

# Réalisation de pièges multiples

## Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Avec plusieurs faisceaux</b>	<b>36</b>
<b>2.2</b>	<b>Avec un seul faisceau</b>	<b>37</b>
<b>2.3</b>	<b>Conclusion</b>	<b>59</b>

---

Dans la quête d'un système adapté au traitement quantique de l'information, plusieurs conditions essentielles sont à satisfaire, dont la possibilité de dupliquer à grande échelle le système physique portant le qubit, et la possibilité d'initialiser et de lire cet ensemble de qubits. Dans ce chapitre nous allons nous atteler à remplir la première condition, en tentant de multiplier le micro-piège dipolaire. Toutefois, nous le ferons en restant attentif à la deuxième et la troisième condition : nous voulons réaliser plusieurs pièges dipolaires, mais à condition que chacun individuellement soit adressable optiquement, afin de permettre l'initialisation ou la lecture d'un unique qubit dans un registre de qubits. L'intrication massive d'atomes neutres uniques a déjà été réalisée au moyen de collisions froides contrôlées dans des réseaux optiques [46]. Dans ce type de réseaux cependant, les sites contenant un et un seul atome sont séparés par une distance égale à  $\lambda/2$  (ou  $\lambda$  est la longueur d'onde) soit environ 500 nm pour des pièges dipolaires hors résonance tels que le nôtre. Chaque qubit n'est donc pas adressable individuellement à l'aide de faisceaux laser.

Si l'on désire éviter cette difficulté, une première approche peut consister en l'utilisation, pour le piégeage dipolaire, d'un laser tellement hors résonance que sa longueur d'onde vérifie  $\lambda/2 > 1 \mu\text{m}$ . On peut par exemple penser à utiliser un laser  $\text{CO}_2$  de longueur d'onde 11  $\mu\text{m}$ . Cette solution s'accompagne d'une réduction du confinement. Une autre approche consisterait à réaliser un réseau de micro-pièges dipolaires à l'aide d'une matrice de micro-lentilles comme celle de la référence [29]. Le piégeage d'atomes uniques n'a pas été démontré dans un tel réseau. En revanche, l'équipe de Dieter Meschede à Bonn a réalisé un registre quantique pour atomes neutres, en chargeant, de façon aléatoire, un petit nombre d'atomes dans une onde stationnaire. Les atomes peuvent y être manipulés de façon sélective et cohérente [21, 23]. Le transport contrôlé des atomes, à l'aide de l'onde stationnaire [91], préserve la cohérence atomique sur des distances macroscopiques [20, 28].

C'est donc dans cette optique que nous avons conçu des réseaux de micro-pièges dipolaires multiples : nous avons réalisé un registre d'atomes neutres uniques, chacun étant confiné dans un volume de l'ordre du micron cube et pouvant être adressé optiquement de façon individuelle. La première idée que nous avons exploitée a été de multiplier le nombre de faisceaux pièges traversant MIGOU. Nous avons ainsi obtenu deux pièges dipolaires jumeaux. Une démarche

plus astucieuse et moins encombrante consiste à n'utiliser qu'un seul faisceau que l'on scinde en plusieurs sous-faisceaux à l'aide d'un élément diffractif.

## 2.1 Avec plusieurs faisceaux

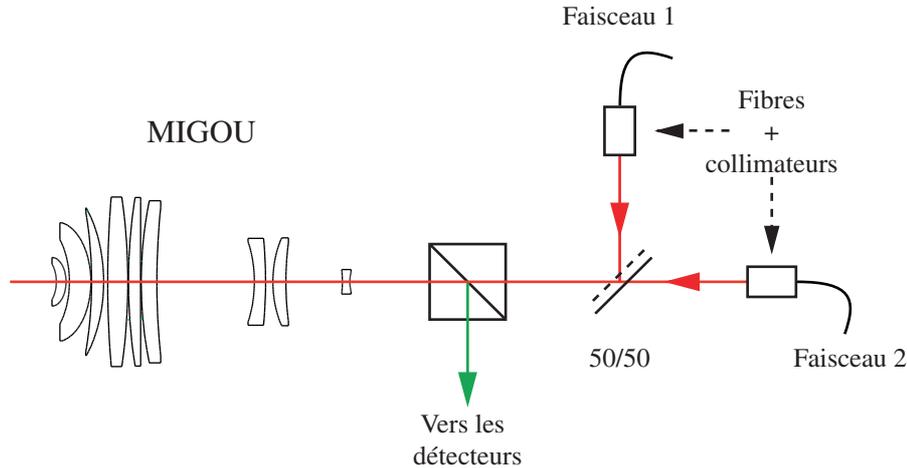


FIG. 2.1 – Montage expérimental du double piège : la lame 50/50 sert à superposer les deux faisceaux pièges et à régler la distance entre les deux points de focalisation. La lumière de fluorescence, envoyée vers les détecteurs, est ici séparée de la voie des faisceaux pièges à l'aide d'un cube polariseur.

Pour obtenir plusieurs pièges dipolaires, il faut créer plusieurs points de focalisation au foyer de MIGOU. Le dispositif le plus simple consiste à multiplier le nombre de faisceaux traversant notre objectif [81, 82], et donc à dupliquer le montage de la figure 1.7 du chapitre 1. Deux pièges ont été réalisés grâce au montage de la figure 2.1. Un second faisceau piège est superposé au premier, à l'aide d'une lame semi-réfléchissante. Ainsi, le second laser piège ayant la même géométrie, il va focaliser dans le même plan que le premier, avec un col de faisceau identique. Cependant, grâce à la lame semi-réfléchissante, on introduit un petit angle entre les deux faisceaux, de sorte qu'ils ne focalisent pas au même endroit. Ainsi, en modifiant uniquement l'angle de cette lame, on contrôle aisément la distance qui sépare les deux pièges dipolaires formés. La résolution spatiale du dispositif d'imagerie (voir paragraphe 1.3.3 du chapitre 1) permet de distinguer deux pièges dipolaires, s'ils sont séparés d'une distance supérieure à  $2 \mu\text{m}$ .

Ces expériences sont décrites dans les thèses de Nicolas Schlosser [81] et Georges-Olivier Raymond [82]. Une image typiquement observée sur la caméra CCD, en régime de fort chargement, est représentée en deux et trois dimensions sur la figure 2.2. La distance qui sépare les deux pièges est de 4 pixels, c'est-à-dire environ  $4 \mu\text{m}$ . On peut facilement déplacer en temps réel un piège par rapport à l'autre en tournant la vis qui contrôle l'angle de la lame semi-réfléchissante utilisée pour superposer les deux faisceaux.

Si l'on se place en régime de faible chargement, on voit les atomes arriver un par un dans chacun des deux pièges dipolaires. Comme l'illustre la figure 2.3, quatre configurations sont alors possibles : soit aucun atome n'est présent, soit on dispose d'un atome unique dans le site de droite ou de gauche, soit on dispose de deux atomes uniques, un à gauche et un à droite.

Dans ce régime, on a, pendant quelques secondes, deux atomes uniques, piégés chacun dans

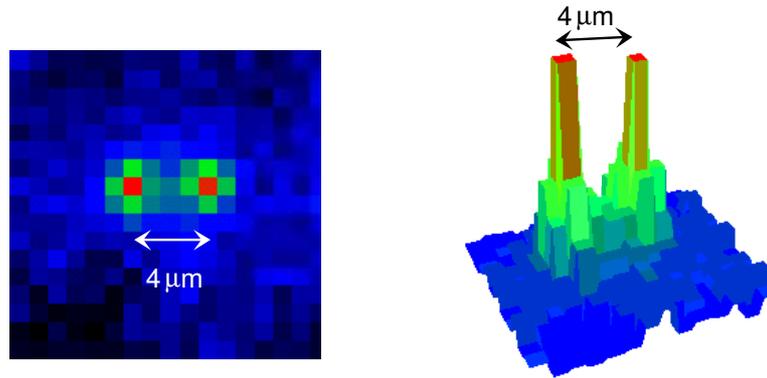


FIG. 2.2 – Visualisation d'un double piège dipolaire avec la caméra CCD. La résolution de l'imagerie permet de résoudre parfaitement ces deux pièges, distants de  $4 \mu\text{m}$  dans le cas présent. La taille de chaque piège est comparable à celle que nous avons obtenue jusque là avec un faisceau unique.

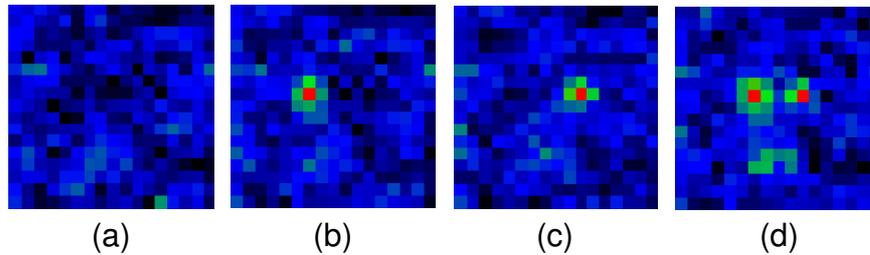


FIG. 2.3 – Différentes configurations rencontrées en régime de faible chargement. Soit aucun atome n'est piégé (a), soit un atome unique est capturé dans le site de gauche (b) ou de droite (c), soit deux atomes uniques sont répartis entre le site de droite et de gauche (d).

un site, dont le volume est de l'ordre du micron cube, et séparés d'une distance de quelques microns.

Soulignons que toutes les images apparaissant dans ce paragraphe ont été réalisées en utilisant deux lasers titane-saphir pour les deux faisceaux pièges. Par ailleurs, dans l'ensemble de ce chapitre, la lumière de fluorescence sera séparée de la voie du ou des faisceaux pièges à l'aide d'un cube à séparation de polarisation.

## 2.2 Avec un seul faisceau

Si l'on veut encore accroître le nombre de pièges dipolaires, multiplier les faisceaux laser s'avère peu commode. Il est cependant possible, par des techniques holographiques, de générer plusieurs pinces optiques à partir d'un unique faisceau : il s'agit de le scinder en plusieurs morceaux à l'aide d'un élément diffractif.

### 2.2.1 L'optique de Fourier

Placé sur le trajet du faisceau, un composant diffractif a pour effet d'y imprimer un profil d'amplitude et de phase à deux dimensions que nous appellerons hologramme. La lumière diffractée se scinde en plusieurs faisceaux que l'on peut focaliser au foyer d'une lentille. Considérons

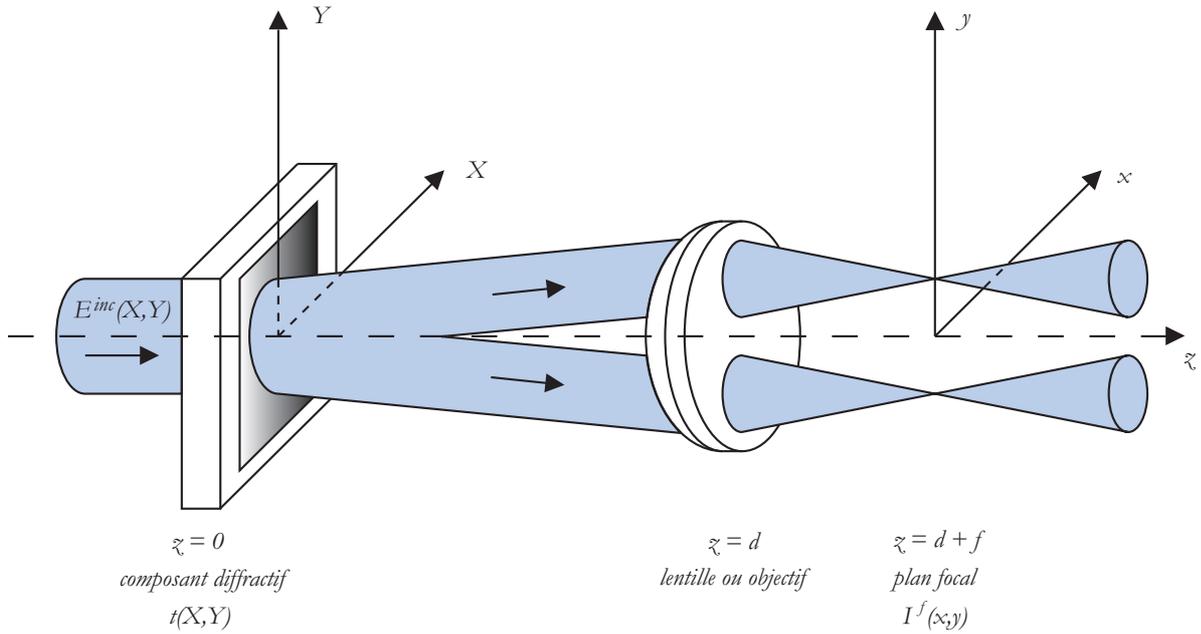


FIG. 2.4 – Schéma de principe pour l'optique de Fourier. Un faisceau incident  $E^{inc}$  traverse en  $z = 0$  un composant diffractif de transmission  $t(X, Y)$ . Il se scinde alors en plusieurs petits faisceaux qui sont ensuite focalisés par un objectif ou une lentille de distance focale  $f$  placé en  $z = d$ . En  $z = d + f$ , on obtient un profil d'intensité  $I^f(x, y)$  lié à  $E^{inc}$  et  $t(x, y)$  par une relation de transformée de Fourier.

