



HAL
open science

Imagerie et manipulation d'atomes froids à travers une fibre optique multimode

Nicolas Vitrant

► **To cite this version:**

Nicolas Vitrant. Imagerie et manipulation d'atomes froids à travers une fibre optique multimode. Optique [physics.optics]. Université Paris sciences et lettres, 2019. Français. NNT : 2019PSLET067 . tel-03339708

HAL Id: tel-03339708

<https://theses.hal.science/tel-03339708>

Submitted on 9 Sep 2021

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

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



THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée au Collège de France

**Imagerie et manipulation d'atomes froids
à travers une fibre optique multimode**

Soutenue par

Nicolas VITRANT

Le 19 décembre 2019

École doctorale n°564

Physique en Île-de-France

Spécialité

Physique

Composition du jury :

Sylvain GIGAN Professeur, École Normale Supérieure	<i>Président</i>
Guillaume LABEYRIE Directeur de recherche CNRS, Université Côte d'Azur	<i>Rapporteur</i>
Jean-Claude GARREAU Directeur de recherche CNRS, Université de Lille	<i>Rapporteur</i>
Antoine BROWAEYS Directeur de recherche CNRS, Institut d'Optique	<i>Examineur</i>
Alexei OURJOUNTSEV Chargé de recherche CNRS, Collège de France	<i>Directeur de thèse</i>



Remerciements

Cette thèse est le fruit d'un travail collectif, et n'aurait pu être soutenue sans la contribution d'un grand nombre de personnes dont je souhaite présenter les plus notables.

Je tiens tout d'abord à remercier chaleureusement Guillaume Labeyrie et Jean-Claude Garreau d'avoir tenu le rôle de rapporteur, ainsi que Sylvain Gigan et Antoine Browaey pour leur participation au jury de cette thèse. Leur disponibilité m'a permis de soutenir dans les meilleures conditions, en dépit de quelques difficultés logistiques. En plus d'assumer la présidence du jury (et d'en être le seul membre physiquement présent lors de la soutenance), Sylvain Gigan et son équipe de recherche ont été d'une aide précieuse pour la réalisation de l'expérience décrite dans cette thèse, et je remercie l'ensemble du groupe pour les discussions très intéressantes que nous avons eu.

Je suis également très reconnaissant à Alexei Ourjoumtsev de m'avoir offert l'opportunité de réaliser cette thèse, et d'en avoir encadré le déroulement. Il a su à la fois me laisser une très grande liberté et me proposer une véritable participation aux choix scientifiques qui ont guidés ce projet, et prendre systématiquement le temps nécessaire pour m'aider lorsque j'en ai eu besoin, que ce soit face à des problèmes techniques, théoriques ou plus personnels. Je garde vives en mémoire les innombrables discussions passionnantes que nous avons eu au cours de ces trois années, qu'elles portent sur l'ultra-vide l'asservissement laser, ou sur d'autres thématiques moins scientifiques.

Le groupe au sein duquel j'ai effectué ce doctorat fait partie des Jeunes Équipes de l'Institut de Physique du Collège de France, laboratoire dirigé par Michel Brune, que je tiens à remercier pour sa disponibilité. J'ai également pu compter sur un soutien inconditionnel de l'intégralité du Collège de France, qu'il soit administratif (un grand merci à Carmen Toderasc et Françoise Salagnac) ou technique (en particulier de la part de Pascal Travers et Nicolas Moscatiello de l'atelier de mécanique).

Je dois mentionner tout particulièrement le groupe “Atomes et Rayonnement” qui nous a accueilli dans ses locaux, et avec qui j’ai pu partager aussi bien des discussions passionnantes à la pause café que du matériel d’optique. Je tiens donc à remercier chaleureusement Jean Dalibard, Sylvain Nascimbène, Jérôme Beugnon et Fabrice Gerbier pour leur soutien et leurs conseils tout au long de cette thèse, ainsi que l’ensemble des doctorants et post-doctorants qui m’ont intégré à toutes les activités du groupe, qu’elles soient scientifiques ou sociales. Merci en particulier à Thomas, Davide, Andreas, Manel, Alexis, Édouard, Jean-loup, les deux Raphaël et tant d’autres.

Comme beaucoup de travaux scientifiques, ce projet est celui d’une équipe et de nombreuses personnes s’y sont trouvées impliquées. Kilian Müller, post-doctorant dans le groupe à mon arrivée, a conçu et construit une grande partie du système expérimental décrit dans cette thèse, et j’ai eu le plaisir de travailler avec lui pendant plus d’un an au cours duquel il a pu me prodiguer ses judicieux conseils, aussi bien au laboratoire qu’à la salle d’escalade. Sébastien Garcia nous a rejoint en tant que post-doctorant pour ma troisième année de thèse, et m’a été d’une aide précieuse pour mettre au point le système de détection et collecter les données présentées ici. Je tiens à le remercier tout particulièrement pour ses relectures et ses conseils durant la rédaction de cette thèse, ainsi que pour sa bonne humeur et son optimisme à tout épreuve.

Une seconde expérience est en cours de construction dans le même laboratoire ce qui m’a donné l’occasion et le plaisir de côtoyer Senka Čuk, Merlin Enault-Dautheribes et Julien Vaneecloo qui ont largement contribué à faire de ce doctorat une expérience très enrichissante, et que je remercie chaleureusement pour les si nombreux échanges captivants que nous avons pu avoir, que ce soit à propos de physique, de musique ou de politique! De nombreuses autres personnes ont été amenées à partager avec moi ce laboratoire, chacune d’entre elles ayant contribué à sa manière aux travaux que je présente ici, et je tiens à remercier vivement Quentin Lavigne, Tiphaine Kouadou et Maxime Allemand.

Je tiens finalement à remercier très chaleureusement mes parents pour leurs conseils et leur aide sans faille tout au long de ce doctorat, et en particulier la relecture du manuscrit et l’organisation du pot de soutenance. Merci enfin à Barbara de m’avoir épaulé, guidé et soutenu au quotidien et sans qui cette thèse n’aurait certainement pas été possible.

Merci à tous!

Table des matières

Remerciements	i
Introduction	1
1. Formation d'un nuage d'atomes froids	7
1.1. Système à vide	8
1.1.1. Pompes et enceintes	8
1.1.2. Installation de la fibre optique	10
1.1.3. Mise sous ultra-vide	12
1.2. Piège magnéto-optique	13
1.2.1. Refroidissement et piégeage	13
1.2.2. Dispositif expérimental	14
1.2.3. Caractérisation	19
2. Transport d'atomes dans un réseau mobile	23
2.1. Piégeage dipolaire	24
2.1.1. Potentiel attractif et taux de chauffage	24
2.1.2. Déplacement d'un piège croisé	26
2.1.3. Réseau optique mobile.	26
2.2. Conjugaison de phase numérique	29
2.2.1. Théorie	29
2.2.2. Mesure d'un champ complexe	30
2.2.3. Modulation de front d'onde	32
2.2.4. Télescope afocal	34
2.3. Résultats	36
2.3.1. Mode reconstruit	36
2.3.2. Transport	39

3. Imagerie à travers une fibre multimode	41
3.1. Cadre théorique	42
3.1.1. Modes de propagation et matrices de diffusion	43
3.1.2. Matrice de transmission	45
3.1.3. Mise en forme d'un faisceau	48
3.1.4. Reconstruction d'une image	50
3.2. Génération des modes d'entrée	51
3.2.1. Matrices de micro-miroirs	51
3.2.2. Correction des aberrations	54
3.2.3. Caractérisation du dispositif	58
3.3. Mesure du champ proximal	60
3.3.1. Interférométrie à décalage de phase	60
3.3.2. Holographie hors axe	62
3.3.3. Approches non interférométriques	63
3.3.4. Application aux atomes froids	65
3.4. Mise en œuvre	67
3.4.1. Système optique	67
3.4.2. Caractérisation de la fibre multimode	68
3.4.3. Images d'un nuage d'atomes	70
4. Piégeage et manipulation atomique	73
4.1. Formation d'un micro-piège	74
4.1.1. Génération du potentiel	74
4.1.2. Transfert des atomes	76
4.2. Détection par inversion numérique	79
4.2.1. Spectroscopie des atomes piégés	79
4.2.2. Mesure de température	82
4.2.3. Images tridimensionnelles	84
4.3. Détection par inversion analogique	86
4.3.1. Montage expérimental	86
4.3.2. Efficacité de détection	88
4.3.3. Mesures d'absorption et de fluorescence	91
4.4. Refroidissement des atomes à travers la fibre	93
4.4.1. Production des faisceaux de mélasse	93
4.4.2. Détection transverse de la fluorescence	96
Conclusion	99
A. Dispositif de génération des modes d'entrée	107
A.1. Matrice de micro-miroirs	107
A.2. Limite de résolution du système	112
A.3. Interpolation d'un écran de phase	113

B. Piégeage d'un atome unique	115
B.1. Statistique sub-Poissonienne	116
B.2. Pertes à deux corps	117
B.3. Caractérisation	119
Bibliographie	123

Introduction

La mécanique quantique décrit des comportements étranges, très différents de ceux que nous observons habituellement, et prédit l'existence de phénomènes exotiques considérés comme impossibles dans une description classique du monde. La réponse habituelle à l'épineuse question « Qu'est-ce donc que la mécanique quantique ? », qui demande au préalable une définition du champ d'application de cette théorie, consiste à instaurer une distinction entre le monde microscopique des particules subatomiques et le monde macroscopique dans lequel nous évoluons : il faut ainsi adopter une approche quantique pour étudier de petits systèmes, composés d'un faible nombre de particules élémentaires, tandis que la physique classique est adaptée à la description de grands systèmes qui en contiennent un nombre important. Cette théorie est pourtant née à l'aube du XX^e siècle d'expériences de pensée et de raisonnements théoriques dont les fondements empiriques sont intégralement basés sur l'étude de systèmes macroscopiques. Des expériences fondatrices de Thomson [1] et de Stern et Gerlach [2] à l'étude du spectre de rayonnement d'un corps noir [3] ou la mise en évidence de la nature ondulatoire de l'électron [4], l'intégralité des démonstrations expérimentales de phénomènes quantiques s'appuie sur des effets statistiques et repose sur l'observation du comportement d'un très grand nombre de particules. Les avancées théoriques en mécanique quantique dessinent un univers déconcertant peuplé d'objets surprenants qui mettent à mal notre intuition classique et remettent en question des principes fondamentaux de la physique. Les prédictions sur le comportement d'une particule unique sont inaccessibles à l'expérience et souvent considérées comme des questions purement théoriques, qualifiées de « conséquences ridicules » par Erwin Schrödinger en 1952 [5] : il faut attendre la fin du XX^e siècle pour que ces résultats soit observés en laboratoire avec les premières expériences d'intrication quantique [6, 7] qui viennent apporter une réponse empirique au paradoxe d'Einstein, Podolsky et Rosen [8].

Celles-ci sont rendues possibles par le développement de méthodes de production, de manipulation, et de détection d'objets quantiques individuels. De nombreux systèmes sont isolés pour la première fois dans les années 1970 et 1980, comme des photons [9, 10], des ions [11], des atomes [12] ou encore des électrons [13]. La détection et la manipulation de systèmes microscopiques uniques se sont imposées comme des enjeux majeurs de la recherche expérimentale actuelle en mécanique quantique, et ont connu au cours des dernières décennies des progrès très rapides, consacrés en 2012 par le décernement du prix Nobel à Serge Haroche et David Wineland [14, 15]. Parmi les objectifs principaux figure le traitement d'information quantique pressenti par Richard Feynman dès 1982 [16] : l'encodage de l'information par des systèmes quantiques à deux niveaux appelés qubits modifie fondamentalement la manière de calculer et altère la complexité algorithmique de la résolution d'un problème [17, 18]. En particulier, il n'est possible de simuler efficacement un système quantique de grande dimension qu'à l'aide d'un calculateur lui-même quantique. Plus que la manipulation d'un objet unique, cela nécessite un contrôle individuel de chaque élément d'un grand ensemble et de leurs interactions mutuelles. De nombreux supports physiques sont actuellement à l'étude pour le stockage, la transmission et le traitement de l'information quantique, parmi lesquels les photons [19, 20] et les ions [21-23], ainsi que des dispositifs plus complexes comme les centres colorés azote-lacune du diamant [24, 25] les circuits supraconducteurs [26, 27], ou encore l'hybridation de plusieurs de ces objets [28, 29]. Nous allons maintenant nous intéresser plus spécifiquement aux techniques de manipulation d'atomes neutres, qui offrent une plateforme de choix pour le traitement d'information quantique et l'étude des systèmes complexes [30-32].

Atomes froids

L'invention du laser en 1960 [33] et les progrès très rapides de cette technologie au cours de la seconde moitié du XX^e siècle ont donné lieu à de multiples applications variées, allant de la médecine à la lecture de disques optiques. La capacité de produire un rayonnement monochromatique et cohérent a également révolutionné la physique atomique en conférant aux expérimentateurs des outils de contrôle des états internes et externes des atomes. Le développement du refroidissement des atomes neutres par effet Doppler à des températures extrêmement basses¹ [34-36], puis leur capture dans un piège magnéto-optique [37], a valu le prix Nobel de physique en 1997 à Steven Chu, Claude Cohen-Tannoudji et William D. Phillips. Les techniques de piégeage conservatif par interaction magnétique [38] ou dipolaire [39] ont également permis la production expérimentale de condensats de Bose-Einstein [40, 41], récompensée par un prix Nobel en 2001, octroyé à Eric A. Cornell, Wolfgang Ketterle et Carl E. Wieman.

Le refroidissement et la manipulation d'atomes neutres à l'aide de faisceaux laser sont des outils de choix pour explorer le monde quantique. L'étendue très vaste de leurs applications va de la métrologie, avec les horloges [42] et les gravimètres [43] atomiques par exemple, à l'étude de phénomènes quantiques collectifs comme les états topologiques

1. largement en dessous du millikelvin

non triviaux [44] ou la localisation d'Anderson [45]. Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour capturer un atome unique. Une première solution est de produire un isolant de Mott dans un réseau optique [46, 47], au sein duquel chaque site est occupé par exactement un atome. Une autre approche, rendue possible par le phénomène de blocage collisionnel [48], consiste à isoler un atome unique dans une pince optique, c'est-à-dire un faisceau de piège dipolaire très focalisé. Ces techniques rendent possible la capture et le contrôle individuel de plusieurs atomes uniques, et plusieurs expériences ont démontré récemment la capacité de manipuler individuellement plusieurs dizaines d'atomes [49, 50].

Nécessaires pour manipuler individuellement un atome dans un réseau ou une pince optique [51, 52], les systèmes d'imagerie de haute résolution connaissent de nombreuses autres applications et sont des éléments très courants des expériences d'atomes froids [53, 54]. La limite fondamentale imposée par la diffraction de la lumière sur la résolution d'un dispositif optique astreint à utiliser un système de grande ouverture numérique proche des atomes, qui occupe un angle solide important autour d'eux. La question de l'encombrement spatial peut alors rapidement devenir problématique lors de la conception d'un système expérimental. C'est en particulier le cas lorsque d'autres éléments sont installés autour des atomes comme des cavités Fabry-Perot [55, 56], ou lorsque ceux-ci sont manipulés à un endroit d'accessibilité limitée comme à la surface d'une puce électronique [57].

Fibres optiques multimodes

Le développement des techniques de production de fibres optiques, récompensé en 2009 par un prix Nobel attribué à Charles Kao, s'est effectué simultanément à celui du laser et constitue également une avancée scientifique majeure passée très rapidement à des applications industrielles à grande échelle, principalement en raison de l'essor des télécommunications. Par réflexion totale sur l'interface entre le cœur et la gaine, un faisceau lumineux peut être piégé à l'intérieur d'une fibre optique qui agit comme un guide d'onde flexible capable de transporter de la lumière sur de très grandes distances, quasiment sans pertes.

Si l'intérêt pour le transport d'information à très vite été compris, cette technologie a également su trouver sa place dans les laboratoires d'optique, en particulier grâce aux fibres dites *monomodes* qui se sont imposées en quelques décennies comme des composants essentiels des expériences d'optique. Il s'agit d'une fibre optique suffisamment fine¹ pour présenter la propriété de ne laisser qu'un seul mode spatial se propager [58]. Quelle que soit la façon dont un faisceau est injecté dans une telle fibre, la lumière qui en sort de l'autre côté est toujours produite dans le même mode, avec la même distribution spatiale. Cette particularité permet le découplage de différentes parties d'un système optique : un désalignement du dispositif situé en amont d'une fibre monomode peut se traduire par une baisse de la puissance couplée à l'intérieur, mais ne peut pas avoir d'impact sur la forme ou la position du faisceau qui en sort. Les fibres optiques monomodes constituent

1. quelques micromètres aux longueurs d'onde visibles

un élément clef de la complexification des expériences de manipulation d'atomes froids, en ce sens qu'elles permettent la réalisation de dispositifs optiques bien plus complexes qu'en espace libre.

Les fibres optiques de diamètres plus élevés ne possèdent plus cette caractéristique et sont dites *multimodes* [59] : la lumière introduite à une extrémité produit de l'autre côté un faisceau qui forme un motif compliqué, parfois qualifié de tavelure, ou plus souvent de speckle en utilisant le terme anglais [60]. Ce motif, généré par l'interférence des différents modes propres de la fibre qui se propagent à des célérités différentes, dépend fortement des conditions d'injections de la lumière ainsi que des paramètres physiques de la fibre elle-même, comme sa courbure, sa température, ou encore ses contraintes mécaniques internes. Il est théoriquement possible de déterminer ces modes propres et de décrire ainsi la propagation d'un faisceau, mais une telle modélisation est irréaliste tant sur le plan mathématique qu'au regard de la précision avec laquelle il faudrait déterminer les conditions expérimentales. Le monde de sortie dépend du faisceau injecté. Il n'en demeure pas moins qu'il reste difficile de contrôler la forme du faisceau en sortie de fibre, de même qu'il est compliqué d'inférer le mode injecté dans la fibre de la donnée de la figure du speckle, qui paraît *aléatoire*.

La propagation de la lumière dans la fibre est cependant linéaire, du moins à puissance optique suffisamment faible, ce qui signifie que la relation entre les modes d'entrée et les modes de sortie peut être représentée par un opérateur appelé matrice de transmission du système. De récents progrès dans le domaine de la modulation de front d'onde d'une part, et de la modélisation de la propagation d'ondes dans les milieux complexes d'autre part [61], ont rendu possible la détermination de l'action d'un système optique diffusant¹ sur la lumière, par la mesure de sa matrice de transmission [62]. Cela permet alors le calcul du champ incident sur le système à partir d'une mesure du champ transmis [63], ou à l'inverse le calcul du champ à envoyer sur le milieu diffusant pour former le motif désiré à la sortie [64]. Cette méthode a été adaptée avec succès aux fibres optiques multimodes [65] et permet à la fois de mettre en forme un faisceau, c'est-à-dire de contrôler son mode de sortie en agissant sur le champ en entrée, et de reconstruire l'image d'un objet situé de l'autre côté de la fibre à partir du speckle qui en est issu. Cette approche offre des perspectives intéressantes dans de nombreux domaines, en particulier celui de l'imagerie biomédicale [66, 67].

