceau réalisées de part et d'autre de F' pour une mise en forme carrée. Le plan de mise en forme est effectivement localisé en F' , mais le faisceau présente un point de convergence 900 μm en avant (lentille utilisée $f'=76.2$ mm).

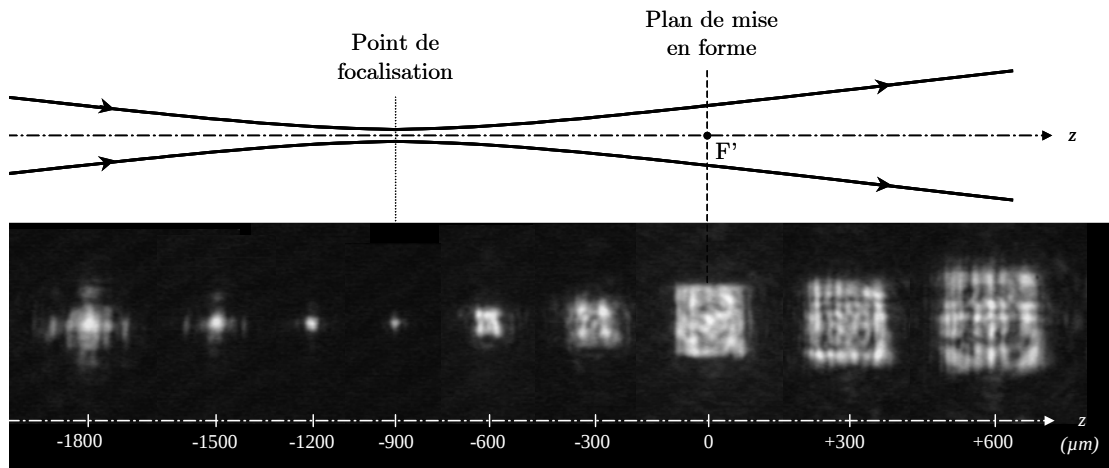


Figure 4.23 – Répartition spatiale d'intensité du faisceau autour du plan de mise en forme F' . La mise en forme carrée est en F' mais le faisceau focalise 900 μm avant ce plan (lentille utilisée $f'=76.2$ mm).

Ceci s'explique par le fait que la modulation de phase permettant l'obtention d'une tache focale carrée contient nécessairement une composante de courbure de phase. Nous avons tiré profit de cette propriété pour appliquer cette courbure par un autre moyen que la valve optique, qui ne dispose pas de la dynamique suffisante pour cela. En contrepartie, comme une courbure de phase dans le plan du modulateur introduit une courbure dans le plan de mise en forme, le point de focalisation se trouve décalé.

Un schéma de principe de cette propriété est donné sur la figure 4.24. La courbure de phase nécessaire à la mise en forme est créée par un télescope déréglé placé en amont, ce qui équivaut à créer une source virtuelle S . Seul le résidu est appliqué par la valve optique placée dans le plan focal objet de la lentille. En conséquence, la mise en forme s'obtient dans le plan focal image F' , tandis que le faisceau focalise en S' .

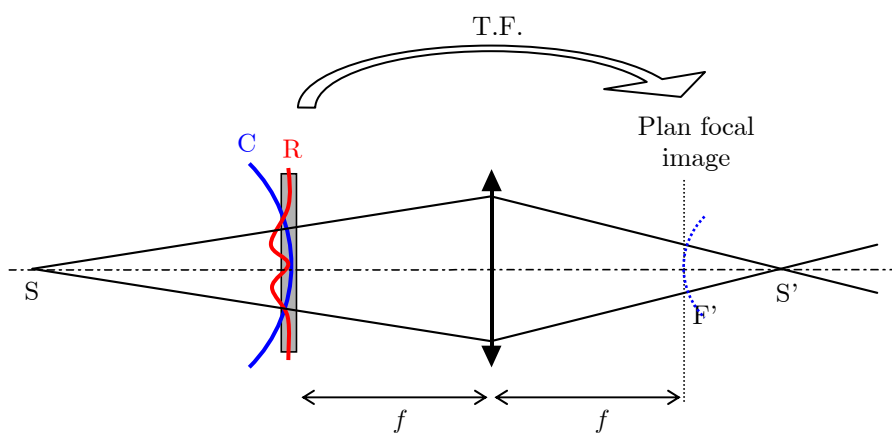


Figure 4.24 – Décalage du plan de mise en forme et du point de focalisation. La courbure de phase C est appliquée par un télescope déréglé placé en amont, ce qui revient à créer une source virtuelle S . Seul le résidu R est appliqué par la valve optique. La mise en forme s'obtient dans le plan focal image F' , mais le faisceau focalise en S' .