un faisceau monochromatique se propageant dans une direction  $z$ , traversant en  $z = 0$  un tel élément de facteur de transmission complexe  $t$  et focalisons ce faisceau à l'aide d'un objectif (il s'agira de MIGOU dans notre cas) de distance focale  $f$  placé en  $z = d$  (figure 2.4). Notre but est de réaliser un réseau de pinces optiques au foyer de l'objectif, celui-ci étant décrit par un profil d'intensité  $I^f(x, y)$  où  $x$  et  $y$  sont les coordonnées transverses dans le plan focal. Décrivons le profil transverse de l'onde incidente en  $z = 0^-$  par :

$$E^{inc}(X, Y) = E_0^{inc}(X, Y) \exp[i\varphi^{inc}(X, Y)]$$

où  $E_0^{inc}$  est l'amplitude du champ,  $\varphi^{inc}$  la phase, et  $X$  et  $Y$  les coordonnées transverses dans le plan de l'élément diffractif. Au foyer de l'objectif, le champ électrique possède une expression similaire :

$$E^f(x, y) = E_0^f(x, y) \exp[i\varphi^f(x, y)]$$

Le champ émergent de l'élément diffractif (en  $z = 0^+$ ) a pour expression  $t(X, Y) \cdot E^{inc}(X, Y)$ . Par ailleurs, d'après la théorie de la diffraction [92], il est lié à  $E^f$  par une simple relation de transformée de Fourier. En effet, pour de la lumière de longueur d'onde  $\lambda$  :

$$E^f(x, y) = \frac{1}{\lambda f} e^{i\theta(x, y)} \mathcal{F}^{-1}[t \cdot E^{inc}]\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right) \quad (2.1)$$

où  $\theta(x, y)$  est un facteur de phase transverse dépendant de  $\lambda$ ,  $f$  et  $d$ . Cette expression fait intervenir la transformée de Fourier inverse du produit  $t(X, Y) \cdot E^{inc}(X, Y)$  calculée au point  $(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f})$  définie par :

$$\mathcal{F}^{-1}[f](x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(X, Y) \exp[2i\pi(Xx + Yy)] dXdY$$

Si on s'intéresse au profil d'intensité dans le plan focal, on aura :

$$I^f(x, y) = \frac{1}{\lambda^2 f^2} |\mathcal{F}^{-1}[t \cdot E^{inc}](\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f})|^2$$

Il est donc possible en utilisant un composant diffractif de créer dans le plan focal (encore appelé plan de Fourier) n'importe quel profil d'intensité  $I^f(x, y) = |E^f(x, y)|^2 = E_0^f(x, y)^2$  correspondant à la géométrie de piégeage désirée. Il faut pour cela calculer, à l'aide d'une simple transformée de Fourier, la transmission (ou l'hologramme)  $t(X, Y)$  donnant le front d'onde adéquat dans le plan de Fourier. Il ne reste alors plus qu'à réaliser un composant ayant une telle transmission.

La relation permettant de calculer  $t(X, Y)$  en fonction de  $E^f(x, y)$  est la réciproque de l'expression 2.1 :

$$t(X, Y) \cdot E^{inc}(X, Y) = \frac{1}{\lambda f} \mathcal{F}[e^{-i\theta(x, y)} E^f(x, y)](\frac{X}{\lambda f}, \frac{Y}{\lambda f}) \quad (2.2)$$

Elle fait intervenir la transformée de Fourier directe :

$$\mathcal{F}[g](X, Y) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x, y) \exp[-2i\pi(Xx + Yy)] dx dy$$

Dans le cas général,  $t(X, Y)$  est un nombre complexe dont la norme est majorée par 1. Cependant, certains composants, comme les réseaux d'amplitude, ne modifient que l'amplitude de la lumière, auquel cas  $t(X, Y)$  est réelle. D'autres encore, comme les réseaux de phase, ne modifient que la phase, auquel cas,  $t(X, Y) = e^{i\varphi^t(X, Y)}$ . L'intérêt de tels objets pour le piégeage d'atomes froids a déjà été démontré. En effet, les auteurs de la référence [93] ont illuminé un réseau de phase à l'aide d'un unique faisceau laser. Ils ont ainsi obtenu une matrice hexagonale de pièges dipolaires, chacun contenant un petit nuage de  $10^4$  atomes confinés radialement sur  $4,5 \mu\text{m}$ . Plus récemment les techniques de refroidissement évaporatif ont permis d'atteindre des densités supérieures à  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  dans de tels pièges dipolaires [94].

Par ailleurs, les pinces optiques constituent un outil de recherche dans de nombreux domaines. En effet, elles permettent le piégeage et le contrôle du mouvement d'objets allant de la dizaine de nanomètres à la centaine de microns. Elles trouvent donc naturellement leur application en biologie, chimie, physico-chimie. Dans ce contexte, des pinces optiques de diverses configurations ont été récemment produites de façon holographique à l'aide de *modulateurs spatiaux de lumière à cristaux liquides programmables par ordinateur* [95]. L'avantage majeur de ces appareils est la conception informatique de l'hologramme. D'une part l'ordinateur calcule la transmission permettant d'obtenir la bonne configuration de piégeage et transmet l'information au modulateur de lumière. D'autre part l'hologramme peut être reconfiguré en temps réel. Ceci rend non seulement l'optimisation d'un réseau statique de pièges dipolaires très aisée, mais permet aussi d'envisager des séquences de piégeage dynamiques dans lesquelles un ou plusieurs sites peuvent être déplacés, éteints ou allumés à volonté. L'intérêt des modulateurs spatiaux de lumière pour le domaine des atomes froids a d'ailleurs déjà été souligné [96]. Nous avons donc tenté de multiplier notre micro-piège dipolaire à l'aide d'un tel appareil.

### 2.2.2 Le modulateur de phase

Nous avons utilisé le modulateur de phase programmable (Programmable Phase Modulator) PPM X7550 de la société Hamamatsu Photonics K.K. Cet appareil ne module que la phase.

Notons qu'on obtient très simplement un dispositif de modulation d'amplitude en le plaçant entre un polariseur et un analyseur dont les axes principaux se croisent à  $45^\circ$ . Toutefois nous ne nous en servons pas dans ces conditions. En effet, moduler en amplitude est synonyme de perte de puissance pour le faisceau piège et réduit donc le nombre de pinces optiques potentielles. Le PPM X7550 fonctionne en réflexion. Il se comporte comme un miroir capable d'imprimer sur un faisceau lumineux un profil de phase transverse à deux dimensions  $t(X, Y) = e^{i\varphi^t(X, Y)}$ . Il est en fait constitué de deux modulateurs de lumière utilisés en chaîne : un modulateur de phase adressé optiquement, et un modulateur d'amplitude adressé électriquement.

### Le PAL-SLM

Le PAL-SLM, pour Parallel-ALigned nematic liquid-crystal Spatial Light Modulator, constitue l'étage adressé optiquement qui module effectivement en phase le faisceau incident. Son principe est basé sur la technologie des cristaux liquides nématiques.

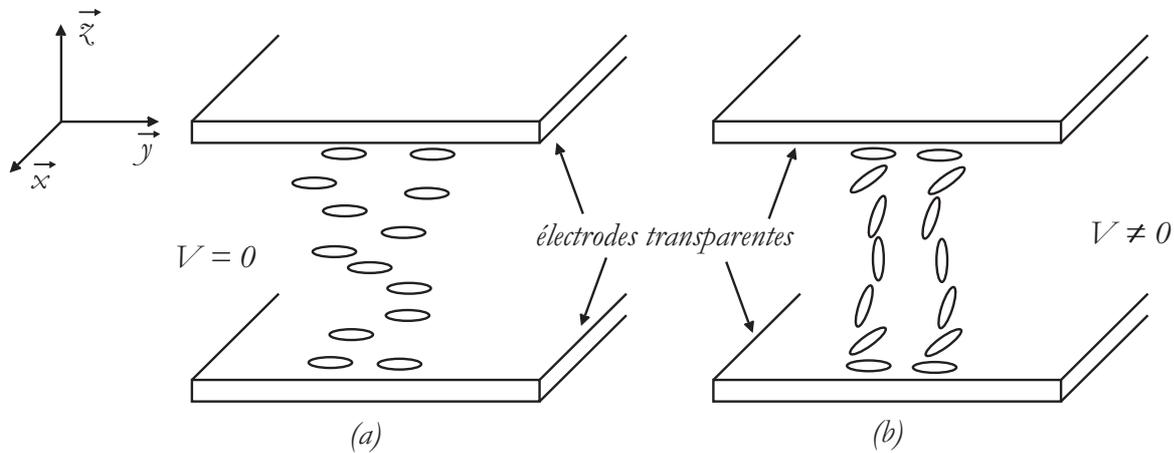


FIG. 2.5 – Cellule à cristal liquide nématique alignée parallèlement. (a) : aucune tension n'est appliquée aux bornes de la cellule. (b) : une tension est appliquée aux bornes de la cellule.

La phase nématique est l'un des trois types connus de phases pour les cristaux liquides. Les centres de gravité des molécules  $y$  sont répartis de façon aléatoire comme dans un liquide, par contre, elles ont toutes la même orientation. On peut représenter schématiquement (figure 2.5) les molécules par des ellipsoïdes dont le grand axe est appelé directeur. Ces structures nématiques sont, du point de vue optique, uniaxiales, l'axe étant suivant le directeur. Sous l'effet d'un champ électrique, les molécules, électriquement anisotropes, s'alignent parallèlement à celui-ci. L'alignement ne dépend pas du signe du champ électrique et les cellules à cristal liquide sont alimentées par des tensions alternatives, de moyenne nulle, dont la fréquence, autour du kHz, est supérieure à l'inverse du temps caractéristique de réorientation. Ceci permet d'éviter la destruction de la cellule par électrolyse. La figure 2.5 illustre la façon la plus simple de construire une cellule de cristal liquide. Une couche de cristal liquide est prise en sandwich entre deux lames de verre sur lesquelles ont été déposées des électrodes transparentes. Ces électrodes ont reçu un traitement qui force les molécules à s'aligner dans leur plan. Il s'agit alors d'une cellule à cristal liquide alignée parallèlement (Parallel-ALigned – ou PAL – nematic liquid-crystal). Lorsqu'aucune tension n'est appliquée aux bornes des électrodes, les interactions entre molécules les alignent toutes selon l'orientation de celles accrochées sur les faces (figure 2.5 (a)), c'est-à-dire suivant l'axe  $\vec{y}$ . L'application d'une tension crée un couple qui tend à faire basculer les molécules

autour de l'axe  $\vec{x}$ , tandis qu'une force de rappel due aux interactions entre molécules tend à les retenir (figure 2.5 (b)).

Du point de vue optique, la cellule se comporte comme une lame d'onde transparente dont les axes neutres,  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$  ont une position fixe et indépendante de la tension appliquée. L'indice  $n_x = n_{\perp}$  ( $\perp$  pour perpendiculaire à l'axe directeur des molécules) suivant l'axe  $\vec{x}$  est également indépendant de la tension appliquée. Au contraire, l'indice suivant l'axe  $\vec{y}$  varie de  $n_y = n_{\parallel}$  ( $\parallel$  pour parallèle à l'axe directeur des molécules) à tension appliquée nulle, à  $n_y = n_{\perp}$  lorsque la tension appliquée est très forte et que toutes les molécules sont alignées suivant l'axe  $\vec{z}$ .

Ces cellules alignées parallèlement peuvent donc fonctionner en modulateur de phase pur. Pour un faisceau incident se propageant suivant l'axe  $\vec{z}$  et polarisé selon  $\vec{y}$ , seule la phase de l'onde transmise est modulée, sa polarisation et son amplitude restant constantes.