La possibilité de former une image et mettre en forme un faisceau laser avec une résolution de l'ordre du micromètre à travers une fibre optique flexible et de faible dimension est très prometteuse, et apporterait en particulier une réponse élégante à certains défis posés par l'imagerie et la manipulation d'atomes froids. Deux limitations sont toutefois à mentionner concernant l'optique à travers les fibres multimodes. Premièrement, la matrice de transmission du système est sensible à n'importe quelle variation des conditions expérimentales et sa caractérisation nécessite d'accéder aux deux extrémités de la fibre. Deuxièmement, si l'ouverture numérique maximale d'une fibre multimode peut être relativement élevée², celle-ci décroît en pratique très rapidement dès que l'on s'éloigne de

1. une fine couche de peinture blanche par exemple

2. celle utilisée pour cette expérience possède une ouverture numérique de 0.5

son extrémité : pour conserver une résolution minimale il est nécessaire d’approcher les atomes à une distance inférieure au diamètre du cœur de la fibre, de quelques centaines de micromètres.

En tout état de cause, la perspective d’un système optique compact à haute résolution nous semble intéressante au regard de la miniaturisation et de la complexification des expériences de manipulation atomique. Si les techniques de modulation de front d’onde sont déjà largement utilisées dans ce domaine [52, 53, 68], et si plusieurs travaux ont montré l’intérêt des fibres optiques pour le piégeage d’atomes [69, 70], il n’existe pas encore à notre connaissance d’étude expérimentale des possibilités offertes par les fibres optiques multimodes au domaine des atomes froids.

Plan de la thèse

- Le premier chapitre décrit la construction de la plateforme expérimentale utilisée pour piéger et refroidir un nuage d’atomes à quelques millimètres de l’extrémité d’une fibre multimode. Les techniques d’ultra-vide impliquées dans la conception et l’assemblage du système à vide sont tout d’abord examinées, avant de s’intéresser à la mise en place des différents éléments du piège magnéto-optique et à l’obtention d’un nuage d’atomes froids. Plusieurs problèmes sont soulevés par l’introduction d’une fibre multimode, aussi bien lors la construction du système à vide que pour le piégeage des atomes, que nous étudierons en détail.
- Le second chapitre est consacré au système utilisé pour transporter les atomes suffisamment près de la fibre pour profiter de sa grande ouverture numérique. Un dispositif de conjugaison de phase numérique nous permet de mettre en forme un faisceau collimaté, issu de la fibre multimode. Il forme, avec son faisceau contra-propageant, un réseau optique mobile qui nous permet de déplacer les atomes, capturés dans les ventres de l’onde stationnaire par piégeage dipolaire. Nous amenons ainsi un petit nuage d’atomes à quelques centaines de micromètres de l’extrémité de la fibre.
- Le troisième chapitre introduit le formalisme de la matrice de transmission et son application à l’imagerie et à la mise en forme d’un faisceau à travers un milieu complexe. La mesure d’une telle matrice nécessite d’une part de parcourir une base de son espace d’entrée, et d’autre part de mesurer le champ correspondant de l’autre côté du système. Après avoir décrit le dispositif utilisé pour déplacer un point lumineux à la surface de la fibre et ainsi exciter les modes d’entrée, plusieurs techniques de mesure d’un champ complexe seront étudiées. Cela nous permet de reconstruire une image du nuage d’atomes transporté devant la fibre à partir d’une mesure de la figure de speckle qui en est issue.
- Le dernier chapitre explore différentes possibilités offertes par notre système pour manipuler des atomes froids. Après avoir étudié la méthode de production d’une pince optique microscopique et le nuage d’atomes capturé par celle-ci, qui mettent en évidence la haute résolution optique de notre système, nous présenterons un second dispositif d’imagerie par conjugaison de phase qui permet de détecter la fluorescence atomique, incohérente. Nous finirons par décrire la formation d’une mélasse optique à l’extrémité de la fibre multimode et exhiber un mécanisme de refroidissement des atomes.

Formation d'un nuage d'atomes froids

1.1. Système à vide	8
1.1.1. Pompes et enceintes	8
1.1.2. Installation de la fibre optique	10
1.1.3. Mise sous ultra-vide	12
1.2. Piège magnéto-optique	13
1.2.1. Refroidissement et piégeage	13
1.2.2. Dispositif expérimental	14
1.2.3. Caractérisation	19

Les techniques de manipulation d'objets quantiques uniques ont connues des progrès fulgurants au cours des dernières décennies. Dans le domaine des atomes froids en particulier, de nombreuses expériences montrent les avancées rapides de notre capacité à contrôler et détecter individuellement de grandes assemblées d'atomes [50-52]. Cela requiert toutefois l'utilisation d'un système optique à haute résolution qui doit souvent être installé sous vide pour être suffisamment proche des atomes, et l'encombrement spatial d'un tel dispositif est difficile à concilier avec les autres éléments nécessaires au refroidissement, au piégeage, et à la détection des atomes. Les fibres optiques multimodes (MMF) sont des guides d'ondes flexibles qui présentent de relativement hautes ouvertures numériques et de faibles dimensions transverses, typiquement de l'ordre de la centaine de micromètres. Des travaux récents sur la propagation d'ondes en milieu complexe ont montrés qu'il est possible, à l'aide d'un modulateur spatial de lumière, de reconstruire une image et de mettre en forme un faisceau à travers une MMF [62,

63, 65], ce qui ouvre des de nombreuses perspectives intéressantes. Cette technologie semble prometteuse pour le piégeage et l'imagerie haute résolution d'atomes froids, notamment lorsque l'encombrement est un critère important, et nous avons construit cette expérience dans le but d'investiguer les avantages qu'elle peut offrir au champ de la manipulation atomique.

Dans ce chapitre, nous détaillons la construction du dispositif expérimental de refroidissement et de piégeage d'atomes de rubidium 87 (^{87}Rb) qui nous permet d'en capturer un petit nuage à une température de quelques dizaines de microkelvins. Nous commencerons par décrire la conception et l'assemblage de l'enceinte à vide, souvent omise des descriptions théoriques du refroidissement d'atomes mais qui possède néanmoins sont importance expérimentale. Une particularité de notre système, par ailleurs relativement simple, est la présence d'une fibre optique multimode dont une extrémité est placée au plus près possible du nuage atomique, sous vide. L'autre extrémité doit rester accessible pour pouvoir observer et piéger les atomes à travers la MMF, ce qui fera l'objet des chapitres 3 et 4, et nous avons dû fabriquer une traversée à vide pour la fibre, compatible avec la pression requise à l'intérieur de l'enceinte. Une seconde partie sera consacrée au piège magnéto-optique (MOT), dont nous expliquerons brièvement le principe de fonctionnement avant de décrire la construction des différents éléments nécessaires et leur assemblage autour de l'enceinte à vide. Nous finirons par détailler le protocole de préparation des atomes froids, et par caractériser le nuage obtenu.

1.1. Système à vide

Par soucis de simplicité, et comme nous ne cherchions pas à battre des records de température atomique ou de temps de vie des atomes piégés, nous avons opté pour un MOT chargé par une vapeur thermique libérée par des "distributeurs de métaux alcalins". L'enceinte à vide est constituée d'un système de pompage, d'une cellule en verre dans laquelle le MOT est produit, et d'une fibre optique qui relient le centre de la cellule à l'extérieur de l'enceinte. La formation d'un nuage d'atomes froids nécessite des pressions très faibles, de l'ordre de 10^{-9} mbar (soit 10^{-12} atm), ce qui impose la mise en œuvre de techniques dites d'ultra-vide qui seront détaillées dans la section 1.1.3.

1.1.1. Pompes et enceintes

Dans le régime de l'ultra-vide¹, la pression dans l'enceinte n'est plus seulement limitée par les fuites mais également par la matière que dégagent les éléments mis sous vide : que ce soit par sublimation, par réaction chimique ou par désorption de gaz précédemment adsorbés, tous les matériaux relâchent en effet des vapeurs. Ce phénomène couramment appelé "dégazage" a pour effet de limiter la qualité du vide obtenu : il ne s'agit alors plus simplement d'avoir une enceinte étanche, mais également de n'avoir en contact avec le vide que des matériaux qui dégagent peu de matière, tel que l'acier, l'aluminium, ou encore certaines céramiques. L'utilisation de polymères est en général à éviter, et le

1. Pressions inférieures à 1×10^{-7} mbar

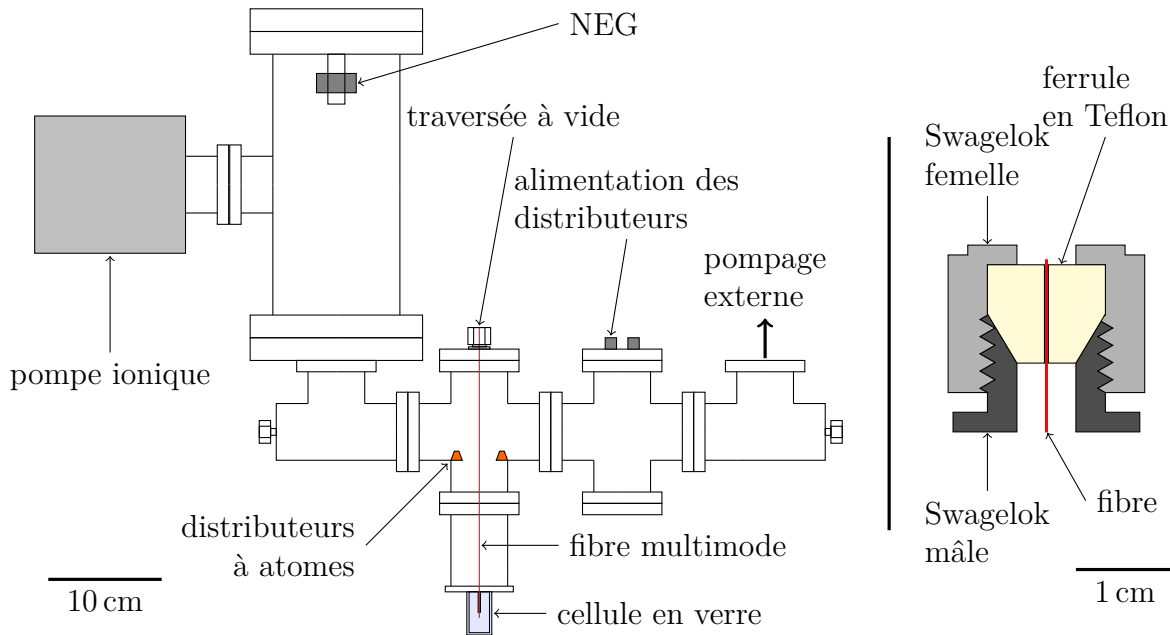


FIGURE 1.1. – À gauche : vue d'ensemble du système à vide. Les atomes sont refroidis et manipulés dans la cellule en verre, au bout de la fibre multimode. À droite : schéma détaillé de la traversée à vide de la fibre multimode, constituée d'une ferrule conique en Teflon insérée dans un écrou Swagelok.

système Klein Flange (KF) qui utilise des joints en élastomère (Viton) est remplacé par le standard ConFlat (CF) de joints en cuivre pour la réalisation de l'enceinte.

Les interactions entre les particules de gaz sont également extrêmement faibles, et leur libre parcours moyen devient important par rapport aux dimensions de l'enceinte : le mouvement des particules suit alors un régime balistique, par opposition à un régime hydrodynamique. À l'intérieur d'une enceinte sous ultra-vide, il peut subsister de très grandes différences relatives de pression (de plusieurs ordres de grandeurs), d'autant plus importantes que l'ouverture entre les différentes parties est réduite. Ce phénomène bien connu peut être utilisé au profit des expérimentateurs et est dans ce cas appelé pompage différentiel, mais peut également limiter la qualité du vide obtenu et doit pour cela être pris en compte lors de la conception du système à vide. Pour cela, nous avons placé le système de pompage le plus près possible de la cellule en verre où se déroule l'expérience, et veillé à laisser le plus dégagé possible les tubes qui relient les deux.

Une vue d'ensemble de l'enceinte à vide est représentée sur la figure 1.1. Deux pompes fonctionnent en permanence pour maintenir l'enceinte sous ultra-vide : une pompe ionique¹ 20 l s^{-1} et un "sorbeur non évaporable"² (NEG, non évaporable getter) 50 l s^{-1} . La pompe ionique est directement connectée au tube en acier DN63 dans lequel est placé le NEG, et une vanne permet d'isoler les pompes du reste du système afin de pouvoir ouvrir l'enceinte en conservant les pompes sous vide. Le reste de l'enceinte est constitué

1. Agilent Valcom Plus 20 919-1115

2. SAES CapaciTorr 50

de tube en acier DN35 : une première croix à quatre branches contient la fibre optique et les deux distributeurs d'atomes. Sur un des bras est installée la cellule en verre, tandis que le bras opposé est occupé par la traversée à vide de la fibre. Une deuxième croix DN35 supporte le passage des câbles électriques qui alimentent les distributeurs d'atomes, ainsi que la vanne d'entrée du système à laquelle peut être connectée un banc de pompage externe. Pour éviter que la cellule en verre¹ ne se brise lors de l'étuvage de l'enceinte (voir section 1.1.3), elle est collée sur une bride en titane qui possède un coefficient d'expansion thermique proche de celui du verre, elle-même fixée à la croix DN35 par une jonction CF (voir figure 1.3). Nous utilisons pour cela une résine époxy compatible ultra-vide², et un premier pompage de la cellule et de la bride uniquement permet d'atteindre rapidement une pression de 5.6×10^{-7} mbar, ce qui confirme l'étanchéité du collage.

Les distributeurs d'atomes³ contiennent du chromate de rubidium (Rb_2O_4) mélangé à un agent réducteur composé à 84 % de zirconium et à 16 % d'aluminium. Une réaction d'oxydoréduction permet alors de dégager du rubidium pur gazeux, mais la température du mélange doit pour cela être augmentée jusqu'à environ 500 °C. Afin d'éviter de trop chauffer la fibre multimode, les distributeurs sont installés sur des supports en céramique compatible ultra-vide⁴ qui offrent une relativement bonne isolation thermique, et fixés à l'intérieur de la croix DN35 de manière à diriger le flux atomique en direction de la cellule.

1.1.2. Installation de la fibre optique

La fibre optique multimode⁵ utilisée pour cette expérience possède un diamètre de cœur de 200 μm et une ouverture numérique de 0.5. L'extrémité d'une section de fibre de 25 cm de longueur est placée au centre de la cellule en verre, tandis que l'autre bout de la fibre est à l'air libre du côté opposé de l'enceinte (voir figure 1.1). On appellera par la suite "distale" l'extrémité de la fibre placée sous vide dans la cellule, et "proximale" celle qui ressort de l'enceinte. Ce vocabulaire est emprunté au domaine médical par le biais de l'imagerie, l'extrémité distale d'un endoscope étant placée *in vivo* tandis que celle proximale est au dehors, accessible à l'expérimentateur. On désignera par extension sous le nom de distale la partie de l'expérience située en face de la cellule en verre, et de proximale celle de l'autre côté de l'enceinte.

La fibre doit être maintenue immobile avec une précision de l'ordre du micromètre sur de longues durées (jours voir semaines), pour que la propagation de la lumière à l'intérieur puisse être considérée comme constante. Nous avons pour cela conçu un support de fibre dont les différentes pièces ont été réalisées par l'atelier de mécanique. Comme mentionné à la section 1.1.1, il est nécessaire de limiter au maximum les dimensions du support afin de permettre un bon pompage de la cellule. Celui-ci consiste principalement

1. Hellma 700.016-OG. Dimensions : 38 mm \times 22 mm \times 22 mm

2. Epo-Tek H70E-2

3. SAES Alkali Metal Dispensers RB/NF/3.4/12 FT10+10

4. Macor

5. Thorlabs FP200ERT



FIGURE 1.2. – Photographie du rail en aluminium qui supporte la fibre multimode, avant d'être mis sous vide. La pièce au bout du rail s'insère dans la bride en titane et assure la stabilité mécanique.

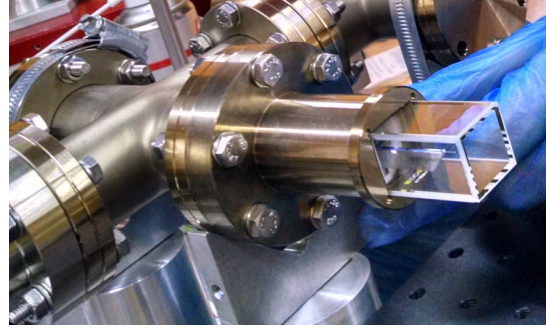


FIGURE 1.3. – La cellule en verre collée sur la bride en titane. La fibre multimode et le rail en aluminium sont visibles à l'intérieur.

en un rail en aluminium de section 10×2 mm, sur le dessus duquel une rainure est usinée pour accueillir la fibre. Le rail est fixé à une pièce en aluminium, vissée à deux trous taraudés directement percés dans la bride à vide que traverse la fibre. Les vis sont préalablement évidées le long de l'axe, afin d'éviter le phénomène de "fuite virtuelle" : une poche de gaz emprisonnée à l'intérieur de l'enceinte à vide et qui se vide très lentement, limitant la qualité du vide obtenu. Au niveau de la cellule en verre, le rail est coupé en biseau et la fibre dépasse de quelques millimètres afin d'en laisser l'extrémité la plus dégagée possible. Pour limiter les vibrations du rail, deux patins en aluminium reposent dans la bride en titane au plus près de la cellule, et sont maintenus plaqués par une languette en acier qui joue le rôle de ressort (voir figure 1.2).

Dans une première version, la fibre est collée sur le rail avec la même résine que celle utilisée pour fixer la cellule à la bride en titane (voir section 1.1.1). La fibre sort de l'enceinte par un trou de 1 mm percé à travers la bride, rempli de résine pour en assurer l'étanchéité. À condition de retirer préalablement la couche protectrice de Teflon qui recouvre la fibre afin de permettre une bonne adhésion de la résine sur la gaine en polymère, cette technique fonctionne correctement et nous atteignons des pressions inférieures à 10^{-9} mbar. Il est cependant nécessaire de laisser la fibre dépasser de plusieurs millimètres à l'extérieur de l'enceinte pour ne pas risquer de mettre de la résine sur son extrémité, ce qui pose des problèmes de stabilité mécanique. Une tentative pour fixer de l'extrémité de la fibre a eu pour résultat de la briser, conduisant à la conception d'un nouveau système.