Cependant, la configuration expérimentale n'est pas celle de la figure 4.24. Expérimentalement, nous appliquons une courbure de phase positive (faisceau incident convergent) qui agit comme une lentille de focale positive et contribue à une convergence prématurée du faisceau en avant du plan focal image. En effet, comme détaillé dans l'annexe 3, si la phase $\varphi(x,y)$ permet l'obtention d'un motif pair donné, la phase $-\varphi(x,y)$ produit également la même mise en forme, elle aussi dans le plan focal image. Cependant, la courbure de phase résultante en F' est alors de signe opposé, le faisceau converge alors de l'autre côté du plan focal image*. L'optique géométrique

* Ceci a été vérifié expérimentalement (voir l'annexe 3). Dans les deux cas, le motif obtenu est identique dans le plan focal image.

permet de calculer le décalage $S'F'$, qui est égal à $f'^2/(R + f')$, soit 730 μm dans la configuration expérimentale utilisée ($f'=76.2$ mm, courbure de rayon $R=7.87$ m). Cette valeur est en accord avec le décalage observé figure 4.23, sachant qu'il est délicat de régler précisément une telle valeur de courbure de phase*.

Le fait que le faisceau focalise dans un plan décalé du plan de mise en forme peut s'avérer gênant pour certaines applications. Pour le micro-usinage de surface, il suffit de placer le matériau à usiner dans le bon plan, ce qui ne pose pas de problème. Par contre, pour la photoinscription dans la masse de matériaux transparents, la zone modifiée est celle où la fluence laser est la plus élevée, c'est-à-dire au point focal. Il faut donc générer une mise en forme exactement au point de focalisation du faisceau ($F'=S'$). Pour cela, il faut donc corriger la courbure de phase dans le plan focal image. Or, il est impossible de contrôler à la fois la phase et l'amplitude dans un plan donné avec un unique modulateur**. Une solution consiste donc à placer un deuxième modulateur de phase dans le plan de mise en forme de manière à compenser la courbure de phase (figure 4.25). Ainsi, on dispose d'un double contrôle de la phase en champ proche et en champ lointain, le faisceau est complètement maîtrisé dans le plan de mise en forme : en amplitude et en phase. Dans le plan F' , le faisceau aura ainsi la répartition d'amplitude désirée et une phase plane. L'inconvénient de ce système est qu'il nécessite de placer un modulateur dans le plan F' , qui n'est donc plus disponible pour les expériences d'interaction laser-matière. Un télescope de relais d'image est donc nécessaire afin de disposer d'un deuxième plan focal libre de tout composant pour les applications. Moyennant des optiques supplémentaires, cette configuration permet en outre de modifier la taille du motif obtenu par ajustement du grandissement du télescope. Enfin, une phase plate dans le plan focal assure une distance de Rayleigh maximale, avantage notable pour les applications.

* D'ailleurs, la même mesure a été réalisée dans la configuration faisant intervenir une fonction de phase négative, avec un résultat de 810 μm .

** En effet, si l'on souhaite obtenir un faisceau top-hat avec une phase plane dans le plan focal, le problème est complètement déterminé, ce qui signifie par TF inverse qu'il faut un faisceau en forme de sinus cardinal dans le plan du modulateur.

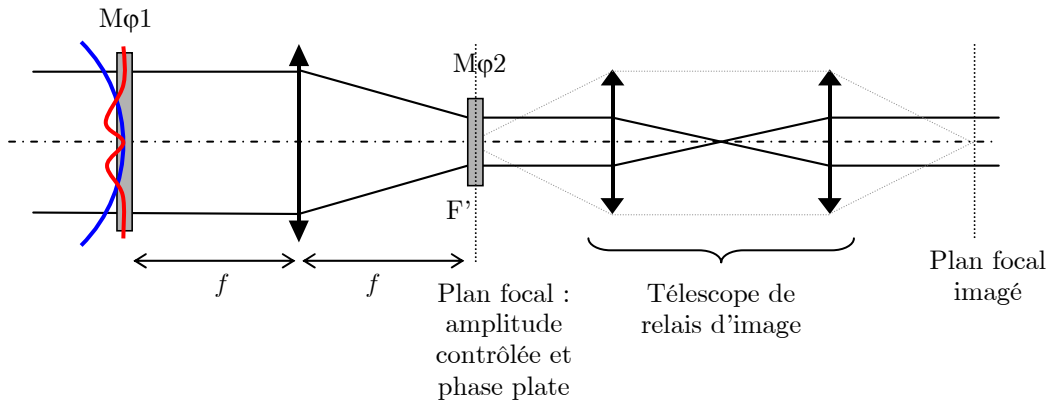


Figure 4.25 – Schéma de principe pour la compensation de la courbure de phase dans le plan focal. Un second modulateur de phase $M\phi_2$ est inséré dans le plan F' , puis un télescope de relais d'image permet d'obtenir un autre plan focal pour les applications.