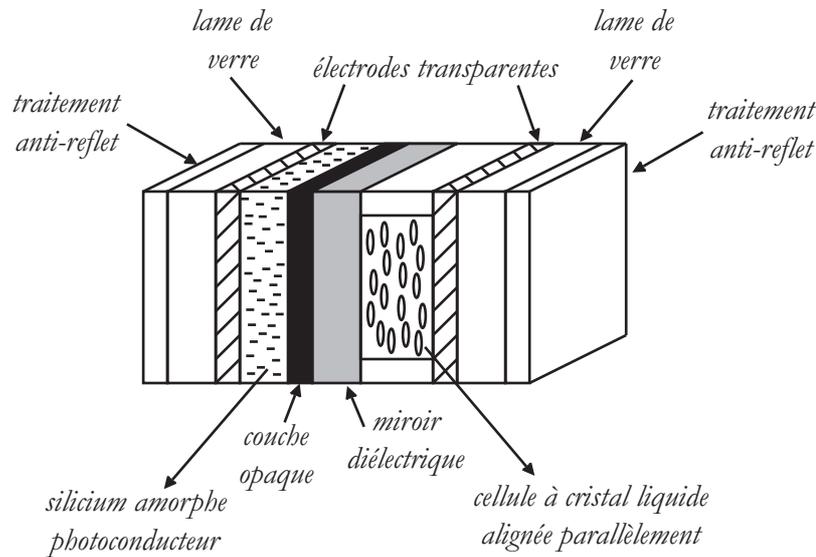


FIG. 2.6 – Structure du PAL-SLM (Parallel-ALigned nematic liquid-crystal Spatial Light Modulator)

La structure complète du PAL-SLM est décrite sur la figure 2.6. Une cellule de cristal liquide est déposée sur un miroir diélectrique. Derrière le miroir se trouve une couche de matériau photoconducteur. Il s'agit de silicium amorphe (semi-conducteur). L'ensemble est pris en sandwich entre deux électrodes transparentes déposées sur deux lames de verre traitées anti-reflet. Les électrodes sont alimentées en permanence par une tension alternative d'amplitude fixe autour de 3 V et dont la fréquence est de l'ordre de 1 kHz. En l'absence du « faisceau d'écriture » (voir figure 2.7), l'impédance du photoconducteur est très importante. Les molécules de cristal liquide ne voient donc qu'un faible champ électrique homogène. En présence du « faisceau d'écriture », la résistance électrique du photoconducteur chute aux endroits éclairés, approximativement proportionnellement au logarithme de l'intensité du « faisceau d'écriture » (les photons d'énergie supérieure à la largeur de la bande interdite du silicium amorphe excitent des paires électron-trou). De cette manière, la différence de potentiel aux bornes de la couche de cristal liquide croît avec l'intensité du « faisceau d'écriture », ce qui conduit à une modulation spatiale de sa biréfringence. Cette modulation est alors vue et imprimée sur le « faisceau de lecture ». L'amplitude de la tension alternative est finement ajustée autour de 3 V pour que l'orientation des molécules en l'absence de « faisceau d'écriture » se traduise par un déphasage homogène de  $2\pi \bmod 2\pi$  sur le

« faisceau de lecture ». Il est important de remarquer ici que cette partie du modulateur de phase n'est pas pixellisée. Afin d'éviter une irradiation du matériau photoconductif par le « faisceau de lecture » si celui-ci est trop intense, une couche opaque supplémentaire est ajoutée derrière le miroir diélectrique.

### L'étage LCD

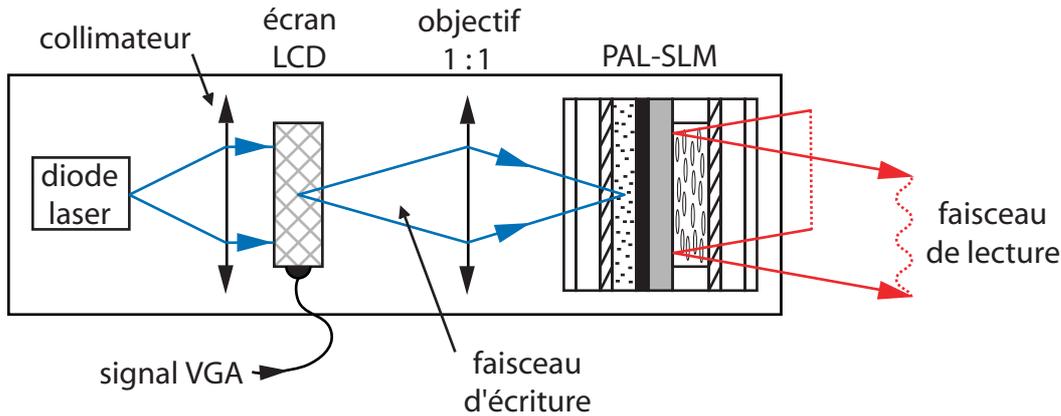


FIG. 2.7 – Structure complète du modulateur de phase. Un premier étage LCD module en intensité le faisceau issu d'une diode. Cette modulation est imagée sur le matériau photoconducteur du PAL-SLM à l'aide d'un objectif télécentrique de grandissement 1. Ceci assure la modulation en phase du faisceau de lecture qui traverse la cellule à cristal liquide et se réfléchit sur le miroir diélectrique.

Le « faisceau d'écriture » provient d'une diode laser à 690 nm modulée spatialement en amplitude par un écran LCD (Liquid Crystal Device). Celui-ci contient une cellule à cristal liquide nématique « twisté » utilisée en transmission et est adressé à l'aide d'une matrice active. La zone de travail contient  $480 \times 480$  pixels correspondant à une surface de  $20 \times 20 \text{ mm}^2$ . Chaque pixel est contrôlé individuellement à l'aide d'un signal VGA (Video Graphics Array) provenant d'un ordinateur. Une fois modulé en amplitude, le « faisceau d'écriture » vient irradier le matériau photoconductif du PAL-SLM. Pour cela, on forme l'image géométrique de la matrice LCD sur la couche de silicium amorphe à l'aide d'un simple objectif télécentrique de grandissement 1 (cf figure 2.6). Cet étage du modulateur de phase est lui-même pixellisé. Cependant, un léger défaut de mise au point permet de lisser la structure des pixels et d'éviter ainsi la diffraction commune à tous les modulateurs à cristal liquide adressés électriquement.

### Quelques caractéristiques techniques

Comme nous l'avons écrit précédemment, la partie PAL-SLM du modulateur est alimentée en permanence par une tension alternative dont la fréquence de l'ordre de 1 kHz est très supérieure à la constante de temps de réponse du cristal liquide. Le système répond donc aux variations d'intensité du « faisceau d'écriture ». Le temps de réponse est directement corrélé à la dynamique d'orientation des molécules de cristal liquide. Les structures nématiques sont caractérisées par deux constantes de temps différentes. La première est celle de torsion du système à la mise en place d'un champ électrique ; la seconde correspond à la relaxation de la structure lorsque l'on diminue le champ. Pour une variation de phase de  $\pi$  sur le « faisceau de lecture », les données

constructeur indiquent un « temps de montée » inférieur à 30 ms et un « temps de descente » inférieur à 40 ms. Le taux de rafraîchissement de notre modulateur est donc d'environ 25 Hz.

L'ensemble des deux étages décrits précédemment est contenu dans un boîtier relativement compact, de dimensions 80 mm × 93 mm × 90,3 mm. La puissance de lecture maximale autorisée pour un fonctionnement correct est de 200 mW/cm<sup>2</sup>. La surface active du modulateur de phase est de 20 mm × 20 mm. Nous en avons mesuré quelques propriétés optiques à 633 nm grâce à un interféromètre à glissement de phase de type Zygo. Celui compare le front d'onde de la lumière qui s'est réfléchi sur le modulateur à un front d'onde de référence. Lorsque le modulateur est hors tension, il se comporte comme un miroir de réflectivité supérieure à 90 %. La mesure de la distortion pic à pic du front d'onde donne 0,6 λ sur l'ensemble de la surface active et 0,1 λ sur une surface carrée restreinte à 5 mm de côté correspondant à la taille caractéristique de notre faisceau. Le PPM X7550 est optimisé pour 633 nm. A cette longueur d'onde, la phase peut être modulée entre 0 et 2,1 π. Or la phase accumulée  $\frac{2\pi}{\lambda} n_y 2e$  à la traversée (aller-retour) de la couche de cristal liquide d'épaisseur  $e$  est inversement proportionnelle à λ. A 810 nm, notre longueur d'onde de travail, la modulation de phase maximale est alors réduite à 1,65 π. Toutefois, ceci n'est pas une limitation et dépend de la façon dont est optimisé le modulateur, notamment de la valeur maximale de l'intensité du « faisceau d'écriture ». Il existe aujourd'hui dans le commerce de tels appareils capables de produire un déphasage supérieur à 2 π à 810 nm. Un dernier chiffre important correspond à la résolution maximale : elle est de 12 Lp/mm (Linepairs per millimeter) et donne la taille de la structure de phase la plus petite que l'on peut atteindre.

Par ailleurs, on peut obtenir une caractéristique entrée/sortie linéaire en ajustant correctement l'intensité lumineuse de la diode laser interne à l'entrée de la matrice LCD. Dans ces conditions, le déphasage local du « faisceau de lecture » est directement proportionnel au niveau de gris du signal VGA compris entre 0 et 256 (8 bits).

L'utilisation du modulateur de phase est donc très simple. Il suffit, à l'aide d'un logiciel de dessin, de dessiner en niveaux de gris le profil de phase désiré (comprenant 480 × 480 pixels), de débrancher le câble VGA du moniteur et de le brancher sur le PPM X7550. Après 100 ms plus tard, la modulation de phase est imprimée sur le « faisceau de lecture ».

### 2.2.3 La génération d'hologrammes

Nous avons vu au paragraphe 2.2.1 qu'obtenir le réseau de pièges dipolaires particulier dans le plan de Fourier impliquait de choisir le bon hologramme  $t(X, Y)$ , connaissant le front d'onde incident  $E^{inc}(X, Y)$ .

#### Le front d'onde incident

Lors de la description du dispositif expérimental (paragraphe 1.3.1 du chapitre 1), nous avons souligné que le faisceau piège, avant d'être envoyé dans MIGOU, était soigneusement mis en forme à l'aide d'une fibre optique monomode suivie d'un objectif de microscope. Le faisceau est alors à peu près collimaté et c'est à cet endroit que nous allons placer notre modulateur de phase. On peut donc considérer que le champ incident possède un front d'onde plan et une amplitude gaussienne. On peut donc ignorer la phase de  $E^{inc}(X, Y)$  :

$$E^{inc}(X, Y) = E_0^{inc}(X, Y) = A_0^{inc} \exp\left(-\frac{X^2 + Y^2}{w_{inc}^2}\right)$$

Une mesure précise du col du faisceau nous donne  $w_{inc} = 2,2$  mm. Une fois réfléchi sur le modulateur de phase, l'expression du champ électrique devient :

$$t(X, Y) \cdot E^{inc}(X, Y) = E_0^{inc}(X, Y) e^{i\varphi^t(X, Y)}$$

où  $\varphi^t(X, Y)$  est le profil de phase imposé par l'hologramme.

### Le front d'onde dans le plan de Fourier

Comme le montre la formule 2.1, une partie de la phase dans le plan focal est donnée par  $\theta(x, y)$  qui dépend de la position de l'hologramme par rapport à l'objectif. Il est cependant possible de s'affranchir de ce facteur de phase. En effet c'est l'intensité dans le plan de Fourier qui nous intéresse et  $e^{i\theta(x, y)}$  n'y contribue pas. On dérivera donc le calcul de  $E^f(x, y)$  en prenant  $\theta(x, y) = 0$ . Les deux équations 2.1 et 2.2 vues au paragraphe 2.2.1 deviennent respectivement :

$$E^f(x, y) = \frac{1}{\lambda f} \mathcal{F}^{-1}[E_0^{inc} e^{i\varphi^t}]\left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f}\right) \quad (2.3)$$

et

$$E_0^{inc}(X, Y) e^{i\varphi^t(X, Y)} = \frac{1}{\lambda f} \mathcal{F}[E^f]\left(\frac{X}{\lambda f}, \frac{Y}{\lambda f}\right) \quad (2.4)$$

### Les hologrammes de phase pure

Connaissant  $E^{inc}(X, Y)$ , il semble par conséquent aisé de calculer l'hologramme adapté au profil d'intensité désiré, en utilisant la formule 2.4. En fait, il subsiste dans cette équation une inconnue. Il s'agit de la phase transverse dans le plan de Fourier dont la configuration de piégeage choisie ne dépend pas. Si on choisit une phase particulière, par exemple homogène, il n'y a aucune raison pour que la transmission obtenue ne donne qu'une modulation de phase. Le résultat sera aussi modulé en amplitude. Or notre modulateur nous permet uniquement de modifier la phase du faisceau. De façon générale, pour un réseau d'un nombre fini de pinces optiques, il n'existe pas de solution analytique pour la phase  $\varphi^f(x, y)$  de  $E^f(x, y)$  qui engendre une modulation de phase pure sur  $E^{inc}(X, Y)$  [97]. C'est la raison pour laquelle il est indispensable d'utiliser un algorithme itératif qui permettra d'obtenir l'hologramme de n'importe quelle matrice de pièges dipolaires.

### L'algorithme itératif

Notre approche est calquée sur l'algorithme dit adaptatif-additif (adaptive-additive algorithm) expliqué et utilisé dans la référence [98] et dont l'idée revient aux auteurs de la référence historique [97]. Il s'agit d'une méthode numérique itérative qui, en s'appuyant sur les équations 2.3 et 2.4, explore l'espace des profils de phase possibles pour  $\varphi^f(x, y)$  afin de trouver la modulation de phase du faisceau piège codant le bon profil d'intensité dans le plan de Fourier. Son principe est schématisé sur la figure 2.8.