Pour cette deuxième version nous nous sommes inspirés du dispositif décrit dans [71], et nous avons remplacé la férule en acier d'un passage à vide Swagelok¹ par un cône de Teflon percé d'un trou de 400 μm de diamètre dans lequel la fibre est insérée (voir figure 1.1, partie droite). Lorsque l'écrou Swagelok est serré, le cône de Teflon se comprime autour de la fibre et assure l'étanchéité du système. Cela nous permet de faire dépasser la fibre de moins de 0.5 mm à l'extérieur de l'enceinte et d'avoir ainsi l'extré-

1. Pfeiffer Vacuum : 420ASW040-6, Swagelok 6 mm sur bride CF DN35

mité fermement maintenue par le cône de Teflon. Un autre avantage de cette approche est la réversibilité du dispositif : il est en effet possible de desserrer l'écrou et de retirer la fibre, pour la changer si elle est endommagée ou pour la repositionner par exemple. Afin de conserver cet avantage, nous avons remplacé le collage de la fibre sur le rail par des pinces en aluminium vissées au rail, qui peuvent également être facilement retirées. L'étanchéité de la traversée est très bonne, puisque l'on obtient finalement des pressions encore plus basses qu'avec la solution précédente, d'environ 2×10^{-10} mbar avant l'allumage des distributeurs d'atomes.

1.1.3. Mise sous ultra-vide

La présence d'eau dans l'enceinte limite radicalement la qualité du vide obtenue, mais peut être facilement éliminée en chauffant l'enceinte. Les traces de graisses sont en revanche beaucoup plus difficile à pomper, et doivent donc être impérativement retirées au préalable. À l'exception des pièces qui forment l'enceinte qui sont fournies propres par le fabricant, tous les éléments mis sous vide sont minutieusement nettoyés, d'abord à l'eau savonneuse puis dans un bain d'acétone placé dans une cuve à ultrason. Les pièces peuvent également faire l'objet de traitements spécifiques selon leurs matériaux, et nous nous sommes pour cela inspiré des standards en vigueur à LIGO¹, décrites dans [72]. Les pièces en acier qui forment l'enceinte, de même que la bride en titane, sont placées dans un four à 350 °C pendant environ trois jours pour expulser l'hydrogène emprisonné dans le métal et ainsi limiter le dégazage. La montée et la descente en température se fait à un taux maximal de 1 °C min^{-1} , afin de laisser les pièces se thermaliser et limiter les gradients de température qui se traduiraient par des contraintes mécaniques et risqueraient de déformer les pièces.

Une fois le système propre et assemblé, il est connecté à un banc de pompage externe constitué d'une pompe primaire à palette et d'une pompe turbo qui permet d'atteindre des pressions d'environ 1×10^{-7} mbar. Il est alors nécessaire d'évacuer un maximum de la matière pouvant être libéré à l'intérieur de l'enceinte, et notamment les traces d'eau, pour atteindre la pression la plus basse possible avant de mettre en route la pompe ionique et le NEG. C'est le rôle de la phase d'étuvage du système, durant laquelle l'enceinte est chauffée afin d'accélérer les mécanismes de dégazage, ce qui augmente la pression à l'intérieur et donc la vitesse de pompage. Pour ne pas risquer d'endommager la cellule en verre ou la fibre multimode, la température d'étuvage est maintenue en dessous de 150 °C et nous limitons les gradients thermiques en chauffant très progressivement (de l'ordre de 0.1 °C min^{-1}). Une fois l'enceinte chaude, le NEG est activé en faisant passer au travers un courant de 7.5 A pendant 1 h, ce qui le chauffe à près de 500 °C. Il libère alors les gaz piégés à l'intérieur ce qui provoque une augmentation soudaine de la pression jusqu'à 1.5×10^{-6} mbar, qui redescend ensuite lentement. Les distributeurs d'atomes sont aussi activés en leur appliquant un courant de 5.5 A par distributeur pendant 30 min ce qui est également accompagné d'une augmentation brutale de la pression dans l'enceinte, qui redescend assez vite dès que l'on coupe le courant.

1. Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory

Après 7 jours d'étuvage, la pression dans l'enceinte s'est stabilisée à 3.1×10^{-8} mbar et il est possible d'allumer la pompe ionique avant d'abaisser la température de l'enceinte progressivement. Lorsque la pression dans l'enceinte devient plus faible que celle mesurée par le banc externe, nous fermons la vanne de l'enceinte et le pompage externe peut être coupé. Au bout de 2 jours, la pression mesurée par la pompe ionique s'est stabilisée à 2.2×10^{-10} mbar.

1.2. Piège magnéto-optique

Le principe du refroidissement d'atomes par laser a été proposé indépendamment dans [34] et [35] en 1975, réalisé expérimentalement dès 1978 [36], et il faudra attendre 1987 pour que soit produit le premier piège magnéto-optique [37]. Cette technique s'est rapidement répandue, et le domaine des atomes froids est devenu un champ de recherche très actif avec des applications extrêmement variées allant de la métrologie au calcul quantique. Si de nombreux autres outils ont été développés pour piéger et refroidir des atomes, le MOT reste cependant un élément central d'un grand nombre d'expériences dans le domaine.

Le piégeage magnéto-optique (MOT) a fait l'objet d'études théoriques et expérimentales extensives, et de nombreux cours et ouvrages se sont attachés à en décrire les mécanismes de fonctionnement (voir [73] par exemple). Nous nous contenterons donc ici d'en donner une brève introduction, dans le but de justifier le dispositif expérimental mis en place. Nous décrirons ensuite la construction des différents éléments du piège et leur assemblage autour de la cellule, avant de caractériser le nuage d'atomes froids obtenus.

1.2.1. Refroidissement et piégeage

Un piège magnéto-optique est constitué de trois paires de faisceaux lasers contra-propageants, dont la fréquence est légèrement inférieure à celle d'une résonance de l'espèce atomique piégée. Par effet Doppler, un atome qui se déplace en direction d'un des faisceaux le perçoit à une fréquence plus élevée, et donc plus près de résonance, tandis que la fréquence ressentie du faisceau contra-propageant s'en éloigne. L'atome absorbe alors statistiquement plus de photons provenant du faisceau vers lequel il se déplace, ce qui se traduit par une force de recul dirigée en moyenne à l'opposé de sa vitesse. Cela correspond à une force de frottement fluide, qui ralentit les atomes jusqu'à leur arrêt total. En réalité, le phénomène d'absorption étant aléatoire, les fluctuations statistiques conduisent les atomes piégés à acquérir une température limite finie appelée température Doppler : $T_{Doppler} = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}$ où Γ est la largeur (en pulsation) de la transition atomique considérée. En plus des 6 faisceaux lasers, il est nécessaire d'ajouter une paire de bobine dans une configuration anti-Helmholtz¹ afin de produire un gradient de champ magnétique selon les trois directions de l'espace (voir figure 1.4). En choisissant correctement les polarisations des faisceaux lasers, il est possible de faire apparaître grâce à l'effet

1. tête-bêche

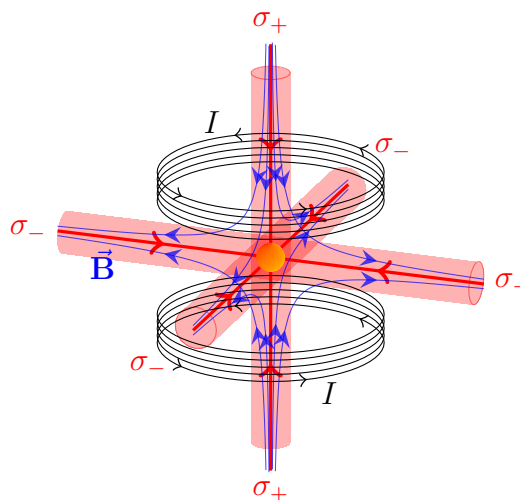


FIGURE 1.4. – Schéma de principe du piège magnéto-optique : 3 paires de faisceaux contra-propageants introduisent le refroidissement Doppler. La paire de bobines crée un gradient de champ magnétique qui engendre une force de rappel pour les atomes.

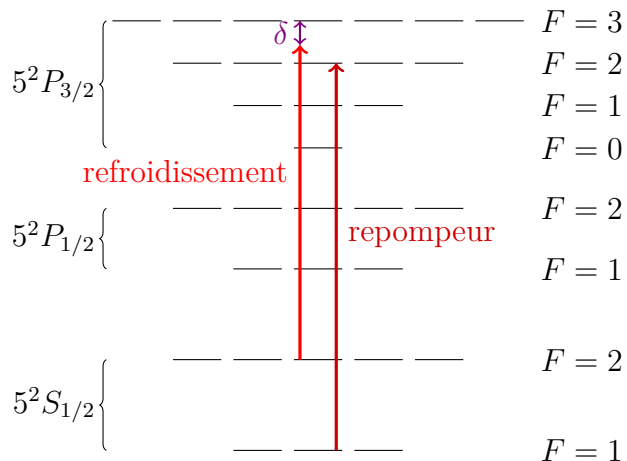


FIGURE 1.5. – Schéma simplifié des niveaux d'énergie du ^{87}Rb . Les deux lasers du MOT adressent la raie D_2 : $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$. Le laser de refroidissement possède un désaccord δ vers les basses fréquences par rapport à la transition $F = 2 \rightarrow F' = 3$, tandis que le repompeur est à résonance avec la transition $F = 1 \rightarrow F' = 2$.

Zeeman une force proportionnelle au champ magnétique dirigée vers le centre du piège, ressentie par les atomes comme une force de rappel conservative.

Nous avons décidé d'utiliser l'isotope 87 du rubidium (^{87}Rb), qui possède une structure électronique alcaline simple, et dont le refroidissement et la manipulation par laser ont été extensivement étudiés. Le refroidissement est introduit en adressant la raie D_2 , et plus précisément la transition $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3$ (voir figure 1.5). Le niveau fondamental du ^{87}Rb ($5^2S_{1/2}$) est constitué de deux sous-niveaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$, et un laser qui excite les atomes depuis l'un de ces sous-niveaux aura tendance à les transférer dans l'autre. Pour former un MOT, il est alors nécessaire de ramener les atomes dans l'état $5^2S_{1/2}, F = 2$ pour qu'ils soient refroidis : c'est le rôle d'un second laser nommé repompeur, résonant avec la transition $5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 2$ (voir figure 1.5), qui est superposé au premier. La probabilité qu'un atome se désexcite vers le sous-niveau $F = 1$ est assez faible, et la puissance de repompeur nécessaire pour réexciter les atomes vers le sous-niveau $F = 2$ est bien inférieure à celle du faisceau de refroidissement.

1.2.2. Dispositif expérimental

Nous allons maintenant détailler la construction des éléments essentiels du piège magnéto-optique : tout d'abord le banc optique qui permet de préparer les faisceaux

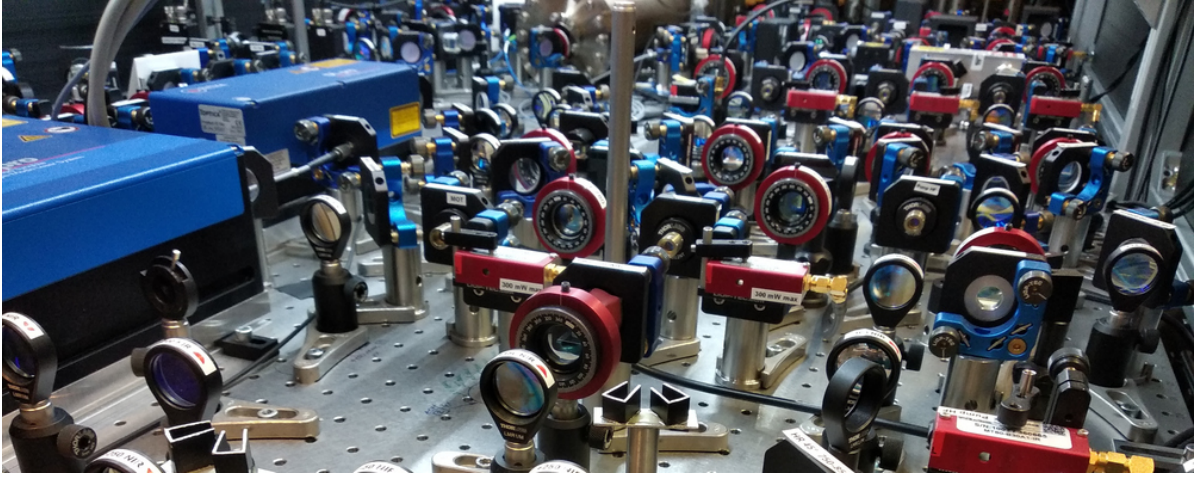


FIGURE 1.6. – *Banc optique utilisé pour mettre en forme les différents faisceaux lasers de l'expérience. Les rayons émis par les lasers sont divisés en plusieurs faisceaux, chacun contrôlé par un modulateur acousto-optique puis injecté dans une fibre monomode.*

lasers, puis les quatre paires de bobines nécessaires au contrôle du champ magnétique, et enfin l'assemblage de tous ces composants autour de la cellule à vide, qui nécessite de prendre en considération la fibre optique multimode.

Asservissement des lasers

Le banc laser utilisé pour cette expérience (voir figure 1.6) a en réalité été conçu pour satisfaire les exigences d'une autre expérience actuellement en construction. Ceci explique des caractéristiques bien au-delà de ce qui est nécessaire pour réaliser un simple MOT, en particulier en termes de puissances et de stabilités en fréquence des lasers.

Le laser utilisé pour le refroidissement des atomes¹ est accordé avec la transition $5^2S_{1/2}, F = 2 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 3$, et asservi en fréquence sur une cavité ultra-stable² par la méthode Pound–Drever–Hall, ce qui permet d'obtenir une largeur de raie de 3.3 kHz. Un modulateur électro-optique ajoute un décalage en fréquence réglable entre la résonance de la cavité et la fréquence d'émission du laser, et nous pouvons ainsi asservir celui-ci à n'importe quelle fréquence. Le faisceau principal est divisé entre plusieurs branches qui serviront aux différentes sondes d'imagerie et de refroidissement, chacune constituée d'un modulateur acousto-optique (AOM) en double passage permettant d'ajuster rapidement la fréquence et l'intensité du faisceau, qui est ensuite injecté dans une fibre optique monomode qui relie le banc laser à l'enceinte à vide.

Le laser repompeur est lui accordé à résonance avec la transition $5^2S_{1/2}, F = 1 \rightarrow 5^2P_{3/2}, F' = 2$. Le décalage en fréquence avec le laser de refroidissement est d'environ 6.8 GHz, ce qui les rend difficiles à séparer par des méthodes optiques, et donc délicat à asservir sur la même cavité. Il s'agit en revanche d'une fréquence accessible au domaine

1. Toptica TA Pro 780

2. Stable Laser Systems ATF-6010-4, $\delta\nu_{\text{FWHM}} = 60$ kHz

électronique, et nous avons donc utilisé un montage de verrouillage de phase. Les deux lasers (refroidissement et repompeur) sont ainsi superposés sur une photodiode rapide qui en mesure les battements. Ceux-ci sont ensuite démodulés à l'aide d'un signal de haute fréquence généré numériquement avant d'être transmis à un module d'asservissement PID¹ qui rétroagit sur la fréquence du repompeur. Celui-ci n'est utilisé que dans les faisceaux du piège magnéto-optique et toujours à résonance avec les atomes, il n'est donc pas nécessaire d'en contrôler la fréquence et les faisceaux de repompeur sont pilotés par des AOM en simple passage qui ne permettent qu'un contrôle de l'intensité.

Les faisceaux de ces deux lasers destinés au MOT sont injectés dans un séparateur fibré² 2 vers 6 qui permet de les superposer et de les séparer en 6 faisceaux de piège. Les fibres d'entrée du séparateur sont équipées de photodiodes qui mesurent l'intensité les parcourant, ce qui permet d'asservir la puissance des faisceaux de refroidissement et de repompeur en rétroagissant sur les AOM.

Contrôle du champ magnétique

Le gradient de champ magnétique qui permet de piéger les atomes (de l'ordre de 30 G cm^{-1} soit 0.3 T m^{-1}) doit pouvoir être coupé rapidement au cours de l'expérience. Les deux bobines qui le produisent, appelées "quadripolaires", doivent alors être de faible inductance, c'est-à-dire composées de peu de spires. Les bobines quadripolaires que nous avons utilisées sont constituées de 6 spires chacune d'environ 2 cm de diamètre, formées de fil de cuivre de 2 mm de diamètre. Elles sont placées le plus près possible de la cellule en verre pour maximiser le gradient généré au niveau des atomes (voir figure 1.7), et peuvent être parcourues par un courant de 30 A au maximum. Afin de limiter le chauffage, les bobines sont installées sur des plaques de cuivre³ faisant office de radiateurs. Elles sont montées en série, ce qui garantit qu'elles sont parcourues par le même courant, et deux sondes à effet Hall connectées à un dispositif d'asservissement artisanal permettent de contrôler directement le gradient de champ magnétique produit et de s'asservir d'éventuelles fluctuations des paramètres expérimentaux (dérives dues à des effets thermiques par exemple). La mesure du gradient de champ produit par les bobines quadripolaires est en très bon accord avec la valeur théorique attendue de $2.0 \text{ G cm}^{-1} \text{ A}^{-1}$.

Le centre du piège magnéto-optique, en direction duquel les atomes sont attirés, est défini expérimentalement comme l'endroit où s'annule le champ magnétique : cela signifie que la présence de champs permanents résiduels, comme le champ magnétique terrestre, a pour effet de déplacer le centre du piège, voir de rendre le piégeage impossible (si le centre sort de la zone couverte par les faisceaux lasers par exemple). Il est alors nécessaire d'annuler les champs extérieurs, et nous avons ajoutons pour cela trois paires de bobines, dites de compensation, alignées selon les trois directions de l'espace. Celles-ci restent allumées en permanence pendant les expériences, et produisent des champs assez faibles (quelques dizaines de microteslas). Afin de laisser de la place autour de la cellule,

1. proportionnel, intégral, dérivé
2. AMS Technologies (OzOptics), AMS-00021673.1-A
3. fendues, pour limiter les courants de Foucault

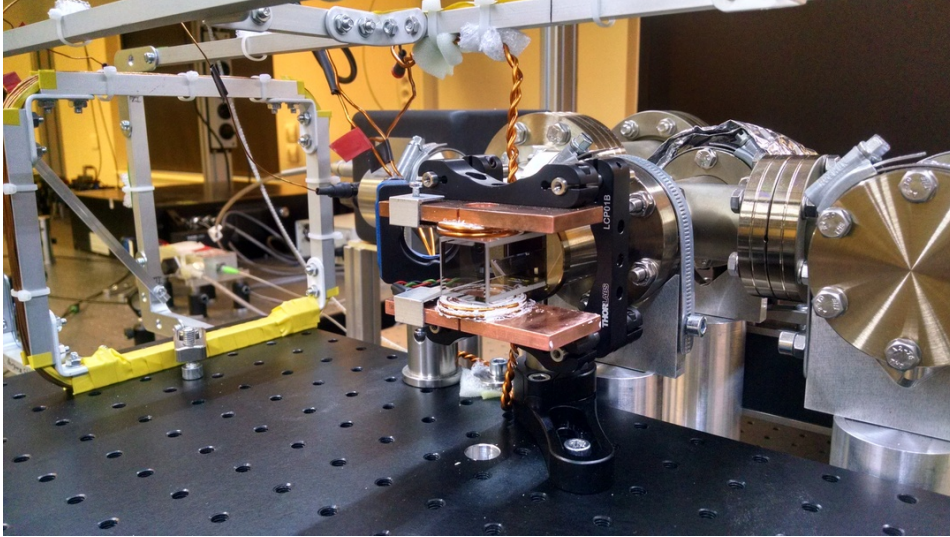


FIGURE 1.7. – Photographie des quatre paires de bobines du MOT : au centre, collées à la cellule en verre, les deux bobines quadripolaires montées sur des plaques en cuivre. Les grands cadres en aluminium supportent les trois paires de bobines de compensation, qui annulent le champ permanent au niveau des atomes.

et pour produire un champ magnétique le plus uniforme possible, ces bobines sont assez grandes (plusieurs dizaines de centimètres) et placées relativement loin des atomes. Elles sont constituées de 20 à 40 (selon la paire) spires de fil de cuivre enroulées dans un rail en aluminium rectangulaire (cadre gris sur la figure 1.7).