Le deuxième modulateur peut être fixe ou adaptatif. Cependant, comme chaque motif nécessite une courbure de phase différente, un composant actif permettrait de conserver le caractère programmable en temps réel du système complet. Ne disposant pas d'un tel composant, nous avons utilisé un miroir courbe, et nous avons réalisé la compensation de courbure pour un motif carré. Pour éviter une focalisation intermédiaire du faisceau, nous nous plaçons dans la configuration de la figure 4.24. Afin de ne pas détériorer le miroir, un motif plus gros a été calculé, en jouant à la fois sur l'angle demandé lors du calcul de la modulation de phase, et sur la focale de la lentille de focalisation. Un carré de $780\text{ }\mu\text{m}$ de côté a été réalisé avec une lentille de 400 mm . Le rayon de courbure à compenser est égal au décalage $S'F'$, soit ici 40 mm . Nous choisissons donc un miroir convexe de rayon de courbure 80 mm . Un télescope de grandissement $1/12$, composé d'un doublet de 300 mm et d'un objectif de microscope $\times 8$ de focale 25 mm , réalise l'image de F' au point focal de l'objectif de microscope F'_2 . Le montage expérimental est représenté sur la figure 4.26.

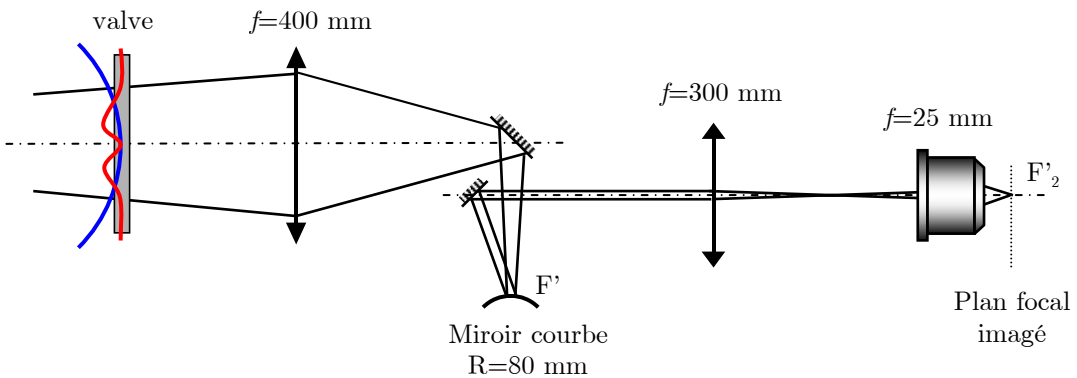


Figure 4.26 – Montage expérimental pour la compensation de courbure. Un miroir courbe est placé en F' , dont l'image est réalisée au point focal d'un objectif de microscope F'_2 .

La taille du motif en F'_2 est contrôlée par le télescope d'imagerie. Le côté du carré obtenu mesure ainsi $65\ \mu\text{m}$. Les acquisitions de part et d'autre de ce plan focal sont reportées sur la figure 4.27. Cette fois, le plan de mise en forme correspond bien au point de focalisation du faisceau, la fluence la plus élevée est donc disponible dans le plan de mise en forme pour les applications.