Il faut tout d'abord discrétiser le plan incident et celui de Fourier en des tableaux de  $480 \times 480$  cases. La modulation de phase  $\varphi^t(X, Y)$  obtenue sera aussi décrite par une matrice de  $480 \times 480$  cases qui viendront adresser chacun des  $480 \times 480$  pixels du modulateur de phase. La deuxième étape consiste à dessiner l'amplitude  $E_0^f(x, y)$  attendue dans le plan de Fourier. Le réseau de pièges dipolaires voulu est obtenu en le représentant par un réseau de fonctions delta de Dirac convoluées avec la réponse percussionnelle de MIGOU. Il s'agit simplement de la tâche d'Airy calculée par transformée de Fourier de la pupille d'entrée du système optique. A ce stade nous

sommes en possession des données d'entrée de l'algorithme : la mesure (celle de  $w_{inc}$ ) du profil d'amplitude incident gaussien  $E_0^{inc}$  et le calcul du profil d'amplitude  $E_0^f$  attendu dans le plan de Fourier, réseau de tâches d'Airy. Une fois échantillonnés, ces deux jeux de données sont utilisés une fois dans chaque itération.

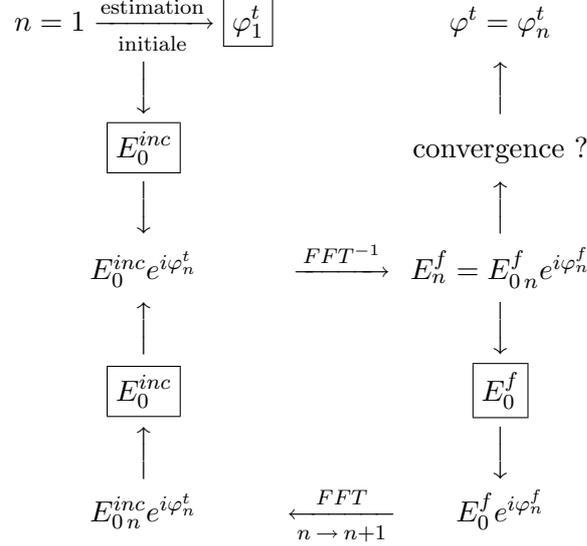


FIG. 2.8 – Diagramme décrivant l'algorithme adaptatif-additif. Chaque itération voit l'amélioration de la phase  $\varphi_n^t$  codant le profil d'amplitude voulu  $E_0^f$ . Les éléments encadrés constituent les données d'entrée.

L'algorithme commence par une estimation initiale  $\varphi_1^t(X, Y)$  de l'hologramme. Dans ces conditions, le champ en entrée s'écrit :

$$E_0^{inc}(X, Y) \exp[i\varphi_1^t(X, Y)]$$

Notons ici que la gaussienne  $E_0^{inc}$  est en fait tronquée au delà d'un diamètre de 5 mm correspondant au diamètre de la pupille d'entrée de MIGOU. La transformée de Fourier inverse du front d'onde obtenu constitue alors une première estimation :

$$E_1^f(x, y) = E_{01}^f(x, y) \exp[i\varphi_1^f(x, y)]$$

du champ au foyer de MIGOU. L'intensité correspondante  $I_1^f(x, y) = E_{01}^f(x, y)^2$  est bien évidemment différente du réseau attendu. Toutefois, à ce stade on ne garde que la phase calculée  $\varphi_1^f(x, y)$  que l'on combine avec le profil d'amplitude désiré pour obtenir le nouveau champ :

$$E_0^f(x, y) \exp[i\varphi_1^f(x, y)]$$

La transformée de Fourier de ce dernier :

$$E_{02}^{inc}(X, Y) \exp[i\varphi_2^t(X, Y)]$$

possède alors un profil de phase  $\varphi_2^t(X, Y)$  pour le faisceau incident plus proche du profil attendu que  $\varphi_1^t(X, Y)$ . En revanche,  $E_{02}^{inc}(X, Y)$  ne correspond alors plus à l'amplitude incidente réelle. On remplace donc  $E_{02}^{inc}(X, Y)$  par  $E_0^{inc}(X, Y)$ . Le résultat :

$$E_0^{inc}(X, Y) \exp(i\varphi_2^t(X, Y))$$

constitue alors une meilleure estimation pour le champ en entrée. Cette étape termine la première itération de l'algorithme et le processus est alors répété.

Il faut noter ici, que dans notre cas, il ne semble pas indispensable d'introduire le profil gaussien  $E_0^{inc}$  du faisceau incident. En effet, nous avons aussi fait tourner l'algorithme avec un profil incident uniforme, soit  $E_0^{inc}(X, Y) = 1$ , mais uniquement sur une zone correspondant à la taille de la pupille d'entrée de notre objectif. La valeur 1 correspond dans le programme utilisé à la valeur maximale en niveau de gris. Aucune différence majeure n'a été observée lors de la mesure des profils d'intensité dans le plan de Fourier ou lors des tests sur les atomes. La plupart des résultats présentés par la suite ont par conséquent été obtenus à partir d'un profil uniforme.

Par ailleurs, dans notre calcul, on ne fait pas vraiment attention à ce que l'énergie soit conservée entre le plan de l'hologramme et le plan de Fourier. En effet, si le profil incident est pris uniforme,  $E_0^{inc}(X, Y) = 1$  sur un diamètre de 5 mm, le profil d'amplitude  $E_0^f(x, y)$  recherché dans le plan de Fourier est lui normalisé de manière à utiliser toute l'échelle de niveaux de gris disponible. Autrement dit, le front d'onde désiré est un réseau de pics d'Airy montant tous à 1.

### L'estimation initiale

Pour débiter l'algorithme, il est possible d'utiliser un générateur de nombres aléatoires pour obtenir une distribution aléatoire de phase comprise entre  $-\pi$  et  $+\pi$  [97, 98]. Ceci n'est pas indispensable et il y a toutes les raisons de penser qu'une estimation de phase relativement proche de la distribution correcte tendrait à accélérer la convergence de l'algorithme. Par ailleurs, certaines estimations vont provoquer un échec du processus itératif. Ceci se produira par exemple pour une distribution de phase initiale constante, dans le cas particulier où les profils d'intensité incident et dans le plan de Fourier sont à symétrie centrale. En effet, dans ces conditions, la distribution de phase reste constante par transformation de Fourier.

En ce qui nous concerne, nous cherchons à réaliser des réseaux réguliers de pièges dipolaires. Une phase sinusoïdale est alors une bonne phase initiale. Si l'on calcule la transformée de Fourier inverse de  $e^{i \sin(x)}$ , on obtient en effet un réseau de pics de Dirac régulièrement espacés, pondérés par les fonctions de Bessel de 1<sup>re</sup> espèce. Si l'on désire par exemple réaliser un réseau carré de pièges dipolaires, notre estimation initiale aura l'expression suivante :

$$\varphi_1^{t \text{ carré}}(X, Y) = M\pi[\cos(2\pi \frac{X}{T}) + \cos(2\pi \frac{Y}{T})]$$

où  $M$  est appelé le facteur de modulation. La période  $T$  n'est pas à choisir de façon anodine. Supposons que le champ à l'entrée de MIGOU soit  $e^{\varphi_1^{t \text{ carré}}(X, Y)}$ . Le profil d'intensité dans le plan de Fourier est alors donné par la formule 2.3 ; il est proportionnel à :

$$[\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(M\pi)^2 \delta(x - \frac{n\lambda f}{T})][\sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(M\pi)^2 \delta(y - \frac{n\lambda f}{T})]$$

où  $J_n(M\pi)$  est la valeur en  $M\pi$  de la fonction de Bessel de 1<sup>re</sup> espèce d'ordre  $n$ . Ceci correspond à un réseau de pièges dipolaires écartés dans le plan de Fourier d'une distance  $\frac{\lambda f}{T}$ . La période  $T$  dans la phase initiale est donc à choisir en fonction de l'écartement désiré pour limiter le nombre d'itérations de l'algorithme.

Il reste encore un paramètre libre dans notre phase initiale. Il s'agit du facteur de modulation  $M$ . Là encore la valeur de ce facteur peut être adaptée à la configuration de piégeage désirée afin

de réduire le temps de calcul. On se rend compte par exemple que pour  $M \sim 0,45$ ,  $J_0(M\pi) \sim J_1(M\pi)$ , autrement dit l'ordre 0 et 1 ont même poids. Cette valeur du facteur de modulation sera donc particulièrement adaptée si l'on désire réaliser une configuration de piégeage ne contenant que l'ordre 0 et l'ordre 1 comme un carré de 9 pièges de même profondeur (voir figure 2.14 un peu plus loin). En outre, si l'on désire s'affranchir de l'ordre 0, on pourra choisir la valeur  $M \sim 0,77$  pour laquelle  $J_0(M\pi) = 0$ .

Nous avons aussi réalisé des hologrammes permettant d'avoir des structures de piégeage hexagonales (voir figures 2.14 un peu plus loin). Une estimation judicieuse de la phase est alors une somme de deux cosinus le long de deux axes orientés à  $60^\circ$  l'un de l'autre dans le plan incident :

$$\varphi_{1\text{ hex}}^t(X, Y) = M\pi \left[ \cos\left(2\pi \frac{X}{T}\right) + \cos\left(2\pi \frac{X - \sqrt{3}Y}{2T}\right) \right]$$

Enfin si on désire n'obtenir qu'une ligne de pièges dipolaires on ne choisira comme phase qu'un simple cosinus dans la direction souhaitée.

### La convergence

Si l'estimation initiale est bonne, et dans le cas des configurations de piégeage en réseau que nous avons réalisées, l'algorithme converge très rapidement, en trois ou quatre itérations ! Il est possible de définir des critères de convergence en définissant des fonctions d'erreur. Il s'agit à chaque fois de comparer le profil d'intensité  $I_n^f(x, y)$  obtenu à la  $n^{\text{ième}}$  itération avec celui désiré  $I^f(x, y)$ . La référence [98] utilise la fonction d'erreur :

$$\epsilon_1^n = \frac{1}{480^2} \sum_{i=1}^{480^2} [I^f(x_i, y_i) - I_n^f(x_i, y_i)]^2$$

où la somme sur  $i$  est une somme sur tous les pixels alors que la référence [97] utilise

$$\epsilon_2^n = \sum_{i=1}^{480^2} [E_0^f(x_i, y_i) - E_{0n}^f(x_i, y_i)]^2$$

pour la première moitié de l'itération et

$$\epsilon_2'^n = \sum_{i=1}^{480^2} [E_0^{\text{inc}}(x_i, y_i) - E_{0n}^{\text{inc}}(x_i, y_i)]^2$$

pour la deuxième moitié de l'itération. On pourrait aussi envisager de faire l'intercorrélacion des deux images. Notre algorithme n'assurant pas complètement la conservation de l'énergie entre le plan de l'hologramme et le plan de Fourier, nous avons choisi de définir notre propre critère. Après chaque FFT<sup>-1</sup> de la figure 2.8 aboutissant dans le plan de Fourier, nous renormalisons le profil d'amplitude obtenu  $E_n^f(x, y)$  de la manière suivante :

$$\frac{E_n^f(x, y)}{\max[E_n^f(x, y)]}$$

de façon à bénéficier de toute l'échelle de niveaux de gris. Notre critère de convergence est alors le suivant :

$$\epsilon_3^n = \frac{1}{480^2} \sum_{i=1}^{480^2} \left[ I^f(x_i, y_i) - \left( \frac{E_n^f(x, y)}{\max[E_n^f(x, y)]} \right)^2 \right]^2$$

Soulignons que suivant la définition, les valeurs prises par la fonction d'erreur varient beaucoup et sont difficiles à interpréter. On s'intéressera donc plutôt à sa vitesse de convergence. Nous avons validé chacun de nos hologrammes en mesurant l'intensité obtenue dans le plan de Fourier ainsi qu'en les testant sur les atomes. Toutefois nous allons tenter de prouver que l'algorithme converge bien en démontrant géométriquement que la fonction d'erreur  $\epsilon_2$  décroît d'une itération à l'autre [97].