Alignement des faisceaux lasers

Pour caractériser la propagation de la lumière dans la fibre optique, ce qui fera l'objet du chapitre 3, Il est nécessaire de disposer d'un accès optique de grande ouverture numérique en face de la fibre multimode et tout l'espace directement devant la cellule est laissé libre pour cette raison. La disposition des faisceaux du piège magnéto-optique est visible sur la figure 1.8 : les deux paires de faisceaux horizontales forment un angle d'environ 60° pour laisser la face avant de la cellule en verre dégagée. La troisième paire est verticale, alignée sur l'axe des bobines quadripolaires qui produisent le gradient de champ magnétique. Nous avons choisi d'installer l'intégralité des éléments du MOT (six faisceaux lasers et quatre paires de bobines) sur le même support optique (breadboard), ce qui nous permet de déplacer le piège d'un bloc et ainsi de positionner le nuage d'atomes par rapport à la fibre en translatant le breadboard : tous les éléments se déplacent ensemble et il n'est donc pas nécessaire de réaligner le piège magnéto-optique. Cela nous a également permis de retirer l'ensemble du système pour placer une sonde à effet Hall au centre du dispositif et ajuster grossièrement le champ de compensation.

Comme n'importe quel système optique, la fibre multimode que nous voulons utiliser

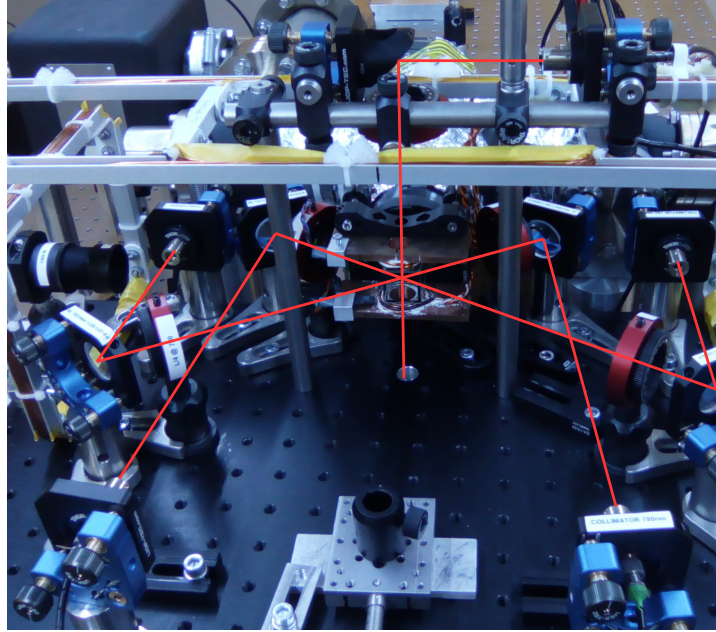


FIGURE 1.8. – *Disposition des faisceaux laser du piège magnéto-optique autour de la cellule. Deux paires de faisceaux contra-propageants forment un angle d'environ 60° dans le plan horizontal, une troisième occupe l'axe vertical.*

est soumise à la limite imposée par la diffraction de la lumière, et son pouvoir de résolution est inversement proportionnel à son ouverture numérique (numerical aperture, NA). Celle-ci est définie comme le sinus de l'angle maximal que peut prendre un faisceau avec l'axe optique en restant collecté par le système. Suffisamment près de l'extrémité d'une fibre optique, cette valeur est limitée par l'angle de réflexion totale à l'interface entre le cœur et la gaine : un rayon lumineux plus incliné est transmis à travers la gaine et s'échappe de la fibre optique ; l'ouverture numérique du système correspond alors à la valeur nominale de la fibre multimode. En revanche, si l'objet considéré est trop éloigné de la fibre, l'angle d'incidence maximal est plus faible et l'ouverture numérique effective est réduite (voir figure 1.9) ce qui se traduit par une dégradation de la résolution atteignable. La figure 1.10 représente la NA effective d'une fibre optique multimode qui a les mêmes caractéristiques que celle utilisée pour notre expérience, en fonction de la distance à son extrémité et à l'axe optique. Jusqu'à une distance proche du diamètre de la fibre, elle est égale à sa valeur nominale de 0.5 qui permet une résolution inférieure à $1\ \mu\text{m}$ pour une longueur d'onde de $780\ \text{nm}$. Cette valeur décroît rapidement au-delà : à $1\ \text{mm}$ de la fibre, la NA effective n'est plus que de 0.1 et la dimension minimum des motifs qu'il est possible de résoudre est de $5\ \mu\text{m}$. Pour profiter de la haute ouverture numérique nominale de la fibre multimode, et ainsi accéder à une résolution micrométrique, le nuage d'atome doit donc être situé en face de la fibre, à une distance inférieure à son diamètre de $200\ \mu\text{m}$.

Pour former un nuage d'atomes à une distance suffisamment faible de la fibre multi-

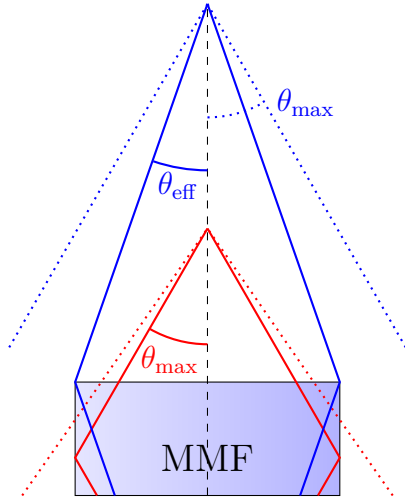


FIGURE 1.9. – Angle d'incidence maximal dans une fibre optique multimode : pour un objet proche, en rouge, la limite est imposée par la réflexion totale dans la fibre. Pour un objet plus distant, en bleu, l'angle maximal effectif est réduit.

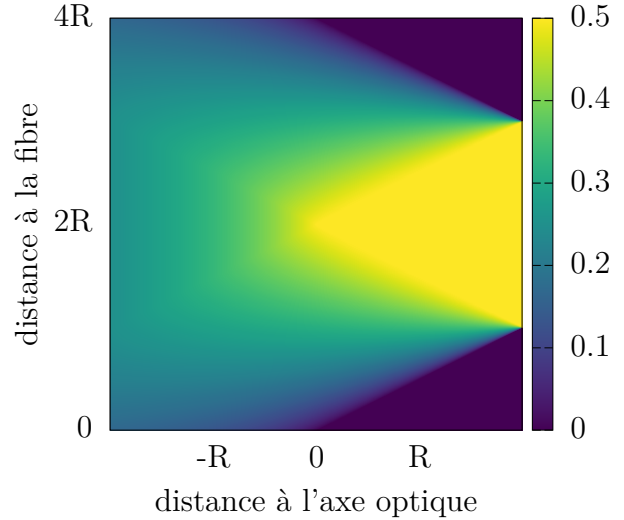


FIGURE 1.10. – Ouverture numérique effective d'une fibre optique multimode d'ouverture numérique maximale 0.5 en fonction de la distance avec l'extrémité et de celle à l'axe optique.

mode, la première méthode que nous avons essayée consiste à utiliser de petits faisceaux de MOT (gaussien de 1 mm de col) et à approcher le nuage au plus près de la fibre. Les nuages d'atomes obtenus avec des faisceaux de cette taille sont très petits et instables, et particulièrement sensibles à l'alignement optique. Lorsque le piège est amené trop près de la fibre, les faisceaux de refroidissement en illuminent l'extrémité et la lumière diffusée expulse rapidement les atomes hors du piège ; nous n'avons donc pas réussi à former de MOT à une distance inférieure à 1 mm du bout de la fibre, ce qui est bien trop éloigné. Dans le régime des petits faisceaux (inférieurs à quelques millimètres de diamètre), le nombre d'atomes piégés évolue comme $N \propto D^6$ où D est la dimension des faisceaux [74]. Pour s'approcher suffisamment de la fibre, il aurait fallu utiliser des faisceaux de 200 μm de col ce qui semble très délicat. Nous avons plutôt choisi d'en augmenter la dimension, pour piéger plus d'atomes, et de concevoir un système de transport pour les déplacer en direction de la fibre qui sera décrit au chapitre 2. La deuxième version du MOT est constituée de faisceaux circulaires uniformes (top-hat) de 5 mm de diamètre, et le centre du piège est situé à environ 3 mm de la fibre multimode.

1.2.3. Caractérisation

La séquence de production du nuage d'atomes froids commence par une étape de chargement à partir de la vapeur ambiante de ^{87}Rb , durant laquelle le courant dans les bobines quadripolaires est de 15 A, soit un gradient de 30 G cm^{-1} au centre du piège. Les faisceaux de refroidissement sont désaccordés par rapport à la transition atomique

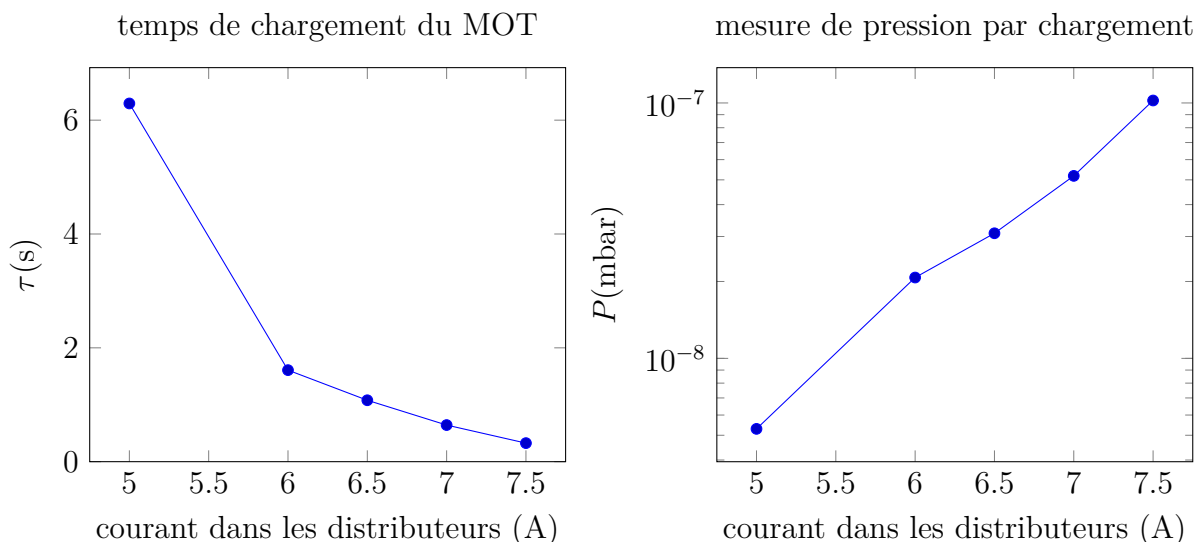


FIGURE 1.11. – *Mesure de la pression dans la cellule par le chargement du MOT. Nous avons considéré : $\tau \times P = 3.3 \times 10^{-8}$ mbar s.*

de $\delta = -12 \text{ MHz} = -2\frac{\Gamma}{2\pi}$, où Γ (rad s⁻¹) est la largeur naturelle de la transition atomique. Chaque faisceau a une puissance de $500 \mu\text{W}$ ce qui correspond à une intensité de $25 \text{ W m}^{-2} = 1.5 I_{sat}$ au niveau des atomes, en notant I_{sat} l'intensité de saturation de la transition utilisée.

Le temps caractéristique de chargement du piège est directement lié au taux avec lequel les atomes sont expulsés du MOT. Ces pertes sont principalement dues aux collisions avec les particules du gaz résiduel, et dépendent surtout de la pression ambiante et très peu de la composition chimique du gaz [75]. Le produit entre le temps de chargement du MOT τ et la pression P au niveau des atomes est quasiment constant, ce qui nous permet de mesurer directement la pression à l'intérieur de la cellule en verre en considérant $\tau \times P = 3.3 \times 10^{-8}$ mbar s [75] (voir figure 1.11). Nous travaillons par la suite avec un courant total de 7 A dans les distributeurs, soit 3.5 A chacun, ce qui donne un temps caractéristique de chargement de 0.64 s qui correspond à une pression de 5×10^{-8} mbar. La durée de l'étape de chargement est en général de 0.5 s, ce qui offre un compromis acceptable entre le taux de répétition de l'expérience et le nombre d'atomes piégés.

Une fois les atomes capturés dans le MOT, nous avons besoin de les transférer dans un piège dipolaire pour les transporter en direction de la fibre (voir chapitre 2). Le piège dipolaire étant beaucoup plus petit que le piège magnéto-optique, le nombre d'atomes transférés dépend principalement de la densité du nuage et de sa température (des atomes trop chauds ne peuvent pas être capturés). Pour cela, une étape de compression du MOT pour laquelle le gradient de champ magnétique est augmenté à 60 G cm^{-1} durant 10 ms permet de réduire la taille du nuage, et donc d'augmenter sa densité. Il suit une étape de mélasse optique au cours de laquelle le désaccord du laser de refroidissement est augmenté et sa puissance diminuée. Une rampe linéaire en fréquence et en intensité de 3 ms amène le faisceau à un désaccord $\delta = -24 \text{ MHz} = -4\frac{\Gamma}{2\pi}$ et une intensité de 12.5 W m^{-2} , et il est

ensuite maintenu dans cet état pendant 3 ms supplémentaires. L'étape de mélasse dure ainsi au total 6 ms et permet d'abaisser la température des atomes bien en dessous de la température Doppler. La puissance du repompeur est également réduite de moitié durant la mélasse, ce qui permet d'augmenter l'efficacité du transfert vers le piège dipolaire.

Un système d'imagerie par absorption est installé perpendiculairement à la fibre multimode, et permet de caractériser le nuage d'atomes obtenu. Un faisceau résonant avec la raie D_2 (utilisée pour le refroidissement) est envoyé sur les atomes, puis collecté par un système optique qui en fait l'image sur une caméra. Nous mesurons ainsi l'intensité $I_{\text{ats}}(x, y)$, avant de répéter l'opération à l'identique en l'absence d'atomes pour obtenir une image de référence $I_0(x, y)$. Dans le régime linéaire, c'est-à-dire pour I_0 faible devant l'intensité de saturation, la section efficace σ de la transition atomique peut être considérée comme constante. L'évolution de l'intensité d'un faisceau à travers un nuage de densité volumique $\rho(x, y, z)$ satisfait alors l'équation :

$$\frac{dI}{dz} = -\sigma\rho(x, y, z)I(x, y, z) \quad (1.1)$$

Après avoir traversé tout le nuage, l'intensité du faisceau est donnée par :

$$I_{\text{ats}}(x, y) = e^{-\sigma n(x, y)} \quad \text{avec} \quad n(x, y) = \int \rho(x, y, z) dz \quad (1.2)$$

Cela permet de calculer directement la densité atomique intégrée selon l'axe de propagation du faisceau :

$$n(x, y) = -\frac{1}{\sigma} \ln\left(\frac{I_{\text{ats}}(x, y)}{I_0(x, y)}\right) \quad (1.3)$$

Comme le faisceau est à résonance, et que son intensité est très faible devant l'intensité de saturation, on peut considérer la section efficace résonnante non saturée $\sigma = \sigma_0$. Le faisceau utilisé est polarisé linéairement et adresse en réalité tous les sous-niveaux Zeeman des états $5^2S_{1/2}, F = 2$ et $5^2P_{3/2}, F' = 3$, et non une seule transition ; nous considérons donc la section efficace équivalente $\sigma_0 = 1.356 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ tirée de [76]. Cela permet d'estimer le nombre d'atomes capturés dans le piège : à la fin de l'étape de mélasse, nous obtenons un nuage de $2.2(5) \times 10^6$ atomes dont nous déterminons la taille par un ajustement gaussien à $\sigma_x = 140 \mu\text{m}$ et $\sigma_y = 260 \mu\text{m}$. En considérant une dimension du même ordre selon l'axe d'imagerie (inaccessible à la mesure), la densité volumique du nuage peut être estimée à environ 1.5×10^{11} atomes/cm³.

En mesurant l'évolution de la taille du nuage en expansion libre, nous pouvons déduire la distribution de vitesse des atomes, et donc leur température. Nous faisons pour cela l'hypothèse que les différentes composantes v_i du vecteur vitesse suivent une distribution de Maxwell-Boltzmann :

$$P_{\text{totale}}(\vec{v}) = \prod_{i=1}^3 P_v(v_i) = \prod_{i=1}^3 \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_v} e^{-\frac{v_i^2}{2\sigma_v^2}} \quad \text{avec} \quad \sigma_v = \sqrt{\frac{k_B T}{M_{\text{Rb}}}} \quad (1.4)$$

Nous supposons également que la distribution spatiale initiale des atomes $P_x(x_i, t = 0)$ est gaussienne, de largeur σ_x , et que l'évolution du nuage lorsque le piège est coupé se

fait de manière complètement libre. Après un temps de vol t , la distribution des atomes en positions est donc :

$$P_x(x_i, t) = \int P_x(x_i - v_i t, t = 0) P_v(v_i) dv_i \quad (1.5)$$

Il s'agit de la convolution de deux distributions gaussiennes, de largeur σ_x et $t\sigma_v$, et donc d'une gaussienne de largeur $\sigma(t) = \sqrt{\sigma_x^2 + t^2\sigma_v^2}$. Pour mesurer la température des atomes, il suffit alors de prendre plusieurs images par absorption du nuage pour plusieurs temps de vol différents, et d'en extraire la largeur $\sigma(t)$ du nuage atomique aux différents temps t . Cela permet d'en déduire la valeur de σ_v , et donc la température $T = M_{\text{Rb}}\sigma_v^2/k_B$ des atomes, que nous estimons à 40(5) μK après l'étape de mélasse.