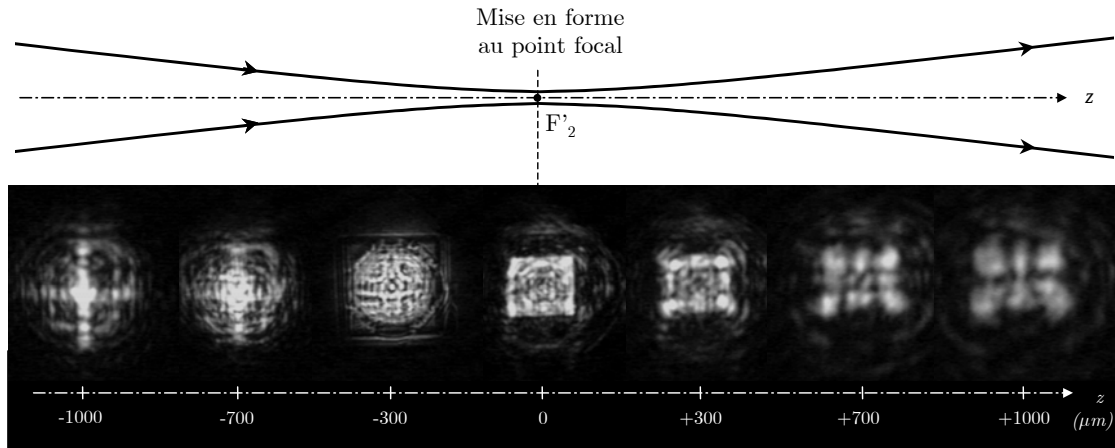


Figure 4.27 – Répartition spatiale d'intensité du faisceau autour du plan de mise en forme F'_2 . La mise en forme carrée est obtenue au point de focalisation du faisceau (lentille utilisée $f'=25\ \text{mm}$).

On peut remarquer la présence d'astigmatisme sur les acquisitions extrêmes, provenant de l'utilisation hors d'axe du miroir courbe. La forme carrée n'est cependant pas affectée. En outre, cette configuration présente l'avantage de ne pas nécessiter une grande pupille d'ouverture de l'objectif de microscope, car le faisceau mesure moins de $1\ \text{mm}$ à cet endroit. La dégradation de la qualité de mise en forme due à des effets de troncature est donc évitée. La zone Rayleigh est évaluée à $80\ \mu\text{m}$, offrant ainsi une plage de $160\ \mu\text{m}$ autour du point focal où la mise en forme est correcte. Remarquons que la phase n'est certainement pas plane dans le plan focal, elle est simplement corrigée de la courbure de phase. La longueur de Rayleigh n'est donc pas maximale et pourrait donc être améliorée par l'utilisation d'un modulateur actif à la place du miroir courbe, permettant de corriger la totalité des aberrations dans ce plan.

4.4.4 Limitations : formes dissymétriques

Comme nous l'avons montré avec l'obtention d'un rectangle, des formes dissymétriques peuvent étre générées par le système de mise en forme, avec des erreurs

restant tout à fait raisonnables. Cependant, il y a bien évidemment une limite au facteur de forme correctement restituable. Afin de quantifier la qualité de restitution d'un motif en fonction de son facteur de forme, étudions par exemple le cas du rectangle. Un carré et un rectangle de facteur de forme 1.5 ont déjà été obtenus, avec une bonne qualité de mise en forme. Le cas extrême d'un rectangle de facteur de forme égal à 7 est présenté sur la figure 4.28.

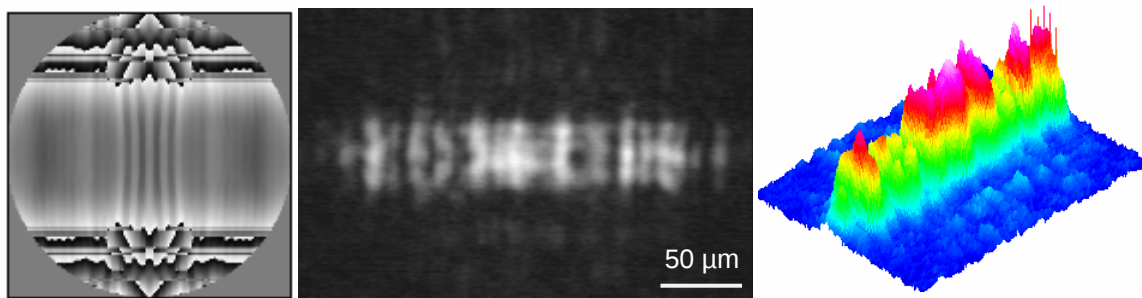


Figure 4.28 – Calcul de la carte de phase et résultat expérimental de mise en forme pour un rectangle de rapport de forme 7. A gauche : carte de phase appliquée par la valve optique, après soustraction de la courbure de phase (résidu), la dynamique est de 4π du noir au blanc. Au milieu et à droite : résultat expérimental, les dimensions approximatives sont $40\mu\text{m}\times 200\mu\text{m}$ (lentille de focalisation $f'=76.2\text{ mm}$).