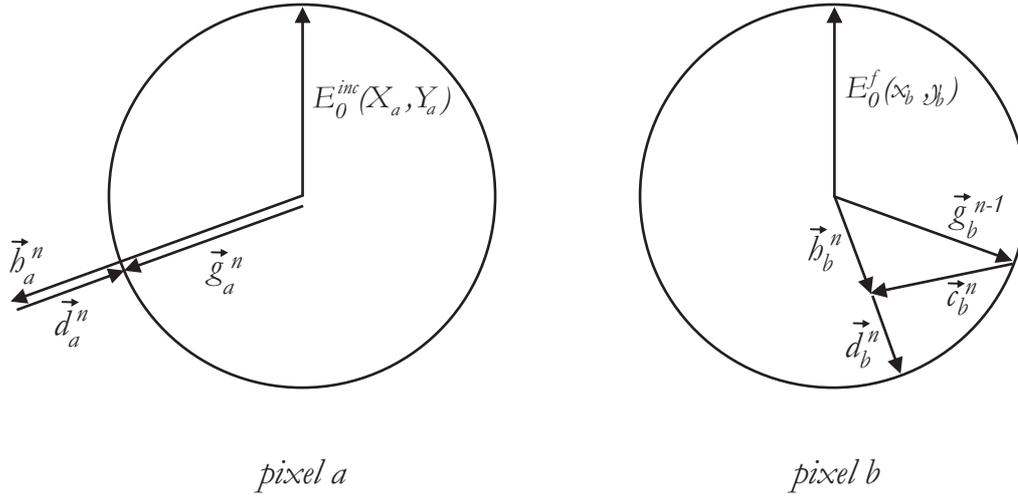


FIG. 2.9 – Effet de l'algorithme sur le champ électrique complexe en  $a$ , un pixel particulier dans le plan de l'hologramme et le champ électrique complexe en  $b$ , un pixel particulier dans le plan de Fourier.  $E_0^{inc}(X_a, Y_a)$  et  $E_0^f(x_b, y_b)$  sont les amplitudes désirées en chacun de ces points. Les différents vecteurs sont les états du champ électrique au cours de l'algorithme.

Ce raisonnement s'appuie sur la figure 2.9. Nous ne nous intéressons qu'à deux pixels particuliers : le pixel  $a$  dans le plan de l'hologramme et le pixel  $b$  dans le plan de Fourier. Sur ces pixels sont codées une phase et une amplitude. On peut donc représenter le champ en ces points particuliers dans le plan complexe. Par ailleurs on connaît les amplitudes de référence vers lesquelles doivent converger chacun des deux pixels en fin de calcul. Il s'agit pour le pixel  $a$  de l'amplitude  $E_0^{inc}(X_a, Y_a)$  de la gaussienne  $E_0^{inc}$  en ce point et pour le pixel  $b$  de l'amplitude désirée  $E_0^f(x_b, y_b)$  du profil  $E_0^f$  en ce point précis. On représente ces amplitudes de référence par deux cercles sur la figure 2.9. Supposons que, lors d'une itération  $n - 1$ , on obtienne, juste avant la FFT de la figure 2.8 le vecteur  $\vec{g}_b^{n-1}$  dans le plan complexe  $b$ . D'après la description de l'algorithme, ce vecteur pointe forcément sur le cercle de rayon  $E_0^f(x_b, y_b)$ . Ceci est vrai pour tous les points du plan de Fourier. La FFT effectuée sur l'ensemble de la fonction, produit sur le pixel particulier  $a$  du plan de l'hologramme le vecteur  $\vec{h}_a^n$ . L'étape suivante de l'algorithme est alors de corriger l'amplitude de ce vecteur, mais d'en garder la phase, en ajoutant le vecteur  $\vec{d}_a^n$  à  $\vec{h}_a^n$  pour atteindre  $\vec{g}_a^n$ , la nouvelle estimation du champ incident en ce point. Tous les points dans le plan de l'hologramme sont corrigés de cette manière et la FFT<sup>-1</sup> de l'ensemble produit le vecteur  $\vec{h}_b^n$  au niveau du pixel  $b$ , dans le plan de Fourier. On représente alors  $\vec{c}_b^n$ , le vecteur vérifiant  $\vec{h}_b^n = \vec{g}_b^{n-1} + \vec{c}_b^n$ . D'après ce qui précède,  $\vec{c}_b^n$  s'obtient donc par une FFT<sup>-1</sup> de l'ensemble des  $\vec{d}_a^n$  des pixels  $a$ . Le théorème de Parseval nous permet alors d'écrire :

$$\epsilon_2^n = \sum_{\text{tous les pixels } a} |\vec{d}_a^n|^2 = \sum_{\text{tous les pixels } b} |\vec{c}_b^n|^2$$

Si l'on poursuit l'algorithme, l'étape suivante consiste à corriger le vecteur  $\vec{h}_b^n$  en lui ajoutant le vecteur  $\vec{d}_b^n$  (figure 2.9). En chaque pixel  $b$ , on a  $|\vec{d}_b^n| \leq |\vec{c}_b^n|$ . On en déduit :

$$\epsilon_2'^n = \sum_{\text{tous les pixels } b} |\vec{c}_b^n|^2 \leq \epsilon_2^n = \sum_{\text{tous les pixels } b} |\vec{d}_b^n|^2$$

puis en itérant notre démarche on obtient :

$$\epsilon_2'^n \leq \epsilon_2^n \leq \epsilon_2'^{n+1} \leq \epsilon_2^{n+1}$$

Par conséquent, la fonction d'erreur doit décroître ou rester constante après chaque itérations. Les auteurs de l'article [97] ont fait une étude plus poussée de la convergence. Ils remarquent que l'algorithme converge systématiquement en ce sens que, après un certain nombre d'itérations, l'hologramme n'est plus modifié. Dans la plupart des cas, la fonction d'erreur tend vers 0, et le profil d'intensité obtenu dans le plan de Fourier est bien celui recherché. Toutefois, dans certains cas, la fonction d'erreur tend vers une valeur finie non nulle. Le profil d'intensité désiré n'est alors pas correctement reconstruit. L'algorithme a alors échoué.

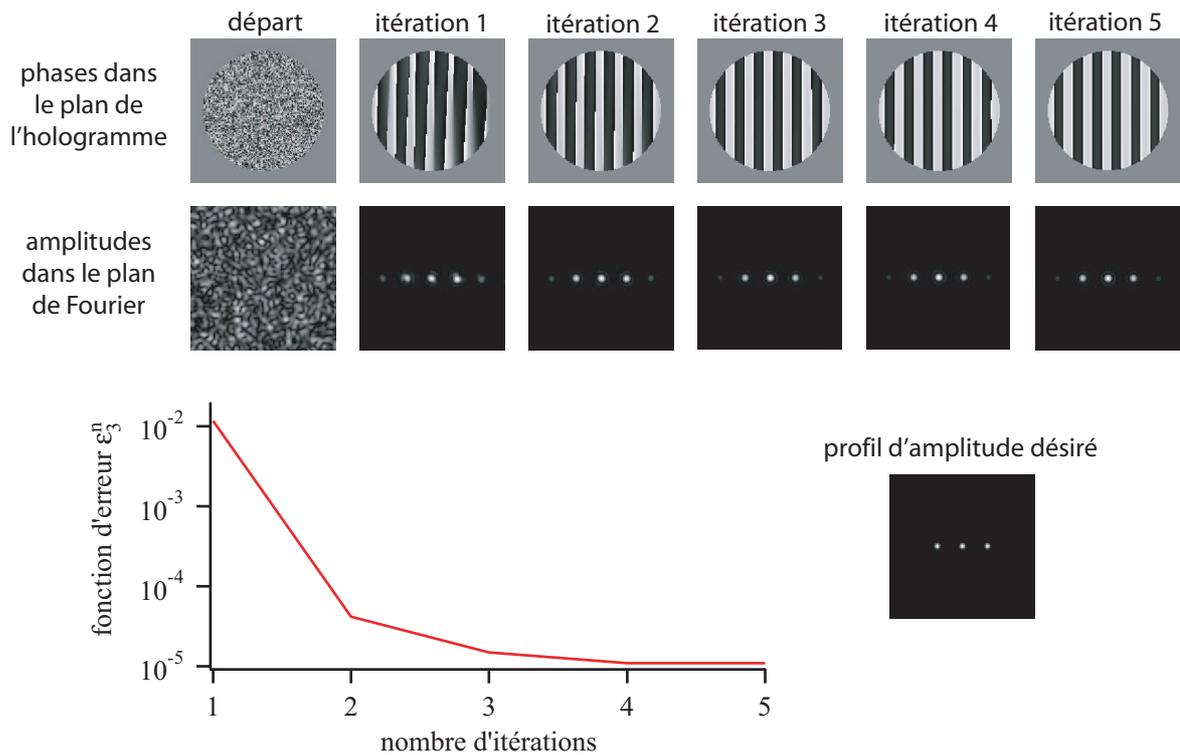


FIG. 2.10 – Profils de phase dans le plan de l'hologramme et profils d'amplitude dans le plan de Fourier calculés par l'algorithme adaptatif-additif au cours de 5 itérations. L'amplitude voulue correspondant à trois pièges dipolaires ainsi que l'évolution du critère de convergence sont aussi représentées.

Pour vérifier la convergence, on fait tourner l'algorithme et on compare le profil de phase dans le plan de l'hologramme ou bien le profil d'amplitude dans le plan de Fourier d'une itération sur l'autre. Une évolution complète de l'algorithme sur 5 itérations est représenté sur la figure 2.10.

L'ensemble des images représentées sur cette figure sont des profils de phase ou d'amplitude *calculés* par l'algorithme au cours du temps (et non des mesures). Les figures du haut représentent les hologrammes successifs. La modulation de phase se fait sur une zone circulaire correspondant, comme on le verra, à la taille du faisceau au niveau de l'hologramme. Les différents niveaux de gris correspondent à des déphasages compris entre  $-\pi$  (blanc) et  $+\pi$  (noir). Les figures du bas représentent les profils d'amplitude correspondants, obtenus dans le plan de Fourier. Pour cet exemple particulier, nous sommes partis d'une distribution de phase initiale complètement aléatoire. Le réseau d'amplitude voulu, réinjecté dans l'algorithme à chaque itération, est constitué de trois points et est aussi représenté sur la figure. Enfin, nous avons tracé l'évolution de notre critère de convergence au cours du calcul. On remarque donc que dans ces conditions, la première itération nous donne une solution déjà très proche du résultat désiré. Le critère de convergence passe alors de 0,018 à une valeur inférieure à  $10^{-4}$ . La vitesse de la convergence diminue pour les itérations suivantes.

Si l'on s'intéresse au problème de l'unicité de la solution, on peut montrer que pour les configurations de piégeage que nous avons réalisées, il existe plusieurs solutions pour les hologrammes. Tout d'abord, si on ajoute une phase constante à n'importe quel hologramme, le profil d'intensité obtenu dans le plan de focal de MIGOU reste le même. En outre tous les réseaux de pièges dipolaires que nous avons tenté de réaliser ont une symétrie centrale et sont construits à partir d'un faisceau incident dont l'amplitude est elle-même centrosymétrique. Dans ce cas particulier le complexe conjugué de tout hologramme solution constitue lui-même une solution possible [97].

#### 2.2.4 Les hologrammes obtenus

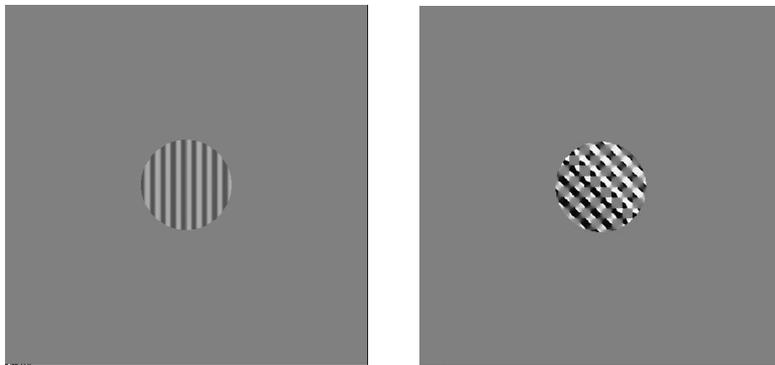


FIG. 2.11 – Exemple de deux hologrammes calculés permettant de générer trois pièges dipolaires (gauche) et cinq pièges dipolaires en croix (droite). Les différents niveaux de gris correspondent à des déphasages compris entre  $-\pi$  (blanc) et  $+\pi$  (noir). Pour chacun des deux hologrammes, la distance entre les pièges est de  $5 \mu\text{m}$  dans le plan de Fourier.

Sur la figure 2.11 sont représentés deux exemples d'hologrammes. Celui de gauche représente la modulation de phase en deux dimensions à imprimer sur le faisceau piège permettant de réaliser trois pièges dipolaires identiques séparés de  $5 \mu\text{m}$ . Le deuxième permet d'obtenir un réseau de cinq pièges dipolaires disposés en croix. Les différents niveaux de gris correspondent à des déphasages compris entre  $-\pi$  (blanc) et  $+\pi$  (noir). On constate que l'on retrouve bien les symétries attendues sur les hologrammes. Par exemple, l'hologramme correspondant à trois

pièges a bien une allure sinusoïdale selon la direction horizontale ; ou bien l'hologramme donnant 5 points en croix semble bien proche de deux sinusoïdes superposées, orientées selon des directions orthogonales. Comme nous l'avons déjà mentionné, le calcul des hologrammes prend en compte la taille finie de la pupille d'entrée de MIGOU (5 mm de diamètre). C'est la raison pour laquelle la zone modulée est réduite à un disque de 5 mm de diamètre.