Transport d'atomes dans un réseau mobile

2.1. Piégeage dipolaire	24
2.1.1. Potentiel attractif et taux de chauffage	24
2.1.2. Déplacement d'un piège croisé	26
2.1.3. Réseau optique mobile.	26
2.2. Conjugaison de phase numérique	29
2.2.1. Théorie	29
2.2.2. Mesure d'un champ complexe	30
2.2.3. Modulation de front d'onde	32
2.2.4. Télescope afocal	34
2.3. Résultats	36
2.3.1. Mode reconstruit	36
2.3.2. Transport	39

Dans le chapitre précédent, nous avons décrit le dispositif qui nous permet de former un nuage d'atomes froids à quelques millimètres de l'extrémité de la fibre. L'ouverture numérique effective de la fibre multimode (MMF) est très faible à cette distance (voir section 1.2.2) : à 3 mm d'une fibre de 200 μm de diamètre l'ouverture numérique effective n'est que 3×10^{-2} et la résolution atteignable avec une longueur d'onde de 780 nm est d'environ 15 μm . Pour profiter de l'ouverture numérique maximale de la fibre et de la

résolution micrométrique qui correspond, nous avons donc dû déplacer une partie des atomes plus près de la fibre, à une distance inférieure à 200 μm .

Pour y arriver, nous utilisons le phénomène de piégeage dipolaire qui permet de générer un potentiel attractif pour les atomes à l'aide d'un faisceau laser. Une première partie sera consacré à cet outil très courant dans le domaine de la manipulation atomique, ainsi qu'aux différentes méthodes de transport étudiées pour cette expérience. Nous présenterons ensuite le montage de conjugaison de phase utilisé pour mettre en forme un faisceau à travers la fibre multimode, ce qui permet de transporter un petit nuage en direction de la fibre à l'aide d'un réseau optique unidimensionnel mobile. Nous dresserons une figure de mérite de ce dispositif dans une troisième partie, dans laquelle nous présenterons également le protocole de transport d'atomes et les résultats observés.

2.1. Piégeage dipolaire

Le mécanisme de piégeage dipolaire est assez bien connu et très utilisé pour la manipulation d'atomes froids. Nous en rappellerons dans un premier temps les caractéristiques principales, en s'inspirant largement du traitement proposé dans [77]. De très nombreuses méthodes permettent de déplacer des atomes froids à l'aide d'un piège dipolaire, et deux d'entre elles ont été étudiées pour cette expérience : nous discuterons tout d'abord de la tentative de déplacement d'un piège croisé par des modulateurs acousto-optique (AOM), qui s'est révélée infructueuse, avant de présenter le principe de fonctionnement du réseau mobile pour atomes froids qui nous permet d'amener un petit nuage d'atomes très près de la fibre.

2.1.1. Potentiel attractif et taux de chauffage

Considérons dans un premier temps un atome à deux niveaux, qui présente donc une seule résonance de pulsation ω_A et de largeur Γ . Celui-ci est illuminé par un faisceau laser de pulsation ω_L décalée de la résonance atomique en direction des basses fréquences d'un désaccord $\delta = \omega_L - \omega_A < 0$ tel que : $\omega_A \gg |\delta|$. Cela a pour effet sur l'atome de produire, par interaction dipolaire, un potentiel proportionnel à l'intensité lumineuse locale [77]. Avec c la célérité de la lumière, ce potentiel s'exprime :

$$U(x, y, z) = \frac{3\pi c^2 \Gamma}{2\omega_A^3} I(x, y, z) < 0 \quad (2.1)$$

La diffusion de photons du faisceau laser par un atome a pour effet d'accélérer celui-ci, et donc de le réchauffer. La fréquence à laquelle un atome absorbe et réémet des photons du faisceau de piégeage est [77] :

$$\Gamma_{\text{diff}}(x, y, z) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_A^3} \left(\frac{\Gamma}{\delta}\right)^2 I(x, y, z) = \frac{\Gamma}{\hbar\delta} U(x, y, z) \quad (2.2)$$

En supposant le piège parfaitement harmonique, il est possible de calculer la variation de température des atomes piégés due à la diffusion de photons du faisceau de piège dipolaire. Avec k_B la constante de Boltzmann et M_{Rb} la masse d'un atome de ^{87}Rb , on a :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{3} T_{\text{rec}} \Gamma_{\text{diff}} \quad \text{avec} \quad T_{\text{rec}} = \frac{\hbar^2 \omega_L^2}{k_B M_{\text{Rb}} c^2} \quad (2.3)$$

Le terme de piégeage U correspond à une interaction conservative (c'est-à-dire sans échange d'énergie) entre de la lumière et de la matière. Il s'agit en réalité du même phénomène que celui modélisé par l'introduction d'un indice optique réel, mais décrit du point de vue de l'atome plutôt que du faisceau lumineux. La fréquence de diffusion Γ_{diff} correspond pour sa part à la partie imaginaire de l'indice optique, qui représente bien une perte d'intensité lumineuse.

Le potentiel attractif est proportionnel à Γ/δ , tandis que la fréquence de diffusion varie selon $(\Gamma/\delta)^2$. Cela signifie que lorsque la fréquence du laser s'éloigne de la résonance atomique, le terme de chauffage diminue plus vite que le terme de piégeage : avec un faisceau de forte intensité et très désaccordé ($\delta \gg \Gamma$), il est alors possible de générer un piège qui chauffe arbitrairement peu les atomes et qui pourra être considéré comme conservatif. C'est un résultat bien connu d'un point de vue optique : la partie imaginaire de l'indice s'atténue plus vite que sa partie réelle quand la fréquence s'éloigne des résonances du matériau, ce qui justifie le modèle du milieu diélectrique sans pertes.

Dans le cas du ^{87}Rb , les deux premières transitions atomiques correspondent aux raies D_1 et D_2 de longueurs d'ondes respectives 795 nm et 780 nm, qui sont trop proches pour pouvoir considérer un atome à deux niveaux. Les 3 premières bandes d'énergie doivent donc être prises en compte. En notant δ_1 (respectivement δ_2) le désaccord du laser par rapport à la raie D_1 (respectivement D_2), le potentiel attractif peut alors être approximé par [77] :

$$U(x, y, z) = -\frac{\pi c^2 \Gamma}{2\omega_A^3} \left(\frac{2}{\delta_2} + \frac{1}{\delta_1} \right) I(x, y, z) \quad (2.4)$$

Le taux de diffusion devient de manière similaire :

$$\Gamma_{\text{diff}}(x, y, z) = \frac{\pi c^2 \Gamma^2}{2\hbar\omega_A^3} \left(\frac{2}{\delta_2^2} + \frac{1}{\delta_1^2} \right) I(x, y, z) \quad (2.5)$$

Pour un faisceau gaussien de 10 μm de col d'une puissance de 100 mW à une longueur d'onde de 800 nm (valeurs proches de celles utilisées expérimentalement), la profondeur du potentiel au centre du faisceau est de $U = -k_B \times 1.9 \text{ mK} = -2.7 \times 10^{-26} \text{ J}$. Le taux de diffusion est alors de 87 photon/s, ce qui correspond à un taux de chauffage de 10 $\mu\text{K s}^{-1}$: en considérant une durée de piégeage de l'ordre de 100 ms, le piège dipolaire augmente la température de l'atome d'environ 1 μK , ce qui est très faible devant la température initiale des atomes, et devant la profondeur du piège. Nous considérerons donc par la suite un piégeage parfaitement conservatif, et nous négligerons l'effet de chauffage des atomes.

2.1.2. Déplacement d'un piège croisé

La première solution que nous avons explorée pour approcher les atomes de la fibre repose sur le déplacement d'un piège dipolaire croisé en utilisant la déviation angulaire introduite par le passage d'un faisceau à travers un AOM. Deux faisceaux laser sont faiblement focalisés (col d'environ $20\ \mu\text{m}$) sur le nuage d'atomes, qui est alors attiré par les zones de forte intensité, et donc piégé à l'intersection des deux faisceaux. Une lentille est placée à distance focale des atomes, tandis que son foyer objet est occupé par un AOM utilisé en simple passage. L'AOM induit une déflexion du faisceau d'un angle contrôlé par la fréquence du signal RF qui lui est envoyé, ce qui se traduit au niveau des atomes par un déplacement du faisceau. En synchronisant le déplacement des deux faisceaux, il est alors possible de déplacer le puits de potentiel dipolaire, et donc les atomes qui y sont piégés.

Cette tentative s'est heurtée à plusieurs difficultés expérimentales importantes : tout d'abord, la plage angulaire des AOM utilisés¹ est assez faible (environ 1×10^{-2} rad), ce qui impose un compromis entre la taille du point focal (et donc la profondeur de piège) et la course de déplacement, difficile à résoudre dans notre cas. De plus, l'efficacité de diffraction d'un AOM dépend fortement de la fréquence RF, et donc de l'angle de déviation. Ainsi, pour 1×10^{-2} rad d'amplitude angulaire, la puissance du faisceau diffracté varie du simple au double. Nous avons donc essayé d'asservir leurs intensités, ce qui s'est avéré très délicat en raison du déplacement du faisceau sur la photodiode qui se traduisait par un changement de la réponse de celle-ci. Une fois ces premières difficultés surmontées laborieusement, nous pouvons travailler à l'alignement des faisceaux sur le nuage d'atomes, ce qui s'est également révélé peu aisé en particulier en raison de l'absence de système d'imagerie sur l'axe de propagation d'un des deux faisceaux. Nous sommes finalement parvenus à charger des atomes dans le piège croisé, mais le très faible taux de chargement, le manque de stabilité de l'installation et les difficultés attendues pour synchroniser le déplacement des deux faisceaux nous ont conduit à chercher une autre technique.

Les problèmes que nous avons rencontrés sont liés à notre dispositif expérimental : en utilisant plus de puissance laser ou une autre géométrie, il aurait probablement été plus facile d'y parvenir. Une autre solution serait de remplacer les AOM par des défecteurs acousto-optique, qui fonctionnent selon le même principe mais présentent une course angulaire bien plus importante.

2.1.3. Réseau optique mobile.

Nous avons finalement installé un réseau optique unidimensionnel mobile, que nous désignerons par la suite simplement sous le nom de réseau mobile (RM). Celui-ci permet de transporter des atomes froids, piégés dans les ventres du réseau, un peu à la manière d'un *tapis roulant* (cette technique proposée dans [78] est d'ailleurs souvent appelée "optical conveyor belt" en anglais). Ce dispositif est simplement constitué de deux faisceaux de

1. AA OPTO-ELECTRONIC MT110-B50A1.5-IR

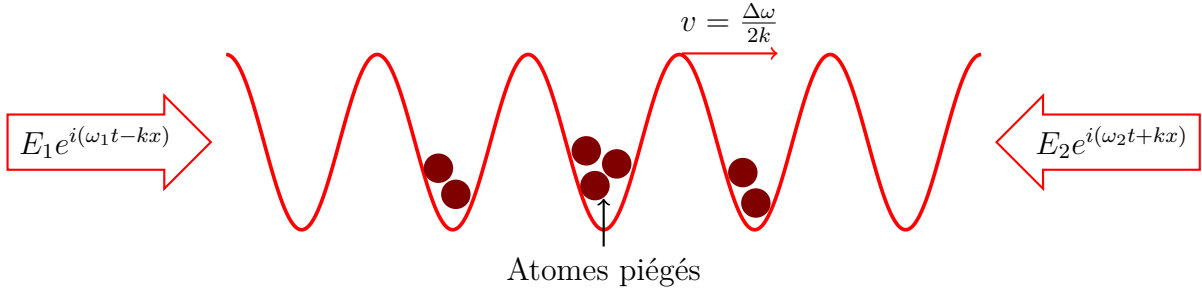


FIGURE 2.1. – *Potential ressenti par les atomes dans le réseau mobile : les minimum correspondent aux ventres de l'onde quasi-stationnaire formée par deux faisceaux contra-propageant. Le décalage en fréquence $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ permet de contrôler la vitesse de déplacement des atomes.*

piège dipolaire contra-propageant, dont le décalage en fréquence est ajustable par l'expérimentateur. Nous noterons $E_1 e^{i(\omega_1 t - kx)}$ le champ du premier faisceau et $E_2 e^{i(\omega_2 t + kx)}$ celui de son contra-propageant. Les fréquences ω_1 et ω_2 sont très proches, et nous négligeons la différence entre les vecteurs d'ondes dont la prise en compte complexifie inutilement les calculs. Considérons tout d'abord le cas où les deux faisceaux ont la même fréquence, c'est-à-dire $\omega_1 = \omega_2$. Ils forment alors par interférence une onde stationnaire, également appelée réseau optique, dont l'intensité lumineuse a pour expression :

$$I = E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos(2kx) \quad (2.6)$$

Les atomes, attirés par les zones de forte intensité, sont ainsi piégés dans les ventres de l'onde stationnaire et ne peuvent traverser les nœuds où l'intensité lumineuse est plus faible (nulle dans le cas où les deux faisceaux ont la même puissance).

Intéressons nous maintenant au cas où les deux fréquences sont différentes. Soit $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ la différence entre la pulsation des deux faisceaux, que l'on considèrera très faible devant le désaccord avec la résonance atomique (en pratique, $\Delta\omega$ sera de l'ordre du mégahertz, et le désaccord de plusieurs térahertz). L'intensité de l'onde stationnaire est alors :

$$I = \left| E_1 e^{i(\omega_1 t - kx)} + E_2 e^{i(\omega_2 t + kx)} \right| \quad (2.7)$$

$$= E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos(2kx + \Delta\omega t) \quad (2.8)$$

Il s'agit d'une onde progressive en intensité (voir figure 2.1), que l'on appelle *réseau optique mobile*, dont les crêtes se déplacent à une vitesse $v = \frac{\Delta\omega}{2k}$ choisie arbitrairement par l'expérimentateur en ajustant le décalage en fréquence $\Delta\omega$. Cela permet de contrôler la vitesse des atomes piégés dans les ventres de l'onde d'intensité, et donc de les déplacer.

Nous allons maintenant étudier les limites de cette technique, et en particulier chercher à déterminer le temps minimal nécessaire pour transporter les atomes sur une certaine

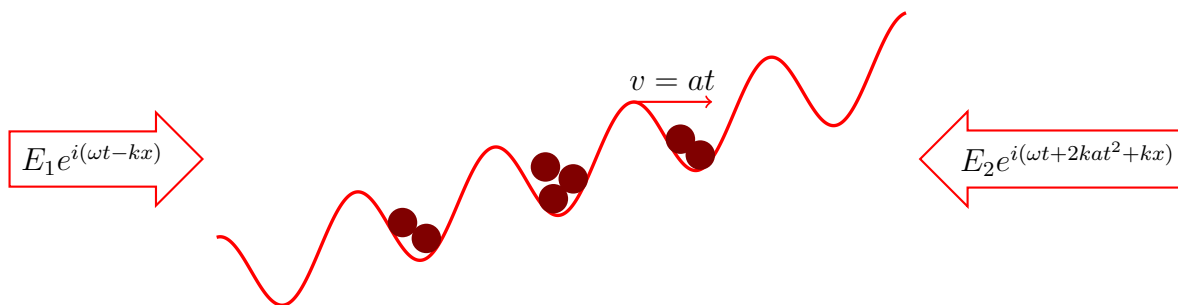


FIGURE 2.2. – *Potentiel ressenti par les atomes piégés dans un réseau optique accéléré, produit par un décalage en fréquence variable dans le temps : $\Delta\omega = 2kat$.*

distance L . Ceux-ci sont maintenus sous ultra-vide et ne peuvent, par relativité galiléenne, être sensibles à leurs vitesses absolues (il n'existe donc pas à proprement parler de vitesse de transport maximale). En revanche, l'accélération du réseau optique induite par le changement de la fréquence d'un des faisceaux se traduit pour les atomes par un potentiel linéaire $U_{\text{acc}} = M_{Rb}ax$ qui vient s'ajouter au potentiel de piégeage des atomes, où a est l'accélération du réseau (voir figure 2.2).

Lorsque l'accélération devient trop importante, les barrières de potentiel formées par les nœuds de l'onde d'intensité ne suffisent plus à retenir les atomes, qui peuvent alors se déverser d'un ventre au suivant. Ils ne sont alors plus piégés dans la direction de propagation des faisceaux, et le transport perd très vite en efficacité. On peut ainsi définir l'accélération maximale pour un certain réseau, donnée par $a_{\text{max}} = \frac{\Delta U k}{m}$ où ΔU est la différence de potentiel entre un nœud et un ventre, ce qui correspond à la disparition des minima de potentiel. Pour un réseau formé par deux faisceaux similaires à celui considéré à la section 2.1.1¹, la profondeur d'un puits de potentiel est de $\Delta U = -k_B \times 7.8 \text{ mK} = -1.1 \times 10^{-25} \text{ J}$. L'accélération maximale du piège est alors de $a_{\text{max}} = 5.8 \times 10^6 \text{ m s}^{-2}$. En réalité, la température non nulle des atomes et le chauffage dû au transport limitent l'accélération effectivement atteignable à une valeur inférieure à celle-ci, les atomes pouvant s'échapper d'un ventre avant que celui-ci n'ait complètement disparu. Les auteurs de [78] ont ainsi réussi à transporter des atomes avec une efficacité supérieure à 90 % jusqu'à une accélération de $7 \times 10^4 \text{ m s}^{-2} = 0.15a_{\text{max}}$, au-delà de laquelle l'efficacité chute brutalement.

Il serait probablement possible d'augmenter l'accélération atteignable en utilisant des trajectoires qui réchauffent moins les atomes, et en particulier en évitant les changements brutaux d'accélération pour se rapprocher d'un transport adiabatique. Nous avons cependant utilisé un profil de vitesse triangulaire, c'est-à-dire une phase d'accélération constante suivie d'une décélération de même amplitude ; les performances de cette technique sont en effet très satisfaisantes, et il n'était pas justifié dans notre cas de passer du temps à développer une méthode plus complexe.

1. $\lambda = 800 \text{ nm}$, $P = 100 \text{ mW}$, $w = 10 \mu\text{m}$

2.2. Conjugaison de phase numérique

Pour notre expérience, les atomes doivent être transportés en direction de la fibre multimode. La technique du réseau optique mobile (voir section 2.1.3) permet de déplacer des atomes froids le long de l'axe de propagation des deux faisceaux laser qui forment le réseau, qui doit donc être confondu avec l'axe de la fibre. Cela signifie qu'un des deux faisceaux du piège, que l'on nommera distal, traverse le nuage d'atomes froids avant d'être injecté dans la fibre multimode, tandis que le second, proximal, doit en être issu. Si la formation du premier faisceaux ne pose pas de problème particulier, la production du faisceau proximal est en revanche beaucoup plus délicate. Avant de décrire la construction du système qui nous permet d'y arriver, nous allons maintenant préciser la notion de faisceau contra-propageant, et introduire le concept de conjugaison de phase.