La carte de phase calculée présente une forte dissymétrie de courbure dans les deux directions. La soustraction d'une courbure moyenne ne permet pas d'obtenir une carte lisse sur toute la surface, plusieurs sauts de phase subsistent encore dans le résidu. La conséquence sur le résultat de mise en forme est alors immédiate : des effets de diffraction apparaissent de part et d'autre du motif dans la direction verticale, mais également à l'intérieur du motif. Celui-ci exhibe alors une homogénéité toute relative, la forme rectangulaire étant éclatée en plusieurs points chauds. Notons d'autre part que les dimensions attendues de $40\mu\text{m}\times 280\mu\text{m}$ ne sont pas atteintes, notamment dans la direction horizontale (largeur de $40\mu\text{m}$ pour une longueur de $200\mu\text{m}$).

Une étude systématique sur la valeur du rapport de forme a été menée, les résultats expérimentaux d'erreur à la forme désirée sont reportés sur le graphique de la figure 4.29. En fixant une exigence d'erreur inférieure à 20% pour avoir une restitution correcte du motif, le rapport de forme ne doit pas excéder la valeur 2.

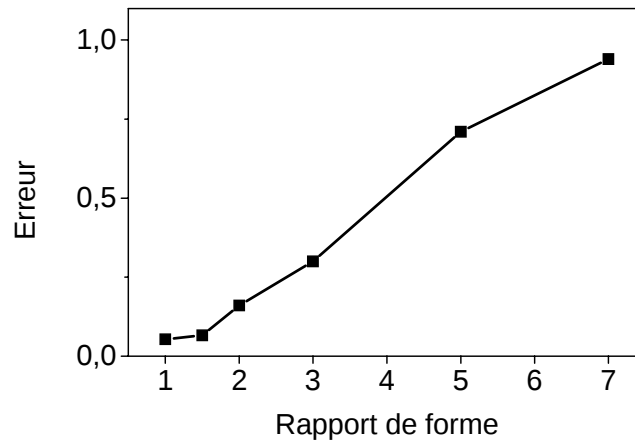


Figure 4.29 – Erreur de restitution du motif demandé en fonction du rapport de forme.

Le problème principal vient de l'amplitude limitée de la modulation de phase applicable par la valve optique. Les cartes de phase calculées sont décomposées en un terme de courbure et un résidu, ce dernier présentant alors une amplitude suffisamment faible pour être appliqué par la valve optique. De ce fait, il faut trouver une composante de courbure pour chaque forme désirée, ce qui n'est pas immédiat pour des formes complexes. C'est par exemple inutile avec le triangle, la carte de phase résiduelle présente autant de sauts de phase que la carte initiale. Ainsi, pour des formes trop complexes, ou des formes simples mais avec un facteur de forme trop élevé, une solution serait de coupler la valve optique avec un deuxième modulateur de phase capable d'appliquer de fortes amplitudes de déphasage, avec éventuellement des disparités notables selon les axes. Un miroir ou une membrane déformable serait typiquement le genre de composant requis, bien que leur résolution spatiale soit assez mauvaise. Ceci ne constituerait cependant pas une limitation car les modulations fines de front d'onde seraient alors appliquées par la valve optique tandis que l'autre modulateur aurait à charge de générer la forme globale de la modulation de phase désirée. En revanche, la gestion de deux modulateurs en série ainsi que le partage et le mode d'attribution de telle ou telle partie de la phase (par exemple les premiers polynômes de Zernike pour le miroir déformable) compliquerait sérieusement le dispositif expérimental, et nécessiterait également des développements informatiques plus poussés.

Avec un tel système, des simulations préliminaires montrent que des motifs encore plus complexes pourraient être réalisés, comme par exemple une tache focale composée de deux points, de forme, dimensions, et positions relatives contrôlables (figure 4.30). Ceci pourrait ouvrir une possibilité intéressante pour les applications d’usinage ou de photoinscription multi-points.

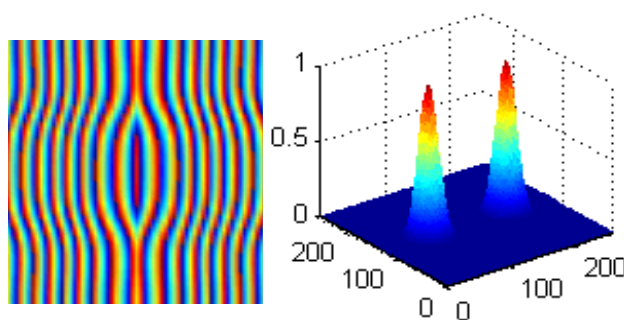


Figure 4.30 – Résultats de calculs de carte de phase (à gauche) pour générer un double point focal (à droite).