Une fois l'hologramme calculé, il est possible de le modifier en changeant divers paramètres : la surface modulée peut être réduite, agrandie ou translatée afin d'optimiser le recouvrement avec le faisceau incident. Par ailleurs il est possible d'appliquer un facteur correctif multiplicatif sur l'ensemble de l'hologramme pour une optimisation fine de la figure de piégeage. Ceci peut notamment se faire en examinant le signal atomique.

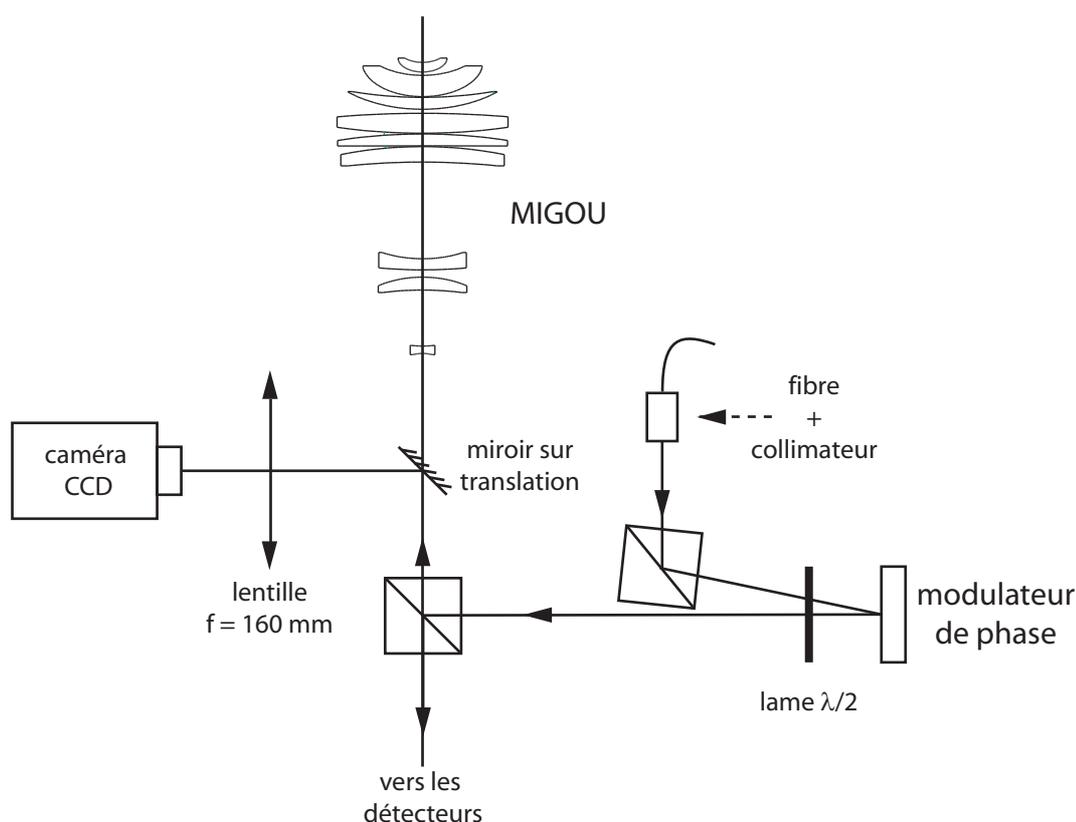


FIG. 2.12 – Dispositif expérimental pour la modulation de phase. Suivant la position du miroir sur translation, le faisceau modulé en phase est soit envoyé directement à travers MIGOU, soit imagé sur une caméra CCD pour enregistrer le profil d'intensité obtenu.

Afin de tester les hologrammes calculés sur les atomes, nous avons dû introduire le modulateur de phase sur le chemin optique du faisceau piège. Le dispositif retenu est schématisé sur la figure 2.12. Il faut noter ici que pour l'ensemble des expériences réalisées avec le modulateur de phase le faisceau du piège dipolaire est produit à l'aide d'une diode laser libre à 810 nm injectée dans une fibre optique monomode (la réalisation du double piège dipolaire vue au paragraphe 2.1 mettait en jeu deux lasers titane-saphir). Comme nous l'avons déjà précisé, la mesure du col du faisceau à l'endroit du modulateur de phase donne  $w_{inc} = 2,2$  mm. L'aire irradiée du PAL-SLM est donc de l'ordre de  $15$  mm<sup>2</sup>. La puissance du faisceau piège est adaptée au nombre de pièges dipolaires désirés et à leur profondeur. Cependant pour ces expériences nous étions limités à un maximum d'environ 40 mW à l'entrée de la chambre à vide. Nous n'avons donc pu réaliser

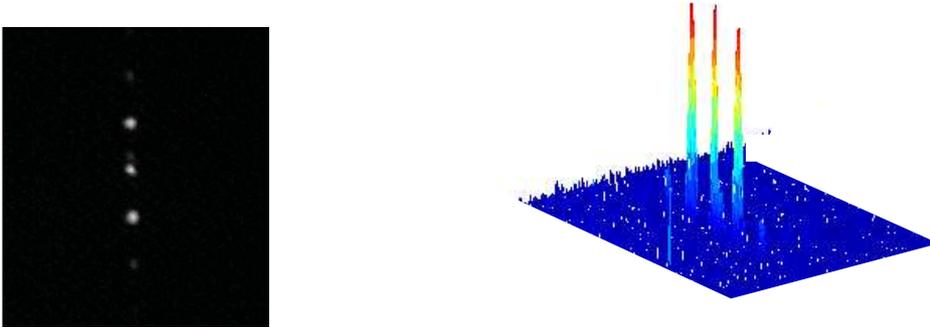


FIG. 2.13 – Profil d'intensité à deux et trois dimensions obtenu à partir de l'hologramme de gauche de la figure 2.11. L'image est observée après avoir focalisé le faisceau diffracté sur une caméra CCD, à l'aide d'une lentille de 160 mm de distance focale.

que des réseaux contenant au plus cinq pièges. Comme expliqué au paragraphe 2.2.2, pour un fonctionnement correct du modulateur de phase, la lumière incidente doit être polarisée dans une direction particulière, fixée par l'orientation des molécules en l'absence de champ électrique (paragraphe 2.2.2). Ceci est assuré par la bonne orientation de la lame  $\lambda/2$  positionnée en face du modulateur (figure 2.12).

Un miroir monté sur translation se trouve aussi sur le trajet du faisceau piège (figure 2.12). Suivant la position de ce dernier, la lumière est soit envoyée dans la chambre à vide et à travers MIGOU pour piéger des atomes, soit focalisée sur la puce d'une caméra CCD grâce à une lentille de 160 mm de distance focale. Ceci nous permet d'optimiser le profil d'intensité dans le plan de Fourier avant de tester les hologrammes sur les atomes. A titre d'exemple le profil d'intensité correspondant à l'hologramme de gauche de la figure 2.11 est représenté en deux et trois dimensions sur la figure 2.13. On constate bien que les trois pièges sont d'égales intensités et largeurs. En jouant sur les paramètres d'optimisation décrits plus haut on assure la symétrie de la figure, on fait disparaître les ordres supérieurs de diffraction et on contrôle correctement l'ordre 0.

Diverses géométries ont ainsi été réalisées, comme l'illustre la figure 2.14. Sur cette figure, les profils d'intensité contenant 3 et 5 pièges sont obtenus à partir des deux hologrammes de la figure 2.11. Nous n'avons testé ici que des réseaux réguliers de pièges dipolaires, mais l'algorithme utilisé est parfaitement capable de générer des structures plus compliquées sans aucune symétrie de réseau. Sur certaines configurations de la figure 2.14, on distingue un peu de lumière autour de l'ordre 0. Nous pensons que cela vient d'une réflexion sur la première face du PAL-SLM qui n'est pas traitée anti-reflet à 810 nm, mais à 633 nm. Cette réflexion ne traverse pas la cellule de cristal liquide et n'est donc pas diffractée. De plus, il existe un petit angle entre les faisceaux incident et réfléchi sur le modulateur (figure 2.12), puis le faisceau se propage sur une distance de l'ordre de 1 m. La réflexion parasite se retrouve alors très légèrement décalée par rapport à l'ordre 0 du faisceau diffracté. On verra dans le paragraphe suivant que du fait de sa faible intensité, cette tâche ne sera pas vue par les atomes.

Il est temps maintenant de tester nos hologrammes sur les atomes.

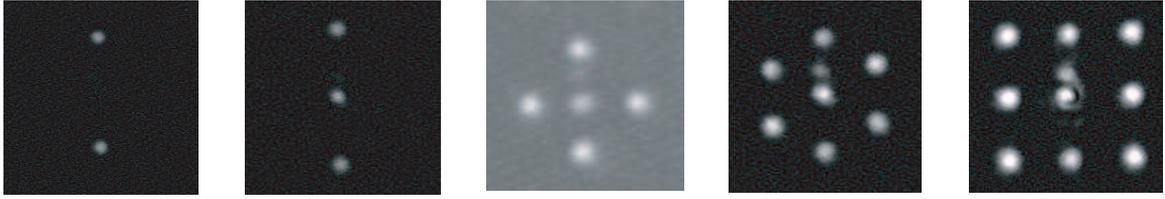


FIG. 2.14 – Divers profils d'intensité obtenus à partir d'hogrammes calculés à l'aide de l'algorithme adaptatif-additif. L'image est observée après avoir focalisé le faisceau diffracté sur une caméra CCD, à l'aide d'une lentille de 160 mm de distance focale. Les profils contenant 3 et 5 pièges correspondent aux deux hologrammes de la figure 2.11.

## 2.2.5 Le piégeage holographique d'atomes

### Diverses configurations de piégeage

Quelques-uns des profils d'intensité apparaissant sur la figure 2.14 ont été testés sur le nuage d'atomes froids. Ceci consiste à envoyer le faisceau piège diffracté à travers MIGOU et à enregistrer le profil de fluorescence obtenu. A ce stade, une optimisation fine de l'hologramme est encore possible en retouchant les paramètres décrits au paragraphe précédent de manière à ajuster au mieux l'allure de la configuration de piégeage à la vue du signal atomique.

Le profil de fluorescence (induite par les faisceaux du piège magnéto-optique) des atomes piégés est donné sur la figure 2.15 pour quatre hologrammes différents. Pour enregistrer ces images, nous nous sommes placés en régime de fort chargement (voir paragraphe 1.4.1 chapitre 1) et nous avons intégré la fluorescence pendant 200 ms. Chaque piège contient environ une dizaine d'atomes. La première image représente deux pièges créés de part et d'autre de l'ordre 0. Les deux images du milieu ont été obtenues à partir du même hologramme, celui apparaissant sur la figure 2.11 à gauche. Pour passer de l'une à l'autre, nous avons simplement tourné l'hologramme de  $90^\circ$ . Enfin grâce au deuxième hologramme apparaissant sur la figure 2.11, un réseau de cinq pièges dipolaires en croix a pu être observé. Comme nous l'avons expliqué plus haut, la puissance laser du faisceau piège étant bornée à environ 40 mW, nous n'avons pas été en mesure de tester les structures contenant un plus grand nombre de pièges, tel que l'hexagone ou le réseau  $3 \times 3$ . Nous en avons quand même calculé les hologrammes (figure 2.14).

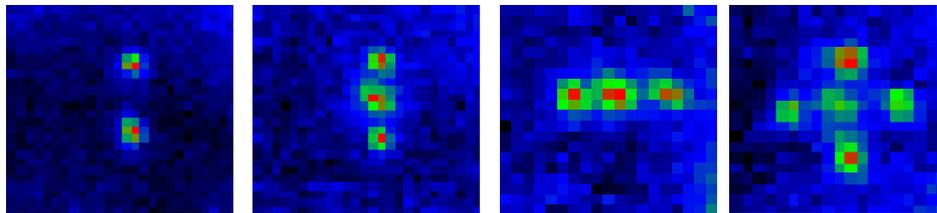


FIG. 2.15 – Fluorescence (induite par les faisceaux du PMO) d'atomes piégés dans des réseaux holographiques de micro-pièges. Les différentes images correspondent à différentes géométries testées avec une puissance laser maximale de 40 mW.

En outre, nous nous sommes limités à des configurations à deux dimensions. Il est cependant

possible de générer des structures à trois dimensions, par exemple en utilisant l'effet Talbot. Celui-ci explique le fait que l'on puisse retrouver périodiquement dans la direction de propagation, des plans dans lesquels existe un réseau de points lumineux. Il s'agit en fait de figures d'interférences entre le faisceau produit par l'ordre 0 et les faisceaux produits par l'ordre 1. Les faisceaux produits par l'ordre 2 peuvent eux aussi contribuer en interférant avec l'ordre 0 ou 1 créant ainsi des sous-structures complexes. Les auteurs des références [93] et [94] ont réussi à maîtriser cette structure, et ont ainsi créé des réseaux tridimensionnels de pièges dipolaires dans lesquels ils ont piégé des petits nuages d'atomes froids.