2.2.1. Théorie

La propagation de la lumière à travers la fibre multimode s'effectue de manière très complexe et l'injection d'un faisceau laser dans la fibre produit à l'autre extrémité un champ compliqué et très difficile à contrôler qui ressemble à une figure aléatoire de speckle (tavelure en français). Nous savons cependant que, aux puissances optiques utilisées, la propagation de la lumière dans la fibre est linéaire, indépendante du temps, et considérée sans pertes (voir section 3.1). Il s'agit donc d'un phénomène symétrique par retournement temporel [79], ce qui correspond en optique à la transformation :

$$E(x, y, z)e^{i\omega t} \rightarrow E^*(x, y, z)e^{i\omega t} \quad (2.9)$$

Si l'on se place dans le cadre de l'approximation paraxiale, cette transformation peut être réécrite, avec E' est une enveloppe lentement variable :

$$E'(x, y, z)e^{i(\omega t - kz)} \rightarrow E'^*(x, y, z)e^{i(\omega t + kz)} \quad (2.10)$$

Il s'agit en réalité de la notion de faisceau *contra-propageant* que nous avons déjà utilisée : le faisceau transformé est conjugué en phase avec le premier ($E \rightarrow E^*$) et se propage dans le sens opposé du faisceau initial ($k \rightarrow -k$). Si la propagation est symétrique par retournement temporel, cette propriété est conservée au cours de la propagation et sera vérifiée pour tout z . Il suffit donc de conjuguer en phase deux faisceaux sur un plan donné pour qu'il soit superposés tout au long de leurs propagation. Cela correspond bien à la notion de retour inverse de la lumière, parfois appelée réciprocité, qui stipule que la lumière doit se propager *de la même manière* dans les deux sens. Le concept de mode spatial sera étudié plus en détail à la section 3.1.1, et nous considérons pour l'instant qu'il s'agit de la façon de se propager d'un faisceau, entièrement caractérisée par la donnée de son champ complexe $E(x, y)$ sur un certain plan, ainsi que son sens de propagation.

C'est ainsi que nous produisons le faisceau proximal : dans un premier temps, le faisceau distal est envoyé seul à travers la fibre et génère à la sortie un front d'onde

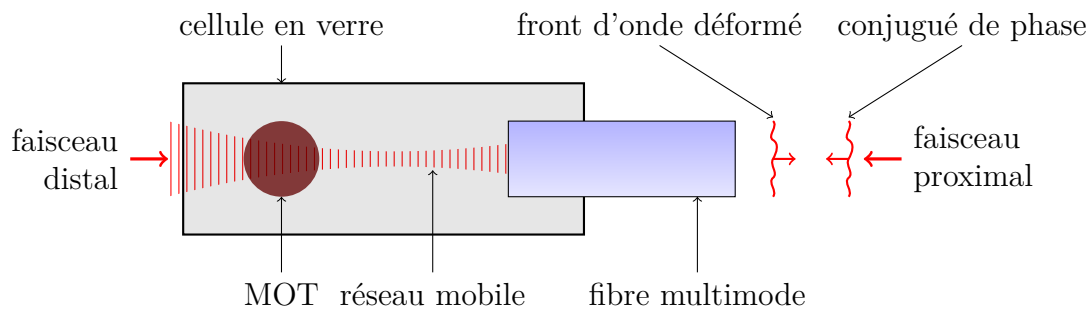


FIGURE 2.3. – Schéma de principe du transport d'atomes par un réseau mobile, en direction de la fibre multimode. Le faisceau proximal, issu la fibre multimode, est généré par conjugaison de phase.

compliqué que nous mesurons. Nous façonnons ensuite le faisceau proximal afin qu'il soit conjugué en phase avec le faisceau issu de la fibre (voir figure 2.3). Il se propage ainsi dans la fibre de la même manière que son conjugué (mais dans la direction opposée) pour reproduire à l'intérieur de la cellule en verre un faisceau gaussien qui a les mêmes caractéristiques que le faisceau distal. Cette technique présente l'avantage inhérent que le faisceau proximal est, par construction, produit exactement dans le même mode que le faisceau distal, ce qui élimine la difficulté expérimentale de les superposer et maximise le contraste des interférences (et donc la profondeur du potentiel de piégeage).

La production de faisceau proximal à partir du faisceau distal correspond à l'action d'un miroir à conjugaison de phase (voir [80] par exemple), qui repose sur des effets non linéaires pour conjuguer en phase un faisceau et sa réflexion. Dans notre cas, nous mesurons réellement l'amplitude complexe du champ qui sort de la fibre, avant de conjuguer un **autre faisceau** avec le premier (et non sa réflexion) à l'aide d'un modulateur spatial de lumière (SLM, spatial light modulator en anglais). Cette technique nous permet d'avoir un contrôle indépendant des deux faisceaux : il est par exemple possible d'éteindre complètement le faisceau distal en laissant le proximal allumé, ce qui serait impossible avec un miroir à conjugaison de phase, ou de décaler légèrement la fréquence d'un des faisceaux par rapport à l'autre afin de transporter les atomes dans le réseau mobile (voir section 2.1.3).

2.2.2. Mesure d'un champ complexe

Nous allons maintenant décrire le procédé qui permet de mesurer le front d'onde du faisceau distal à la sortie de fibre (c'est-à-dire à l'extrémité qui se trouve à l'air libre). Les fréquences optiques sont bien trop élevées pour être accessibles à une mesure directe (375 THz pour notre piège dipolaire à 800 nm), et il est impossible d'acquérir directement l'amplitude complexe $E_{\text{dist}}(x, y)e^{i\varphi_{\text{dist}}(x, y)}$ qui sort de la fibre dont on peut simplement mesurer le module carré, proportionnel à l'intensité lumineuse, avec une caméra.

De nombreuses techniques permettent d'accéder à l'amplitude complexe d'un rayonnement lumineux, qui seront discutées plus en détail à la section 3.3. Nous nous conten-

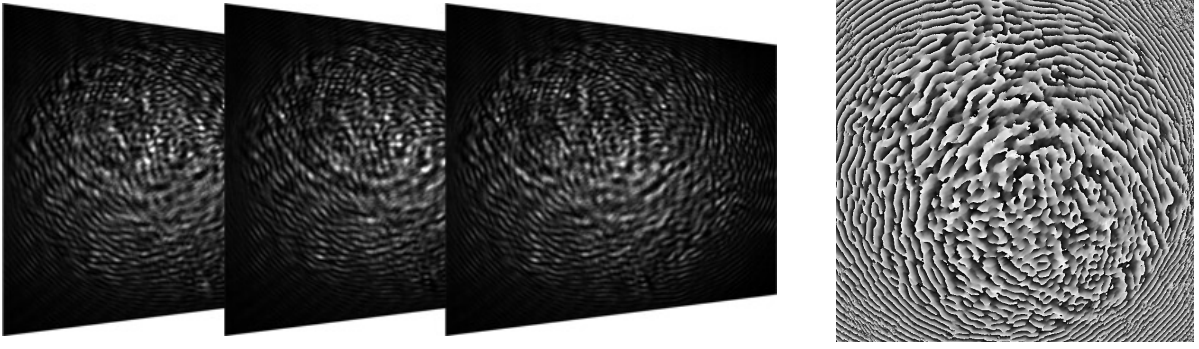


FIGURE 2.4. – *Mesure de front d'onde par interférométrie à décalage de phase. À gauche, les figures d'interférences correspondant aux déphasages $\varphi_{\text{ref}} = \{0, \frac{2\pi}{3}, \frac{4\pi}{3}\}$. À droite l'écran de phase reconstitué.*

terons ici de présenter la méthode utilisée pour mesurer le champ du faisceau distal du réseau mobile, dénommée interférométrie à décalage de phase. Il s'agit comme son nom l'indique d'une méthode interférométrique, c'est-à-dire que le champ complexe à mesurer est superposé à un faisceau de référence, et la figure d'interférence entre les deux est enregistrée à l'aide d'une caméra. En ajoutant une phase globale variable à la phase de la référence, nous obtenons différentes figures d'interférences qui permettent de reconstruire le champ à mesurer (voir figure 2.4).

La référence doit présenter un écran de phase plat, et nous utilisons un faisceau gaussien collimaté d'amplitude $E_{\text{ref}}(x, y)e^{i\varphi_{\text{ref}}}$. Nous prenons alors N images qui correspondent à N phases de référence réparties uniformément sur le cercle unité : $\varphi_{\text{ref}} = \left[\frac{2\pi}{N}, \frac{4\pi}{N}, \dots, \frac{2N\pi}{N} = 2\pi\right]$. Le nombre N d'images enregistrées doit être choisi en fonction des caractéristiques de l'expérience, ce qui sera discuté plus en détail par la suite. L'intensité mesurée par la caméra pour la n -ième image s'écrit :

$$I_n(x, y) = \left| E_{\text{dist}}(x, y)e^{i\varphi_{\text{dist}}(x, y)} + E_{\text{ref}}(x, y)e^{\frac{2ni\pi}{N}} \right|^2 \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} &= \left(E_{\text{dist}}^2(x, y) + E_{\text{ref}}^2(x, y) \right) \\ &\quad + E_{\text{dist}}(x, y)E_{\text{ref}}(x, y)e^{i\varphi_{\text{dist}}(x, y)}e^{-\frac{2ni\pi}{N}} \\ &\quad + E_{\text{dist}}(x, y)E_{\text{ref}}(x, y)e^{-i\varphi_{\text{dist}}(x, y)}e^{\frac{2ni\pi}{N}} \end{aligned} \quad (2.12)$$

On peut alors reconstruire le champ du faisceau distal en calculant :

$$\sum_{n=1}^N I_n(x, y) e^{\frac{2ni\pi}{N}} = \left(E_{\text{dist}}^2(x, y) + E_{\text{ref}}(x, y)^2 \right) \sum_{n=1}^N e^{\frac{2ni\pi}{N}} + E_{\text{dist}}(x, y) E_{\text{ref}}(x, y) e^{i\varphi_{\text{dist}}(x, y)} \sum_{n=1}^N 1 \quad (2.13)$$

$$+ E_{\text{dist}}(x, y) E_{\text{ref}}(x, y) e^{-i\varphi_{\text{dist}}(x, y)} \sum_{n=1}^N e^{\frac{4ni\pi}{N}} = N E_{\text{dist}}(x, y) E_{\text{ref}}(x, y) e^{i\varphi_{\text{dist}}(x, y)} \quad (2.14)$$

Le module $E_{\text{ref}}(x, y)$ de l'amplitude du champ de référence peut être mesuré très facilement en prenant une image du faisceau de référence seul (il suffit d'en calculer la racine carrée), ce qui permet de déduire de l'équation (2.14) l'amplitude complexe du champ $E_{\text{dist}}(x, y) e^{i\varphi_{\text{dist}}(x, y)}$. Dans notre cas, seule la phase $\varphi_{\text{dist}}(x, y)$ est nécessaire (voir section 2.2.3), et nous avons pu nous passer de la mesure de $E_{\text{ref}}(x, y)$

Plus le nombre N d'images prises est grand, plus l'erreur sur la phase due au bruit de la caméra sera faible. En revanche, cela augmente la durée de la mesure, et le résultat sera d'autant plus sensible aux variations à long terme des conditions expérimentales. Dans notre cas, nous observons des fluctuations de phase assez lentes (de l'ordre de 1 Hz), probablement dues à des phénomènes de thermalisation, et il s'est avéré favorable de privilégier le temps de mesure par rapport au nombre d'images. Nous utilisons donc le nombre minimal d'image $N = 3$ pour mesurer l'écran de phase du faisceau distal du réseau mobile (voir figure 2.4).

2.2.3. Modulation de front d'onde

Le dispositif couramment utilisé [81, 82] pour réaliser une conjugaison de phase numérique dans le domaine optique est représenté sur la figure 2.5. Le front d'onde déformé correspond pour notre expérience au faisceau distal après propagation à travers la MMF, tandis que le conjugué de phase représente le faisceau proximal que nous cherchons à mettre en forme. Durant une première étape, la référence et le faisceau à mesurer sont superposés à l'aide d'une lame séparatrice avant d'être envoyés sur une caméra, et l'amplitude complexe $E_{\text{dist}}(x, y) e^{i\varphi_{\text{dist}}(x, y)}$ du faisceau distal est mesurée par la méthode d'interférométrie à décalage de phase décrite à la section 2.2.2. Cela permet de produire par conjugaison de phase le faisceau proximal du réseau mobile, qui est issu du même faisceau laser que celui utilisé comme référence à l'étape de mesure pour s'affranchir d'un certain nombre de défauts d'alignement. Nous nous intéressons maintenant à la fraction du faisceau qui est transmise par la lame séparatrice de la figure 2.5, puis réfléchi par le SLM. Celui-ci est programmé pour imposer la transformation : $E_{\text{ref}}(x, y) \rightarrow E_{\text{dist}}(x, y) e^{-i\varphi_{\text{dist}}(x, y)}$ au faisceau de référence, qui est ainsi mis en forme dans le mode contra-propageant de celui du faisceau distal.

La portion du faisceau modulé qui est réfléchi par la lame séparatrice lors de son deuxième passage est renvoyée en direction de la fibre, à travers laquelle elle se propage

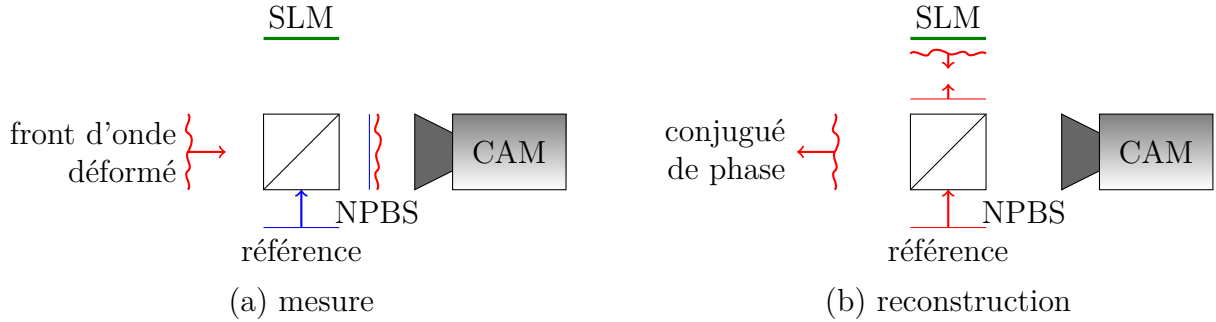


FIGURE 2.5. – *Dispositif de conjugaison de phase numérique.* (a) : Le faisceau déformé est superposé à un faisceau de référence avec une lame séparatrice de faisceau (NPBS) pour en mesurer le front d'onde par interférométrie à décalage de phase. (b) : Le SLM permet alors de mettre en forme le faisceau de référence dans le mode contra-propageant du faisceau déformé.

de la même façon que le faisceau distal, mais en sens inverse. De l'autre côté de la fibre (c'est-à-dire dans la cellule en verre), il se reforme un faisceau gaussien de mêmes caractéristiques et contra-propageant du faisceau injectée dans la MMF. Par soucis de clarté, le terme “faisceau proximal” sera utilisé pour désigner la fraction du faisceau effectivement couplée au mode contra-propageant du faisceau distal, tandis que le terme “faisceau de référence” désigne l'intégralité de la lumière introduite dans le système. Par exemple, la fraction réfléchi par la lame séparatrice en direction de la caméra durant l'étape de reconstruction fait partie du faisceau de référence, mais pas du faisceau proximal. Cela permet de définir l'efficacité en puissance de la reconstruction comme la fraction de la puissance totale couplée au mode souhaité, c'est-à-dire : $\eta = P_{\text{prox}}/P_{\text{ref}}$.

Le type de SLM utilisé¹ n'est en réalité capable de moduler que la phase du faisceau : l'amplitude complexe du faisceau après modulation est alors $E_{\text{ref}}(x, y)e^{-i\varphi_{\text{dist}}(x, y)}$, et celui-ci n'est donc pas rigoureusement conjugué au faisceau distal ce qui se traduit par une efficacité η réduite. L'efficacité maximale atteignable avec une modulation en phase uniquement est toutefois assez élevée ($\frac{\pi}{4} \approx 80\%$) [64] et nous suffit largement.

Un dispositif d'imagerie est habituellement inséré entre la fibre et le montage représenté sur la figure 2.5, sans conséquence sur la méthode que l'on vient de décrire : il est en effet toujours possible de le considérer comme une partie du système complexe, au même titre que la MMF. C'est expérimentalement nécessaire pour collimater la lumière fortement divergente qui sort de la fibre avant de l'envoyer sur le SLM. Il est important de noter que la technique de conjugaison de phase est absolument insensible aux éventuelles aberrations optiques de ce dispositif, et qu'il est par conséquent complètement inutile d'utiliser pour cela une lentille asphérique.

1. écran à cristaux liquides

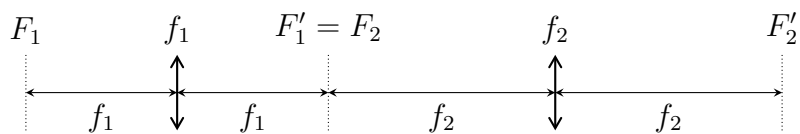


FIGURE 2.6. – Schéma de principe du télescope afocal

2.2.4. Télescope afocal

Ce montage optique présente deux limitations principales. Premièrement, lors de la phase de reconstruction, le faisceau proximal doit être d'abord transmis puis réfléchi par la lame séparatrice, ce qui limite l'efficacité du dispositif de conjugaison de phase à 25 %. Ceci n'est pas forcément problématique, en particulier pour des applications d'imageries où la puissance optique nécessaire est très faible. En revanche, former un piège dipolaire nécessite une intensité optique assez importante, et perdre ainsi 75 % de la puissance disponible est un peu dommage. Le deuxième problème majeur concerne l'alignement du système. Le champ est en effet mesuré par la caméra puis corrigé par le SLM, et il est donc nécessaire de pouvoir établir une correspondance entre les deux, c'est-à-dire entre la position d'un pixel de la caméra et celle d'un pixel du SLM. C'est une opération très délicate [81], ce qui a conduit au développement de stratégies d'alignement élaborées [83].

Le système que nous utilisons en pratique pour former le faisceau proximal du réseau mobile est un peu plus compliqué que celui présenté sur la figure 2.5, et permet de contourner ces deux problèmes. Il repose sur la propriété bien connue des télescopes afocaux de pouvoir former des images **en champ**. Un tel télescope est en effet constitué d'une paire de lentilles séparées de la somme de leurs distances focales (voir figure 2.6). Le champ dans le plan focal image F_2' de la deuxième lentille est alors exactement le même que celui dans le plan focal objet F_1 de la première lentille (à un grossissement $-\frac{f_2}{f_1}$ près).