4.4.5 Influence de la mise en forme sur la durée d’impulsion

Dans l’objectif d’utiliser ce faisceau mis en forme pour des applications d’interaction laser-matière, qui sont très sensibles à la durée d’impulsion, l’influence du dispositif sur la durée d’impulsion doit être évaluée.

Des mesures de durée d’impulsion par autocorrélation du second ordre sont réalisées avant et après le système de mise en forme (figure 4.31), révélant que l’impulsion initiale de 130 fs est allongée jusqu’à 150 fs, en grande partie à cause des épaisseurs de verre traversées. Cependant, la durée initiale est aisément restaurée par pré-compression de l’impulsion, en introduisant un supplément de dispersion négative par réglage du compresseur à réseau de l’amplificateur régénératif.

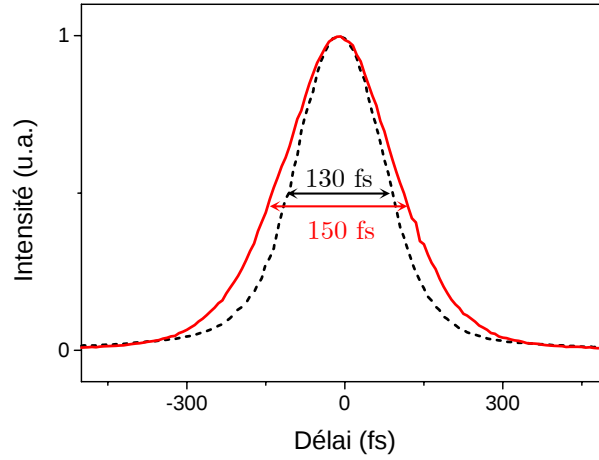


Figure 4.31 – Traces d'autocorrélation mesurées en sortie de chaîne laser (en pointillés noirs) et après le système de mise en forme (en rouge). Les durées d'impulsions correspondantes sont respectivement 130 fs et 150 fs.

4.5 Conclusion

Cette première partie de mon travail a été consacrée à la mise en forme spatiale de la tache focale d'un faisceau laser femtoseconde. Un système original d'optique adaptative a été mis en place, basé sur un modulateur de phase à cristaux liquides non pixellisé à adressage optique. Utilisé pour corriger les aberrations d'une source laser femtoseconde haute cadence (100 kHz), nous avons démontré la capacité de ce dispositif à procurer une surface d'onde quasi-plane en temps réel, en réduisant les distorsions de phase à $\lambda/15$ pic-vallée et $\lambda/100$ rms. Avec une telle qualité de correction des aberrations, nous avons obtenu un point focal limité par diffraction [33]. Dans un deuxième temps, nous avons présenté une étude complète de la modélisation et de la mise en place expérimentale d'un dispositif de mise en forme programmable de tache focale. Un algorithme de calcul de la modulation de phase permettant d'obtenir une forme de faisceau arbitraire définie par l'utilisateur a été développé. La mise au point d'une technique de soustraction de la courbure de phase a permis d'obtenir une mise en forme de bonne qualité avec un unique modulateur d'amplitude réduite. Nous avons alors démontré la capacité de ce système à générer des profils spatiaux complexes [48]. Des motifs variés et de petites dimensions (70 μm) ont été obtenus au point focal d'une

lentille : top-hat, carré, couronne, triangle, rectangle. L'aspect dynamique et programmable de la valve optique permet en outre de passer instantanément d'un motif à l'autre, avec un contrôle en temps réel. Enfin, la durée d'impulsion n'est quasiment pas affectée par le système. L'amélioration de ce dispositif grâce à l'utilisation conjointe d'un miroir déformable permettrait de s'affranchir des limitations actuelles concernant les formes trop dissymétriques. Couplé avec un senseur de phase de meilleure résolution, cette combinaison offrirait une plus grande modularité et donc élargirait la gamme des motifs accessibles.

Le succès de cette expérience de mise en forme de tache focale permet d'envisager d'étendre la gamme des possibilités applicatives des lasers femtosecondes : en particulier, la partie II de ce manuscrit mettra en valeur les gains de contrôle et de précision apporté lors d'expériences d'interaction laser-matière. Ce domaine étant appelé à un large développement, aussi bien fondamental qu'industriel, la démonstration d'un outil original et inédit de mise en forme de tache focale répond à un réel besoin et a fait l'objet d'un brevet [52].