Nous nous sommes limités pour notre étude à des géométries de piégeage régulières possédant une symétrie centrale. Ceci n'est ni une limitation du modulateur de phase, ni une limitation de l'algorithme utilisé. On pourrait tout à fait étendre notre étude à des structures plus compliquées sans symétrie de réseau. Par ailleurs, nous n'avons utilisé que des pinces optiques gaussiennes. Il est possible, à l'aide d'un modulateur de phase, de faire focaliser chacune des pinces sous forme d'un anneau lumineux appelé « vortex optique » [95, 99, 100]. Ceci accroît encore le choix des configurations de piégeage.

Les modulateurs de phase tels que celui dont nous nous sommes servis permettent aussi de réaliser des réseaux en trois dimensions. En effet, le plan focal dans lequel on veut dessiner un réseau de pièges dipolaires peut très bien être déplacé en ajoutant une lentille sur le trajet du faisceau piège qui en changerait la convergence. Or l'effet d'une lentille peut sans aucune difficulté être simulé à l'aide de notre modulateur de phase en ajoutant à un hologramme déjà conçu une phase modulée quadratiquement. Deux voies s'offrent alors à nous pour créer des réseaux tridimensionnels :

- Avec des modulateurs de phase à cristaux liquides nématiques, il est possible d'appliquer une phase quadratique différente à chacune des pinces optiques. Elles convergeront donc dans des plans distincts comme le montre la référence [99], de manière analogue à la lumière traversant une lentille de Fresnel. Un travail récent [101] montre aussi que si l'on désire concevoir des structures de piégeage contenant plus de trois plans dans la direction longitudinale, l'algorithme adaptatif-additif n'est plus adapté. Il faut alors calculer les hologrammes à l'aide de l'algorithme DBS (Direct Binary Search) de recherche directe. L'idée consiste à faire, au cours de l'algorithme, des changements aléatoires de la modulation de phase. Ces changements sont conservés en cas d'amélioration de l'hologramme ou bien rejetés dans le cas contraire. Les hologrammes obtenus sont statiques.
- Une autre approche, dite de partage temporel (time-sharing), consiste à changer de façon dynamique une phase quadratique, globale à tout l'hologramme [102]. Le profil d'intensité désiré se déplace d'un plan à un autre de façon périodique. Si on alterne suffisamment rapidement entre les différents plans, les atomes piégés n'auront pas le temps de s'échapper avant que la lumière ne soit à nouveau focalisée sur eux. Il suffit alors d'envoyer une séquence d'hologrammes (sous forme de fichiers video, MPEG par exemple) au modulateur. Cependant les modulateurs de phase à cristaux liquides nématiques, sont limités par leur taux de rafraîchissement de l'ordre de 10 Hz (25 Hz pour le nôtre, voir paragraphe 2.2.2). Ceci signifie que les atomes restent dans le noir quelques centaines de millisecondes. Cette valeur est encore trop juste pour que l'approche soit intéressante pour la physique atomique. En effet, la température de l'atome unique dans le micro-piège dipolaire de l'ordre de 100  $\mu\text{K}$  (voir paragraphe 3.2 chapitre 3) lui confère une vitesse d'environ 100 cm/s. Il lui faut donc 10  $\mu\text{s}$  pour se déplacer de 1  $\mu\text{m}$ , la taille caractéristique du piège. La fréquence à laquelle revient le faisceau piégeant doit donc être supérieure à 100 kHz pour que la

deuxième approche soit applicable. Toutefois, il est probable que les modulateurs de phase pure bénéficient d'améliorations technologiques dans les prochaines années.

### Le contrôle de l'ordre zéro

Un des problèmes communs à tous les composants optiques diffractifs est l'ordre 0 (souvent lié à la pixellisation). Malgré des efficacités de diffraction élevées, il n'est pas facile de s'affranchir de l'ordre 0, ce qui rend parfois difficile la conception de certaines structures. La figure 2.16 montre que nous sommes capables soit d'éteindre complètement le piège lié à l'ordre 0, soit de l'exploiter pleinement en réalisant des pièges tous de même profondeur. La figure du haut image la fluorescence en deux et trois dimensions de deux pièges conçus de part et d'autre de l'ordre 0. La figure du bas est obtenue à partir d'un réseau de trois pièges dont celui du milieu est généré à partir de l'ordre 0. Nous démontrons de cette manière un contrôle parfait de l'ordre 0. Au moins pour des structures simples, nous sommes parfaitement capables de créer des réseaux sans ordre 0.

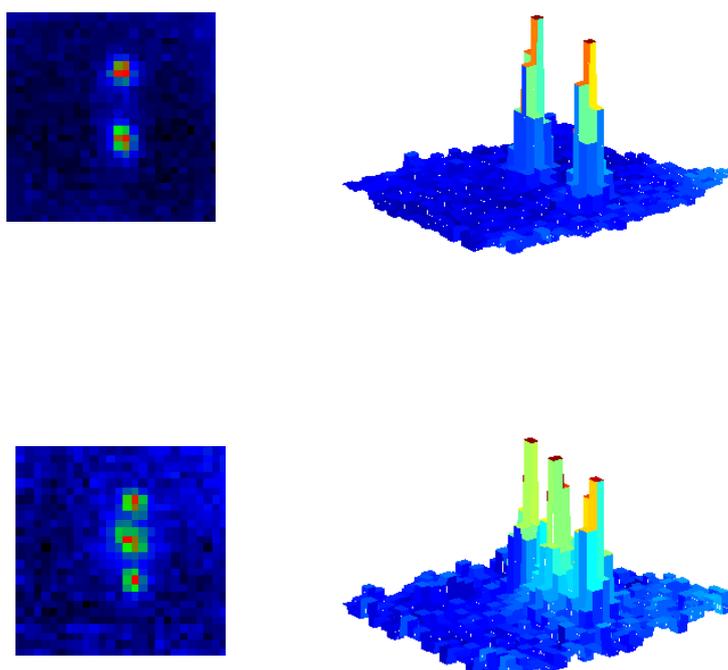


FIG. 2.16 – Profils de fluorescence pour des réseaux de deux et trois pièges prouvant le bon contrôle de l'ordre 0. Les deux pièges de l'image du haut sont générés de part et d'autre de l'ordre 0; le piège du milieu sur l'image du bas est généré par l'ordre 0.

En réalité, il faut souligner ici qu'il existe un seuil de piégeage pour les atomes (voir paragraphe 1.4.2 du chapitre 1). Pour un seul piège dipolaire, en dessous d'une certaine valeur de

la puissance du faisceau piège, c'est-à-dire, en dessous d'une certaine profondeur pour le piège, les atomes ne peuvent pas être capturés. Ainsi, sur le signal atomique, le piège central disparaît dès que l'intensité envoyée dans l'ordre 0 est en dessous du seuil. Donc, même si l'intensité de l'ordre 0 n'est pas complètement nulle, les atomes filtrent cette imperfection. Il en va d'ailleurs de même pour les éventuelles réflexions parasites autour de l'ordre 0 mentionnées au paragraphe 2.2.4. L'ordre 0 ne nous limite pas pour les configurations de piégeage testées.

### Le contrôle de la distance entre pièges

L'utilisation du modulateur de phase apporte aussi un contrôle fin de la position des différents sites de piégeage, soit entre deux expériences consécutives, soit même de façon dynamique, en changeant en temps réel, l'hologramme fourni à l'appareil par le biais du signal VGA. On peut donc non seulement changer la géométrie du réseau de pièges, mais aussi sa période.

Ceci est illustré sur la figure 2.17 : il est possible de contrôler la distance relative entre deux pièges avec une précision meilleure que le micron. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.3, la distance  $d$  entre deux pièges dans un réseau, dépend de la période de la modulation de la phase :

$$d = \frac{\lambda f}{T} \quad (2.5)$$

où  $\lambda = 810$  nm est la longueur d'onde à laquelle on travaille,  $f = 3,55$  mm la distance focale de notre objectif (voir paragraphe 1.3.1 chapitre 1) et  $T$  la période de la modulation de phase. Pour les réseaux de taille finie que nous tentons de réaliser, la fonction périodique a une enveloppe reliée à la taille du réseau. Dans le cas des géométries simples étudiées ici, on modifie la distance entre pièges par une simple dilatation de l'hologramme correspondant à la structure recherchée.

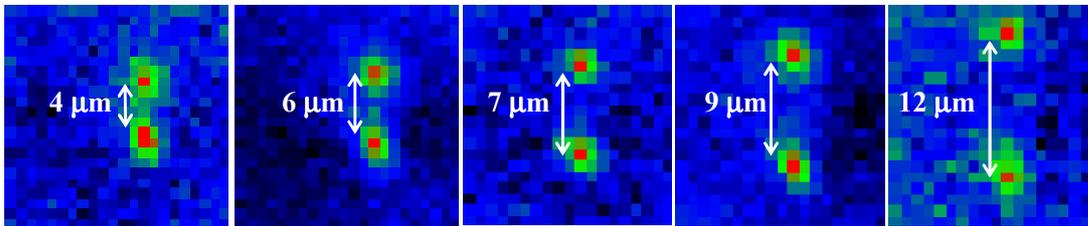


FIG. 2.17 – Profils de fluorescence pour des réseaux de deux pièges dipolaires. Les différentes images montrent qu'il est possible de contrôler la distance entre deux pièges au micron près, en modifiant simplement l'hologramme.

D'après l'équation 2.5, l'incrément de distance minimal que l'on peut espérer est lié à la variation minimale de la période  $T$  que l'on peut produire avec notre système qui est directement donnée par la taille du pixel de l'étage LCD (paragraphe 2.2.2) du modulateur. Selon les données constructeur, l'écran LCD contient  $480 \times 480$  pixels répartis sur  $20 \times 20$  mm<sup>2</sup>. La taille d'un pixel est donc inférieure à  $40 \mu\text{m}$ . Si on dérive la formule 2.5, on obtient, dans le cas des pièges de la figure 2.17 séparés de  $4 \mu\text{m}$ , une précision sur la position de l'ordre de 200 nm. Cette valeur constitue en fait une borne supérieure suite à l'estimation de la taille du pixel. Il faut faire ici trois remarques. Tout d'abord cette précision dépend de la distance entre les pièges : plus les pièges sont éloignés, moins le contrôle de leur distance est fin. Ensuite tout ceci n'est valable que dans le cadre de notre dispositif expérimental qui n'a pas été dessiné pour un contrôle en position

optimum. En effet, nous le voyons sur la figure 2.11, nous n'utilisons qu'une surface restreinte du modulateur de phase. Ceci vient du fait que le faisceau piège est mis en forme pour une utilisation optimale de notre objectif MIGOU. Toutefois il reste possible de dilater le faisceau afin qu'il recouvre toute la surface active du modulateur, puis de le réduire à nouveau à l'aide d'un télescope, avant qu'il ne traverse MIGOU. Dans ces conditions, la formule 2.5 n'est plus valable, et la précision en position des sites piégeants est encore accrue. Enfin il faut noter qu'il n'est pas immédiat, avec notre dispositif d'imagerie pour lequel  $1 \mu\text{m}^2$  dans le plan de Fourier est imagé sur un pixel, de valider une telle précision en position.

En principe, avec le modulateur de phase PPM X7550, on peut déplacer un site et contrôler sa position par rapport aux autres en temps réel. Il suffit pour cela d'envoyer, via le câble VGA, une séquence d'hologrammes calculés au préalable sous forme de vidéo. Ceci permet non seulement de reconfigurer en temps réel un réseau bidimensionnel, mais aussi de déplacer les pinces optiques dans la direction de propagation de la lumière en incorporant des phases quadratiques dans le film d'hologrammes. On peut aussi faire disparaître ou apparaître un piège à volonté, n'en bouger qu'un seul au sein d'une matrice de sites fixes... Toutefois ce contrôle dynamique en position dépend d'une part du temps de réponse du modulateur et d'autre part du taux de rafraîchissement du signal VGA. En ce qui concerne les modulateurs utilisant des cristaux liquides nématiques, les cadences atteintes, on l'a déjà mentionné, sont faibles. Les vitesses de déplacement atteintes dans la référence [99], sont de  $10 \mu\text{m/s}$ .

Des taux de rafraîchissement de l'ordre du kilohertz peuvent être atteints avec des appareils utilisant des cristaux liquides ferroélectriques. Il s'agit en fait d'une autre phase de cristal liquide (dite smectique  $C^*$ ), possédant une polarisation spontanée due à l'alignement de tous les moments dipolaires de molécules chirales. Cette polarisation produit un fort couplage avec un champ électrique, et en conséquence, des temps de réponse beaucoup plus courts ( $< 100 \mu\text{s}$ ). Ces systèmes, disponibles sur le marché, pâtissent en revanche d'une faible efficacité de diffraction. En outre, la modulation de phase est binaire (seules deux valeurs de déphasage, en général 0 et  $\pi$ , peuvent être codées), ce qui ne permet de réaliser que des réseaux de pinces optiques à symétrie centrale. Il faut donc adapter l'algorithme en conséquence. Les auteurs de la référence [103] ont ainsi réussi à déplacer des sphères de polystyrène piégées dans des pinces optiques à une vitesse de  $35 \mu\text{m/s}$ . Il ont aussi utilisé le partage temporel décrit précédemment pour déplacer uniquement deux pièges au sein d'un réseau fixe.