Dans le dispositif représenté sur la figure 2.7, un télescope afocal permet de faire l'image du champ au niveau du SLM sur la caméra. Une première étape d'alignement consiste à n'envoyer que le faisceau distal, qui sort de la fibre avant d'être réfléchi par le SLM pour arriver enfin sur la caméra. On peut alors voir sur celle-ci l'image de l'écran du SLM, ce qui permet de mettre au point le télescope, c'est-à-dire placer précisément la caméra au plan F_2' de la figure 2.6. Il est également possible d'afficher des images sur le SLM qui sont visibles par la caméra, et nous pouvons donc mesurer directement la correspondance pixel à pixel entre les deux.

Nous avons également remplacé la lame séparatrice par un cube séparateur de polarisations (PBS), ce qui nous permet d'utiliser l'intégralité de la puissance disponible dans le faisceau de référence. Durant la phase de mesure (figure 2.7 (a)), le faisceau distal issu de la fibre, dont la composante verticale a été filtrée, traverse le PBS pour arriver sur la caméra. Le faisceau de référence le traverse également, et un montage de circulation (miroir et lame quart-d'onde) permet de le renvoyer en direction de la caméra. Un second PBS qui n'est pas représenté permet de projeter les deux faisceaux sur un axe diagonal

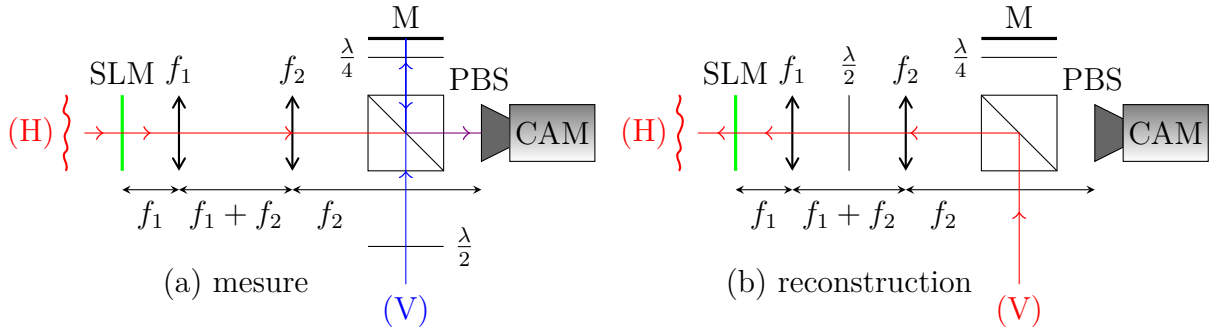


FIGURE 2.7. – *Dispositif de conjugaison de phase numérique avec un télescope afocal.* Pour simplifier le schéma, Le SLM est représenté en transmission. (H), respectivement (V), représente la polarisation horizontale (verticale) d'un faisceau. (a) : Le télescope fait l'image du SLM sur la caméra qui mesure le front d'onde déformé. (b) : Configuration de reconstruction, L'intégralité du faisceau de référence est alors envoyé vers la MMF après avoir été mis en forme par le SLM.

pour les faire effectivement interférer.

Il suffit de déplacer la lame demi-onde pour passer au montage de reconstruction (figure 2.7 (b)). La référence est alors entièrement réfléchi par le PBS en direction du SLM pour être mise en forme avant d'être injectée dans la fibre multimode, ce qui nous permet d'utiliser la totalité de la puissance disponible dans ce faisceau.

Seul un des deux modes de polarisation est utilisé dans notre montage. Ce n'est pas une restriction fondamentale, et il a été démontré expérimentalement qu'il est possible d'effectuer une conjugaison de phase sur les deux composantes à la fois [64]. Les modulateurs à cristaux liquides n'agissent cependant que sur un seul axe de polarisation, et il est nécessaire d'utiliser deux SLM pour contrôler les deux composantes, ou deux régions du même SLM comme les auteurs de [64]. Cette seconde approche se traduit par une baisse effective de la définition du SLM qui n'est pas acceptable dans notre cas. Le mélange de polarisation introduit par la fibre n'est pas total, et nous arrivons ainsi à récupérer environ 60 % de la puissance du faisceau distal dans la composante horizontale (le reste étant filtré avant d'arriver sur le SLM).

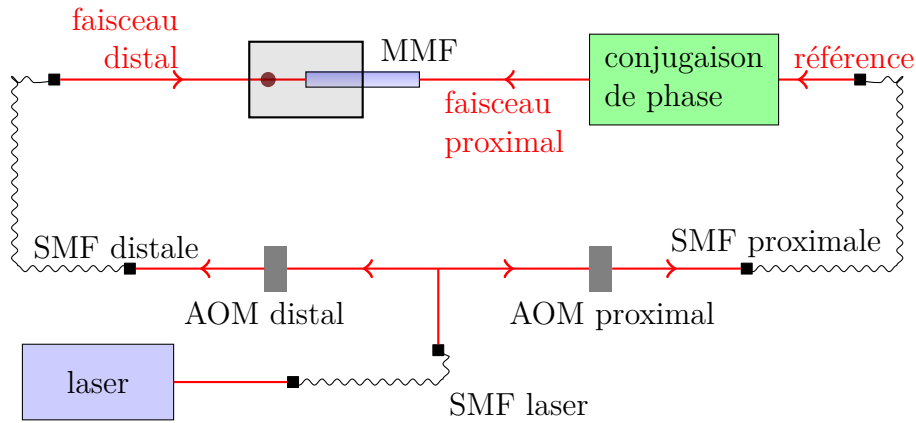


FIGURE 2.8. – Schéma d'ensemble du dispositif de production du réseau mobile. Le faisceau issu du laser est amené par une fibre monomode (SMF) à un banc optique constitué de deux modulateurs acousto-optique (AOM) qui permettent de contrôler la fréquence et l'intensité des deux bras du réseau mobile. Deux SMF les conduisent jusqu'à l'expérience : le faisceau distal est directement injectée dans la MMF tandis que le faisceau proximal est mis en forme par le SLM, à partir du faisceau de référence issu de la SMF proximale.

2.3. Résultats

Nous allons maintenant tenter de dresser une figure de mérite du dispositif de transport d'atomes dont on vient de décrire la conception. Dans un premier temps, nous quantifierons la qualité de la conjugaison de phase et de la formation du faisceau proximal, avant d'étudier les différentes sources d'imperfections. Une deuxième partie sera consacrée aux résultats obtenus en termes de transport et aux caractéristiques du dispositif du point de vue de la manipulation d'atomes froids.

2.3.1. Mode reconstruit

Les deux faisceaux du réseau mobile proviennent d'un même laser qui n'a pas encore été mentionné. Il s'agit d'un laser titane:saphir¹ que nous avons accordé à environ 800 nm pour servir de piège dipolaire. La fréquence de ce faisceau étant très éloignée des résonances atomiques, sa valeur précise n'a pas beaucoup d'influence sur l'expérience et comme le laser est très stable naturellement, nous n'avons pas pris la peine d'asservir sa fréquence sur une référence. Ce laser est injecté dans une fibre monomode (SMF) pour être amené à un banc optique constitué de deux AOM en double passage qui permettent un contrôle indépendant des deux bras du réseau mobile, à la fois en fréquence et en amplitude (voir figure 2.8).

Le faisceau distal du réseau mobile est envoyé depuis le banc laser jusqu'à la cellule en

1. MSquared SolsTiS

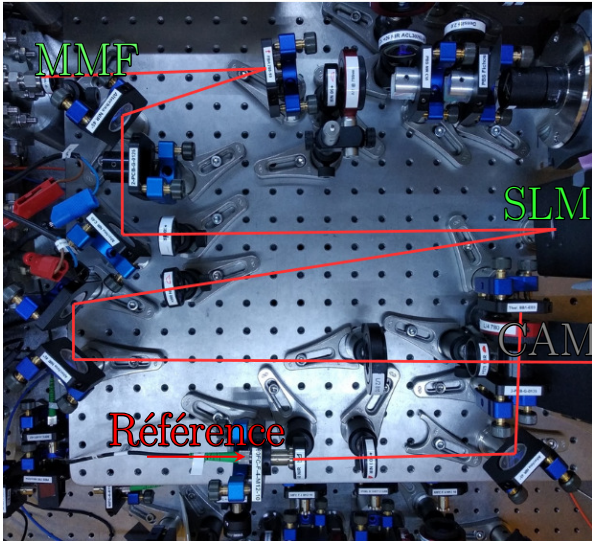


FIGURE 2.9. – Photographie du montage expérimental utilisé pour la conjugaison de phase.

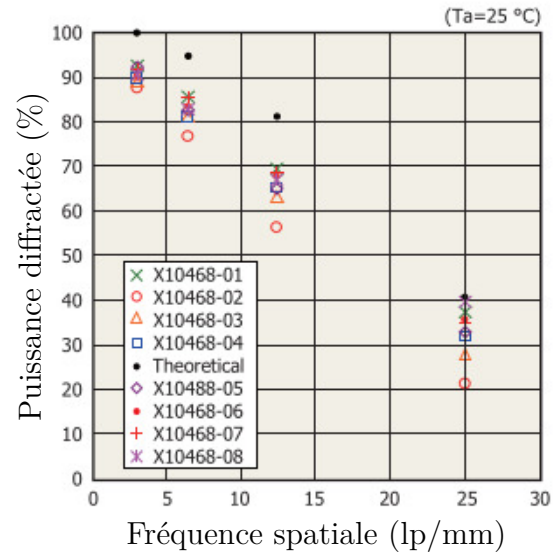


FIGURE 2.10. – Efficacité de diffraction du SLM mesurée par le fabricant, en fonction de la fréquence spatiale du réseau affiché.

verre par une autre SMF, appelée distale. La SMF proximale, elle, amène le faisceau de référence de l'autre côté de l'enceinte à vide, jusqu'au système de conjugaison de phase représenté sur la figure 2.9. Nous pouvons alors quantifier très facilement la qualité de la reconstruction du faisceau proximal en mesurant simplement la fraction de la puissance du faisceau de référence qui se couple dans la SMF du faisceau distal. Cela nous permet dans un premier temps d'optimiser la reconstruction en ajoutant des phases correctives au masque affiché sur le SLM et compenser ainsi de petits défauts d'alignement. Nous avons choisi la base des polynômes de Zernike qui correspondent aux aberrations optiques courantes, en se limitant en général aux trois premiers termes qui correspondent aux défauts d'alignement angulaires et à la mise au point. L'amplitude des corrections appliquées est simplement balayée sur une certaine plage et nous choisissons le coefficient qui maximise la puissance couplée dans la fibre du faisceau distal. Une fois cette étape d'optimisation terminée, on mesure environ 20(3) % de la puissance de la référence couplée dans la SMF distale. On peut comparer cela à l'efficacité estimée:

- un seul mode de polarisation utilisé: 60 %
- modulation de phase uniquement: 80 %
- 4 interfaces verre-air (cellule et MMF): 85 %
- réflexion du SLM: 96 %
- efficacité totale: 38 %

La qualité de la reconstruction du faisceau proximal est ainsi deux fois moins bonne

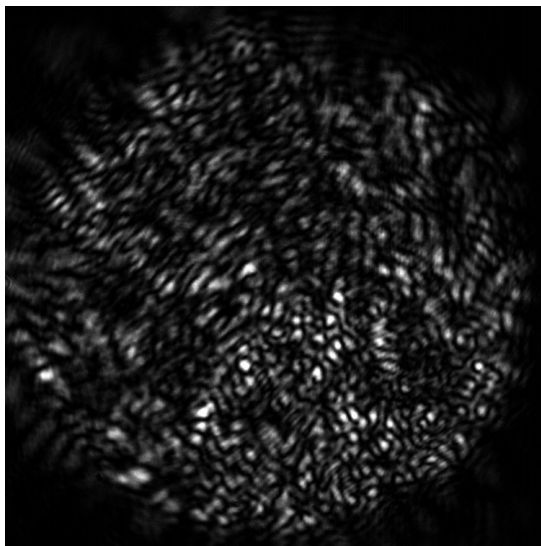


FIGURE 2.11. – Images en intensité du faisceau distal du réseau mobile à l'extrémité proximale de la MMF d'imagerie.

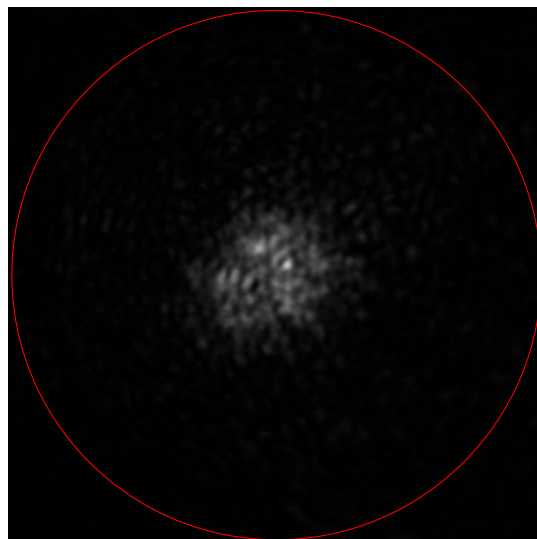


FIGURE 2.12. – Image du faisceau proximal à la sortie de la fibre. Le cercle rouge représente le cœur de la MMF, de 200 μm de diamètre.

que ce qui est attendu. Pour comprendre ce facteur, il est nécessaire de discuter de la technologie utilisée par le SLM. Comme tous les écrans à cristaux liquides, le SLM que nous avons utilisé¹ n'est pas constitué d'une matrice de pixel indépendant, mais d'une couche uniforme de cristaux liquides coincée entre deux matrices d'électrodes. Le signal envoyé à un pixel correspond à la tension appliquée sur la paire d'électrode correspondante et donc à l'orientation des cristaux liquides et au déphasage optique induit. Cependant, deux pixels voisins ne peuvent prendre des valeurs trop différentes sans qu'une zone de transition ne se forme entre les deux, ce qui a pour effet de dégrader l'efficacité de diffraction.

Ce phénomène est bien connu et a été mesuré par le fabricant qui fournit une courbe présentant l'efficacité de diffraction sur une phase linéaire en fonction de la fréquence spatiale, c'est-à-dire du nombre de périodes par millimètre (voir figure 2.10). La figure 2.11 représente l'image en intensité du faisceau distal au niveau du SLM. Nous mesurons une taille de grain de speckle d'environ 80 μm ce qui correspond à 4 pixels du SLM, et l'efficacité de diffraction attendue est de plus de 75 %. Pour mieux estimer cette valeur, nous calculons la transformée de Fourier du champ complexe, mesuré comme à la section 2.2.2. La courbe de la figure 2.10 permet alors de calculer le champ diffracté, et donc la puissance du faisceau proximal. Cela donne une valeur de 65 %, plus proche de celle observée expérimentalement.

Si l'efficacité finale du système de 20 % peut sembler relativement faible, il est important de noter que l'intensité lumineuse qui ne se couple pas au mode désiré (soit 80 % de la puissance totale) se retrouve aléatoirement répartie sur l'ensemble de la surface de la

1. HAMAMATSU LCOS-SLM X10468-02

fibre multimode, d'un diamètre $D = 200 \mu\text{m}$. Si l'on s'intéresse maintenant au rapport signal sur bruit, en considérant un faisceau gaussien de col $w = 10 \mu\text{m}$ pour le mode du réseau mobile, on obtient:

$$\rho = \frac{I_{\text{signal}}}{I_{\text{bruit}}} = \frac{2P_{\text{signal}}}{\pi w^2} \times \frac{\pi D^2}{P_{\text{bruit}}} \approx 100 \quad (2.15)$$

Cette valeur correspond bien à celles mesurées expérimentalement (voir figure 2.12). Ainsi, alors que seulement 20% de la puissance qui parcourt la fibre se retrouve dans le faisceau proximal, la qualité de l'image formée en termes de rapport signal sur bruit est tout à fait suffisante pour nous permettre de déplacer des atomes sans trop être dérangé par la lumière résiduelle. De plus, l'amplitude des interférences entre les deux faisceaux du réseau mobile est proportionnelle au produit des champs des deux faisceaux et non à leurs intensités, et il est plus pertinent de considérer l'efficacité de reconstruction en champ: $\alpha = \sqrt{20\%} \approx 45\%$.

2.3.2. Transport

Le facteur limitant la puissance utilisable est la fibre optique monomode qui relie le laser titane:saphir au banc optique utilisé pour préparer les faisceaux du réseau mobile, constitué de deux AOM en double passage. En prenant en compte l'efficacité de diffraction des AOM et le couplage dans les fibres qui mènent à l'expérience, cela limite à 200 mW la puissance totale $P_{\text{dist}} + P_{\text{ref}}$. La profondeur de piégeage des ventres de l'onde stationnaire est $\Delta U = 4E_{\text{dist}}E_{\text{prox}} = 4E_{\text{dist}}\alpha E_{\text{ref}}$, ce qui est maximal pour $I_{\text{dist}} = I_{\text{ref}}$. Les bras distal et le faisceau de référence ont donc la même puissance $P_{\text{dist}} = P_{\text{ref}} = 100 \text{ mW}$. Le calcul du contraste des franges d'interférence donne:

$$C = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} = \frac{2E_{\text{dist}}E_{\text{prox}}}{E_{\text{dist}}^2 + E_{\text{prox}}^2} = \frac{2\alpha}{1 + \alpha^2} \approx 75\% \quad (2.16)$$

Cela correspond à une profondeur de potentiel piégeant de $\Delta U = -k_B \times 3.5 \text{ mK} = -4.6 \times 10^{-26} \text{ J}$, soit une accélération maximale du réseau $a_{\text{max}} = 2.6 \times 10^6 \text{ m/s}^2$, définie par la disparition des puits de potentiel. En prenant en compte la température des atomes, l'accélération limite attendue est de l'ordre de 10^5 m/s^2 , ce qui correspond à la valeur observée expérimentalement (voir figure 2.13 (d)). Nous avons choisis d'utiliser une accélération d'environ $3 \times 10^3 \text{ m/s}^2$ qui permet un transport quasiment sans pertes, la durée totale est alors de $T_{\text{trans}} = 2\sqrt{L_{\text{trans}}/a} = 2 \text{ ms}$ où $L_{\text{trans}} = 3 \text{ mm}$ est la distance de transport. Cela est suffisamment rapide pour notre expérience, dont la durée de cycle est principalement limitée par le temps de chargement du MOT, et nous n'avons pas cherché à diminuer le temps de transport. La puissance des faisceaux du réseau mobile est progressivement augmentée un peu avant la fin de l'étape de chargement du MOT, et ces derniers restent allumés pendant les étapes de compressions et de mélasses optiques (voir section 1.2.3). Nous capturons ainsi environ 1×10^5 atomes, dont le temps de vie moyen dans le piège est de 320 ms. La température des atomes piégés est de 40(5) μK , sensiblement la même qu'à la fin de l'étape de mélasses.