Pour un exemple de déplacement dans les trois directions de l'espace de particules de silice piégées dans des structures complexes elles-mêmes tridimensionnelles et mettant en application les techniques présentées jusqu'ici on pourra se référer à l'article [101]. Comme nous l'avons déjà signalé, pour ces structures complexes, l'algorithme adaptatif-additif n'est plus forcément adapté. Les algorithmes DBS, génétiques ou de recuit simulé sont alors plus performants.

Enfin, tout dernièrement, des systèmes basés sur le principe du contraste de phase ont permis le mouvement dans l'espace de réseaux tridimensionnels complexes de sphères de polystyrène [104]. Celles-ci sont piégées dans des pinces optiques collimatées faites de deux faisceaux contre-propageants produits à l'aide de deux modulateurs, l'un de phase et l'autre de polarisation. L'avantage majeur de cette technique est d'éviter les calculs et les algorithmes itératifs.

En ce qui concerne le piégeage d'atomes uniques, il est à noter que la résolution du modulateur est aussi importante si on veut le déplacer en temps réel. En effet, la distance entre deux positions successives doit être suffisamment faible pour que l'atome puisse être capturé à nouveau. Tentons toutefois de piéger, de façon statique, des atomes uniques avec nos hologrammes.

## Le piégeage holographique d'atomes uniques

Toutes les figures exposées jusqu'à présent ont été obtenues en régime de fort chargement. Chaque site contient alors de l'ordre d'une dizaine d'atomes. Est-il possible de piéger des atomes uniques dans un réseau holographique de micro-pièges dipolaires ? En diminuant la densité du réservoir d'atomes froids, on atteint le régime de blocage collisionnel (paragraphe 1.4.2 du chapitre 1). Dans ce régime, nous avons testé le réseau de trois pièges dipolaires généré par l'hologramme de gauche de la figure 2.11. Dans ces conditions, nous voyons effectivement les atomes arriver un par un dans chacun des trois sites ; chaque site contient soit 1, soit 0 atome, jamais 2. Nos observations sont résumées sur la figure 2.18. Là encore, le temps de pose est de 200 ms. Sur l'image de gauche, un atome unique est piégé dans un site. Sur l'image de droite, deux atomes uniques sont simultanément piégés dans deux pièges distincts. La puissance totale utilisée d'environ 10 mW correspond au seuil de piégeage pour l'ensemble du réseau de trois nœuds. On a donc réalisé trois pièges dont la puissance seuil est autour de 3,3 mW chacun.

Quelques remarques quant à la qualité des pièges générés holographiquement peuvent être déduites de la comparaison avec le seuil de piégeage du faisceau non diffracté. A l'époque où l'expérience a été réalisée, ce dernier était de l'ordre de 2,5 mW, pour un col de faisceau  $w_0$  mesuré d'environ  $0,98 \mu\text{m}$ . Si l'on fait l'hypothèse grossière que le seuil de piégeage correspond toujours à la même profondeur de piège, quelles que soient les conditions expérimentales, il est possible d'estimer l'élargissement du col du faisceau quand on passe d'un faisceau non diffracté à un piège holographique. D'après la formule 1.4 du chapitre 1, à profondeur fixe, le rapport  $P/w_0^2$  est constant,  $P$  étant la puissance du faisceau piège. Par conséquent un changement de puissance permettant d'atteindre le seuil de piégeage est directement corrélé à une variation du col du faisceau. L'application numérique révèle un élargissement de 15% par rapport au faisceau non diffracté, soit un col d'environ  $1,1 \mu\text{m}$  pour les faisceaux diffractés. Une explication à cet élargissement sera proposée un peu plus loin.

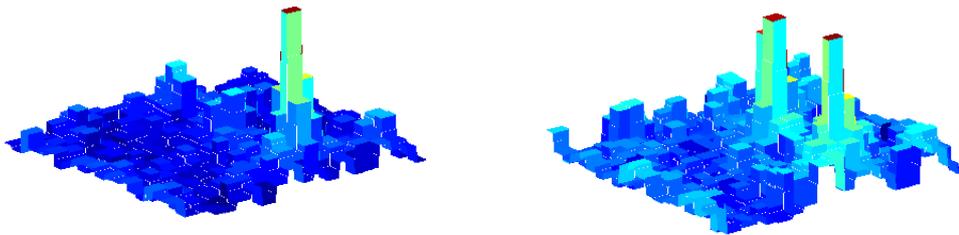


FIG. 2.18 – Profils de fluorescence d'atomes uniques piégés dans des sites distincts d'un réseau de trois pièges dipolaires. La figure de gauche montre un atome unique piégé dans un piège. La figure de droite montre deux atomes piégés dans deux pièges distincts.

En régime d'atome unique, les collisions à deux corps bloquent le nombre moyen d'atomes par site à 0,5 (paragraphe 1.4.3 du chapitre 1). Un atome est présent la moitié du temps et l'autre moitié, le piège est vide. Dans les conditions de la figure 2.18, la probabilité de détecter trois atomes simultanément dans chacun des trois sites est réduite à 0,125. Il faut être encore plus patient si l'on désire piéger au même moment cinq atomes uniques dans une structure telle que celle de l'image de gauche de la figure 2.15 : ceci ne se produit que 3,125 % du temps.

Un déséquilibre dans la profondeur des trois pièges pourrait encore réduire cette probabilité. Nous avons par exemple observé pour le troisième piège qui n'apparaît pas rempli sur la figure 2.18 une probabilité de remplissage inférieure à 0,5. Ceci est probablement la conséquence d'une profondeur plus faible de ce site par rapport aux deux autres. Nous expliquons cette asymétrie du profil d'intensité généré dans le plan focal par un défaut de notre dispositif expérimental. Notre modulateur de phase est en effet situé à une distance légèrement inférieure à un mètre de la pupille d'entrée de notre objectif. Or sur cette distance, les deux faisceaux d'ordre 1 à l'origine des deux pièges extrêmes s'écartent de la direction de propagation avec un angle :

$$\theta = \frac{\lambda}{T} = \frac{\delta}{f}$$

Les pièges sont espacés d'environ 7 pixels, soit  $7 \mu\text{m}$ , dans le plan de Fourier (figure 2.18). On en déduit que, à l'emplacement de la pupille d'entrée de MIGOU de 5 mm de diamètre, les deux faisceaux d'ordre 1 sont séparés d'environ 2 mm de l'ordre 0. On peut aisément concevoir qu'une partie de la lumière destinée aux deux pièges extrêmes puisse être coupée par la monture de la première lentille de MIGOU et engendre ainsi un déséquilibre dans la profondeur ou même la configuration spatiale (largeur) des trois nœuds du réseau. Tout ceci peut éventuellement expliquer l'élargissement du col des faisceaux diffractés que l'on a mentionné précédemment. Toutefois il est possible de remédier à ce problème. Il suffit pour cela de faire, à l'aide d'un télescope, l'image géométrique de l'hologramme sur la pupille d'entrée de MIGOU. De cette manière, toute la lumière se réfléchissant sur l'hologramme traversera bien MIGOU [98].

## 2.3 Conclusion

Nous avons donc démontré qu'il est possible de concevoir des réseaux de micro-pièges multiples pour atomes neutres uniques en utilisant un modulateur de phase à cristal liquide nématique. Un avantage expérimental est l'utilisation d'un unique faisceau ainsi que l'accès à une librairie d'hologrammes illimitée. Nous avons piégé des petits nuages d'atomes froids dans des matrices bidimensionnelles contenant jusqu'à cinq micro-pièges. En augmentant un peu la puissance laser disponible nous sommes en principe capables de piéger des atomes dans un réseau de neuf pièges. Pour ces diverses configurations, nous pouvons ajuster la distance entre deux sites avec une précision inférieure au micron. En outre le contrôle sur l'ordre 0 de diffraction, problème récurrent des éléments diffractifs, est très bon, et nous autorise à l'utiliser ou bien à nous en affranchir complètement, pour les profils simples que nous avons étudiés. Enfin, il est possible de charger des atomes uniques dans ces pièges générés holographiquement. L'ensemble de ces résultats est récapitulé dans la référence [105]. Soulignons que pour les configurations les plus simples, auxquelles nous nous sommes intéressés, l'hologramme peut être « deviné ». L'algorithme itératif que nous avons mis en place constitue cependant un formalisme général, qui est applicable à n'importe quelle configuration voulue pour le piégeage.

Le contrôle du modulateur de phase, et donc la conception des hologrammes, par ordinateur via un câble VGA constitue l'un des avantages majeurs de la solution que nous avons choisie. D'une part la réalisation et l'optimisation de nombreux hologrammes est très aisée; d'autre part la configuration de piégeage peut être modifiée de façon dynamique et en temps réel. Dans une structure donnée, chaque piège capable de contenir un atome unique peut être déplacé par rapport aux autres pièges, peut être éteint puis allumé à nouveau. Tout ceci ouvre la voie pour tester un certain nombre de schémas théoriques permettant l'intrication de deux atomes ou la

réalisation de portes logiques quantiques, soit via une interaction dipôle-dipôle [42], en passant éventuellement par des états de Rydberg [43], soit à l'aide de collisions froides contrôlées [45], soit via une interaction tunnel [47, 48]. Cependant, comme nous l'avons déjà signalé, le taux de rafraîchissement des modulateurs de phase aujourd'hui sur le marché est trop lent. D'une part, on risque de perdre l'atome entre deux hologrammes. D'autre part le temps d'interaction, lors de la réalisation d'une porte logique (variant d'une dizaine de microsecondes [44] à environ 1 ms [106]), est court et doit être contrôlé avec précision. On peut tout de même espérer que les modulateurs de phase pure bénéficient dans les prochaines années d'améliorations technologiques permettant d'accroître encore leur vitesse.

Cette limitation peut être contournée. Il est possible de combiner un registre quantique holographique lentement reconfigurable avec une ou plusieurs pinces optiques rapides. On peut alors imaginer un schéma similaire à celui proposé pour les ions dans la référence [107] : une pince optique contient un atome (une « tête mobile ») qui peut être rapidement intriqué et « désintriqué » avec les atomes du registre quantique. On peut également imaginer une configuration dans laquelle deux pinces optiques rapides attrapent deux atomes dans le registre quantique et les rapprochent pour les faire interagir. Pour réaliser une pince optique rapide, il suffit de faire traverser au laser un modulateur acousto-optique, qui permet de contrôler simultanément la déflexion et l'intensité du faisceau avec précision. La proposition théorique [45] adapte ces idées à notre schéma expérimental. Une porte de phase est réalisée, avec une haute fidélité, entre un atome dans une pince optique rapide et un atome du registre quantique. En outre, le processus est robuste aux fluctuations d'intensité des faisceaux piège, et aux fluctuations de position des atomes. Les atomes sont couplés entre eux via une interaction moléculaire au moyen d'une résonance de Feshbach. Le succès de l'ensemble de l'opération repose sur un contrôle optimal de la distance entre les pinces optiques et de leurs intensités permettant de transporter la « tête mobile » dans le registre quantique puis de la ramener à sa position initiale. Si les variations au cours du temps des profondeurs des puits et de leur distance sont correctement choisies, un transport adiabatique est possible. Les atomes initialement préparés dans l'état fondamental vibrationnel de leur puits respectif se retrouvent alors également dans l'état fondamental en fin de séquence.

Un autre point qu'il reste à discuter est le remplissage d'un registre quantique de micro-pièges dipolaires. Si le réseau est chargé à partir d'une mélasse optique, la probabilité d'avoir  $N$  sites simultanément remplis est de  $1/2^N$  qui chute à 3 % dès  $N = 5$ . Il existe cependant des idées pour charger de façon plus déterministe une matrice de pièges dipolaires. On peut par exemple, à partir d'un condensat de Bose-Einstein, réaliser une transition de l'état superfluide vers l'état isolant de Mott [31]. On peut également songer à une boucle d'asservissement qui couperait le chargement du réseau dès que celui-ci est rempli [108].

Enfin, en ce qui concerne le modulateur de lumière, nous n'avons évoqué ici que l'utilisation de modulateurs à cristal liquide nématique ou smectique (ferroélectrique), le deuxième étant plus rapide que le premier. On peut aussi noter l'existence des composants bistables à micromiroirs ou des composants analogiques à miroirs déformables (à membrane ou à miroirs pixellisés). Les caractéristiques techniques de ces dispositifs sont en amélioration constante, ce qui permet d'envisager leur utilisation prochaine pour le piégeage d'atomes neutres.