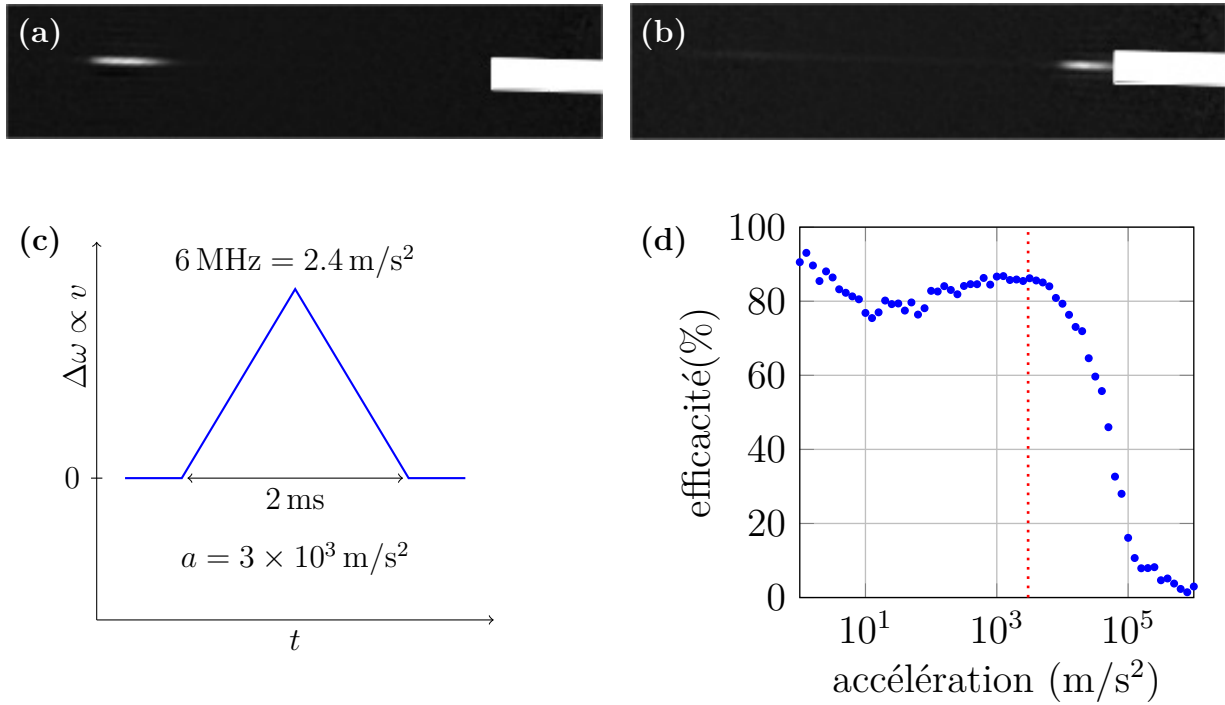


FIGURE 2.13. – (a,b) - Images par absorption des atomes avant (a) et après transport (b); la fibre multimode ($\varnothing 200 \mu\text{m}$) est représentée par le rectangle blanc. (c) - Profil de vitesse utilisé pour le transport atomique. (d) - Efficacité de transport en fonction de l'accélération subie par les atomes. La ligne pointillé marque l'accélération utilisée par la suite.

Lors des premières tentatives de déplacement des atomes, nous avons observé une très forte augmentation des pertes dans le piège lorsque les atomes arrivaient à moins de 1 mm de l'extrémité de la MMF, ce qui nous empêchait d'approcher les atomes suffisamment près. Cela était dû à la réflexion du faisceau distal sur le bout de la fibre dont l'amplitude est loin d'être négligeable devant celle du faisceau proximal, et qui éjecte les atomes du réseau mobile. Nous avons simplement résolu ce problème en inclinant légèrement ($\approx 6^\circ$) l'axe du réseau mobile par rapport à celui de la fibre.

Après transport, nous obtenons un nuage de 6×10^4 atomes à environ $50 \mu\text{K}$ à une distance de quelques centaines de micromètres (voir figure 2.13 (b)). Cette étape dure 2 ms et le désaccord maximal entre les deux faisceaux est de 6 MHz, ce qui correspond à une vitesse de 2.4 m/s (voir figure 2.13 (c)). Les atomes subissent une accélération d'environ $3000 \text{ m/s}^2 \approx 300 \times g$, soit près de 100 fois plus qu'un astronaute pendant le décollage d'une fusée.

Imagerie à travers une fibre multimode

3.1. Cadre théorique	42
3.1.1. Modes de propagation et matrices de diffusion	43
3.1.2. Matrice de transmission	45
3.1.3. Mise en forme d'un faisceau	48
3.1.4. Reconstruction d'une image	50
3.2. Génération des modes d'entrée	51
3.2.1. Matrices de micro-miroirs	51
3.2.2. Correction des aberrations	54
3.2.3. Caractérisation du dispositif	58
3.3. Mesure du champ proximal	60
3.3.1. Interférométrie à décalage de phase	60
3.3.2. Holographie hors axe	62
3.3.3. Approches non interférométriques	63
3.3.4. Application aux atomes froids	65
3.4. Mise en œuvre	67
3.4.1. Système optique	67
3.4.2. Caractérisation de la fibre multimode	68
3.4.3. Images d'un nuage d'atomes	70

La propagation de la lumière à travers une fibre multimode (MMF) est un phénomène compliqué, extrêmement difficile à modéliser de façon satisfaisante lorsque l'on prend en compte les imperfections expérimentales. Nous avons cependant vu au chapitre 2 qu'il

est possible de contrôler le mode de sortie d'un faisceau injecté dans une fibre multimode, ce qui nous permet de former le bras proximal du réseau mobile en modulant de façon adéquate le champ de l'autre côté de la MMF. Nous allons maintenant explorer les possibilités pour reconstruire une image au travers.

La lumière issue d'une fibre multimode forme une figure de speckle compliquée, dont le lien avec le rayonnement injecté est impossible à calculer en pratique. Pour pouvoir former des images à travers la fibre multimode, c'est-à-dire déduire de la figure de speckle observée du côté proximal la distribution d'intensité lumineuse à l'autre extrémité, nous devons introduire le concept de matrice de transmission (TM). Celle-ci permet de représenter le lien établi par un système linéaire entre un espace d'entrée et un espace de sortie du champ électromagnétique, et sera étudié en détail dans une première partie après avoir défini plus précisément la notion de mode de propagation. Cette matrice doit être mesurée expérimentalement avant de pouvoir reconstruire des images, en déterminant pour chaque mode de l'espace d'entrée le champ produit dans l'espace de sortie. Dans une seconde partie nous décrirons le dispositif de génération des modes d'entrée de la fibre multimode qui nous permet de déplacer un faisceau d'environ $1\ \mu\text{m}$ sur toute la surface du cœur de la fibre, de $200\ \mu\text{m}$ de diamètre. Différentes techniques de mesure du champ de sortie seront étudiées dans une troisième partie où nous évaluerons leurs intérêts respectifs dans le cadre d'une expérience d'atomes froids. La quatrième partie sera consacrée à la mise en œuvre expérimentale de cette approche et à la capture d'images par absorption du nuage d'atome transporté devant la fibre, à travers celle-ci.

3.1. Cadre théorique

Une fibre multimode à saut d'indice, comme celle utilisée dans notre dispositif, est usuellement modélisée par un guide d'onde cylindrique idéal. Ce modèle est facilement intégrable et l'expression analytique des modes propres de propagation dans la fibre est connue [59]. Ces différents modes se propagent avec des célérités différentes dans la fibre, et acquièrent donc des phases relatives; leur interférence à l'autre extrémité produit un motif de speckle très compliqué, n'ayant aucun lien apparent avec celui injecté dans la fibre, mais pouvant néanmoins en être déduit.

En pratique, cela est difficilement réalisable et nécessite une très grande maîtrise des paramètres expérimentaux. En particulier, la longueur de la fibre doit être connue avec une précision de l'ordre de la longueur d'onde, et n'importe quelle déformation de la MMF modifie les modes propres qui deviennent alors beaucoup plus complexes à calculer. La résolution exacte de la propagation de la lumière dans une fibre est ainsi complètement impraticable dans un cas concret, et nous avons eu recours au modèle beaucoup plus général de la matrice de transmission. Celui-ci présente en outre l'intérêt de ne pas être limité à la description de fibres multimodes et de pouvoir être appliqué à une très grande variété de systèmes.

3.1.1. Modes de propagation et matrices de diffusion

Avant d’aller plus loin, nous allons tenter de définir plus précisément la notion de *mode*, qui correspond intuitivement à l’idée de “façon de se propager”. À proprement parler, connaître le mode d’un faisceau correspond à déterminer complètement la solution des équations de propagation. En optique, cela revient à calculer le champ électromagnétique $(\vec{\mathbf{E}}(\vec{\mathbf{r}}, t), \vec{\mathbf{B}}(\vec{\mathbf{r}}, t))$ en tout point de l’espace et en tout temps. Lorsque l’on calcule les modes de propagation d’un système optique, par exemple un guide d’onde, c’est bien une telle solution qui est recherchée. Cela s’avère vite extrêmement difficile lorsque l’on s’éloigne des cas idéaux présentés dans les manuels d’optiques [59], d’une part en raison du problème mathématique de la résolution des équations et d’autre part parce qu’il est souvent compliqué d’écrire ces équations avec une précision suffisante. La modélisation d’une fibre optique multimode réelle demanderait par exemple de connaître les conditions expérimentales avec une précision peu réaliste: la longueur et la disposition spatiale de la fibre, mais également les contraintes mécaniques à l’intérieur ainsi que la distribution thermique sont autant de paramètres qu’il faudrait déterminer précisément pour prétendre à décrire correctement la propagation dans la fibre. Une résolution complète est également souvent inutile: dans notre expérience par exemple, on cherche uniquement à établir un lien entre le champ électromagnétique d’un côté de la fibre et celui à l’autre extrémité, et connaître le champ à l’intérieur ne présente aucun intérêt.

Un mode de propagation à travers un système donné est entièrement caractérisé par les conditions aux limites imposées au champ électromagnétique, c’est-à-dire la valeur du champ *aux bords* du système (dans l’espace et dans le temps). Il suffit ainsi de donner la valeur du champ électromagnétique sur une surface fermée qui contient le système considéré pour identifier un mode avec unicité sans avoir à le déterminer complètement, ce qui permet d’exprimer des relations entre différents modes de propagations dont nous ne connaissons pas l’expression à l’intérieur du système. Ceci est en fait vrai de n’importe quel phénomène propagatif linéaire et peut donc être utilisé pour modéliser une grande variété de systèmes physiques, dans les domaines de l’acoustique, des micro-ondes ou de la mécanique quantique par exemple. C’est en théorie quantique des champs qu’est introduite pour la première fois par J. Wheeler en 1937 [84] la notion de matrice de diffusion, qui a depuis été adaptée à un grand nombre de systèmes physiques différents. Cette matrice établit le lien entre les *modes d’entrée* et les *modes de sortie* du système considéré. En mécanique quantique, il s’agit usuellement de l’état initial et de l’état final du système, la propagation étant dans ce cas une évolution temporelle. En optique, on considèrera les modes d’entrée (respectivement de sortie) comme étant les modes du champ électromagnétique incident sur le système (respectivement émis par celui-ci), que nous allons maintenant définir.

Le mode de propagation d’un faisceau optique se décompose habituellement en un mode de polarisation, un mode spectral (ou temporel), et un mode spatial, et la donnée de ces trois informations est nécessaire pour le caractériser entièrement. Dans notre expérience, seule une composante de polarisation est utilisée, et on utilisera donc un modèle scalaire de la lumière pour plus de simplicité. Les sources lumineuses possèdent des largeurs spectrales très faibles qui peuvent sans problème être négligées, et on les considè-

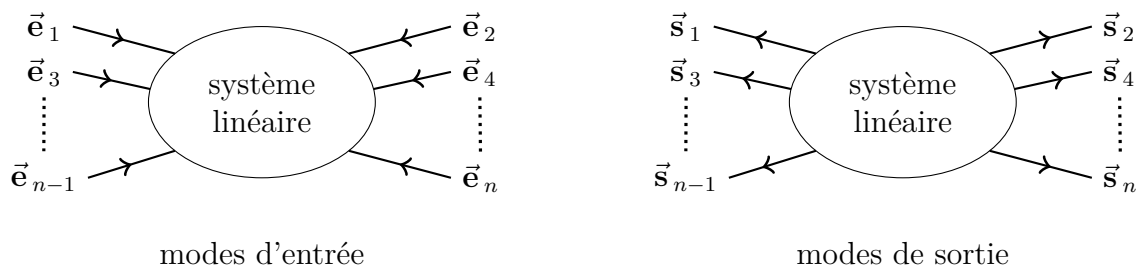


FIGURE 3.1. – Représentation de bases de modes d'entrée (à gauche) et de sortie (à droite) associées l'une à l'autre. Un mode de sortie \vec{s}_i est le mode contra-propageant du mode d'entrée correspondant: $\vec{s}_i = \vec{e}_i^*$

raera par la suite comme parfaitement monochromatiques. Un mode est alors entièrement caractérisé par la donnée du champ complexe scalaire sur une surface entourant le système, ainsi que de son sens de propagation (entrant ou sortant). On considère l'espace des modes d'entrée comme muni d'une structure d'espace vectoriel, ainsi que d'une base orthonormée dont le choix sera discuté à la section 3.1.2. Par souci de simplicité, on se limitera au cas d'un espace de dimension fini, le cas d'un espace infini (ou continu) peut se traiter de manière très similaire mais alourdit notablement les notations et n'est pas utile pour décrire notre dispositif expérimental.

Un mode d'entrée quelconque du système peut donc se décomposer: $\vec{e} = \sum_{i=1}^N e_i \vec{e}_i$ où N est la dimension de l'espace d'entrée et les $\{\vec{e}_i\}$ sont les vecteurs de base. La notion de faisceaux contra-propageants introduite à la section 2.2.1 fait correspondre à chaque mode d'entrée un mode de sortie, et réciproquement. Elle définit ainsi une bijection naturelle entre les espaces d'entrée et de sortie du système qui sont donc de même dimension N : la matrice de diffusion est nécessairement carrée. La transformation d'un faisceau en son contra-propageant correspond mathématiquement à l'opération de conjugaison complexe (voir section 2.2.1). Cela permet de définir à partir de la base d'entrée une base de sortie dite *réciproque*, constituée des modes $\{\vec{s}_i\}$ contra-propageant des $\{\vec{e}_i\}$, ce que l'on notera $\vec{s}_i = \vec{e}_i^*$ (voir figure 3.1). Le mode de sortie conjugué d'un mode d'entrée \vec{e} quelconque s'exprime donc:

$$\vec{e}^* = \sum_{i=1}^N e_i^* \vec{e}_i^* = \sum_{i=1}^N e_i^* \vec{s}_i \quad (3.1)$$

La matrice de diffusion S relie la base des modes d'entrée du système et celle des modes de sortie par une relation linéaire [85]:

$$\vec{s} = S \vec{e} \quad (3.2)$$

En déterminant la matrice de diffusion, il est ainsi possible de déterminer le champ \vec{s} émis par le système soumis à une certaine excitation \vec{e} sans avoir à résoudre les équations de propagation à l'intérieur du système. Cette matrice possède plusieurs propriétés mathématiques intéressantes. Tout d'abord, si la propagation à travers le système s'effectue sans pertes ni gains (ce que l'on considèrera par la suite), l'intensité lumineuse

entrante doit nécessairement être égale à l'intensité sortante, c'est-à-dire $\|\vec{s}\|^2 = \|\vec{e}\|^2$. On a alors $\|S\vec{e}\| = \|\vec{e}\|$ pour tout mode d'entrée \vec{e} , ce qui est la définition d'une matrice **unitaire**. La matrice de diffusion est par conséquent inversible et son inverse est égale à son adjoint (transposé-conjugué):

$$S^{-1} = (S^*)^\top = S^\dagger \quad (3.3)$$

Si le système est de plus invariant dans le temps, les solutions sont symétriques par retournement temporel. Cela signifie que si un mode d'entrée \vec{e} produit un mode de sortie \vec{s} après propagation, le mode d'entrée \vec{s}^* contra-propageant de \vec{s} produira le mode de sortie \vec{e}^* contra-propageant de \vec{e} . En introduisant l'équation (3.2), on obtient la relation:

$$\vec{e}^* = S\vec{s}^* \Rightarrow SS^* = S^*S = I_N \quad (3.4)$$

La matrice S étant de plus unitaire (équation (3.3)), on a:

$$S^{-1} = S^* = S^\dagger \Rightarrow S = S^\top \quad (3.5)$$

La matrice de diffusion d'un système sans pertes et invariant par retournement temporel est ainsi à la fois **unitaire** et **symétrique** [86], et son inverse est sa matrice conjuguée.

3.1.2. Matrice de transmission

En pratique, il est souvent plus adapté de considérer des bases pour les modes d'entrée et de sortie qui ne sont pas réciproques l'une de l'autre (c'est-à-dire $\vec{s}_i \neq \vec{e}_i^*$). De plus, il est courant que certains modes d'entrée (ou de sortie) du système ne puissent pas être contrôlés expérimentalement. Nous allons maintenant étudier l'influence du choix des bases d'entrée et de sortie, avant de définir la matrice de transmission qui est une sous-matrice de la matrice de diffusion, réduite à des sous-espaces des modes d'entrée et de sortie.

Considérons la matrice S exprimée dans des bases d'entrée et de sorties $\{\vec{e}_i\}$ et $\{\vec{s}_i\}$ réciproques, comme définie à la section 3.1.1. On cherche maintenant à exprimer la relation entre deux bases orthonormées $\{\vec{e}'_i\}$ et $\{\vec{s}'_i\}$ des modes d'entrée et de sortie, qui ne sont cette fois pas les réciproques l'une de l'autre. On note U (respectivement V) la matrice de passage de la base $\{\vec{e}_i\}$ à celle $\{\vec{e}'_i\}$ (respectivement des $\{\vec{s}_i\}$ aux $\{\vec{s}'_i\}$):

$$\vec{e} = U\vec{e}' \quad \vec{s} = V\vec{s}' \quad (3.6)$$

La matrice de diffusion S' exprimée dans les bases $\{\vec{e}'_i\}$ et $\{\vec{s}'_i\}$, représentée en bleu sur la figure 3.2, peut donc s'écrire:

$$S' = V^{-1}S U = V^\dagger S U \quad (3.7)$$

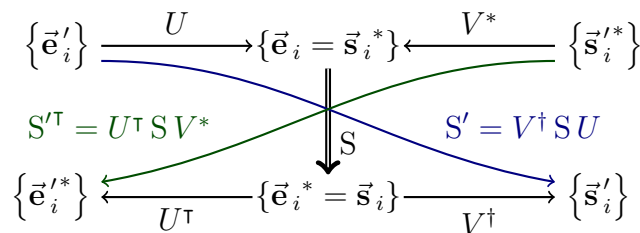


FIGURE 3.2. – Relations de changement de bases de modes d'entrée et de sortie pour la matrice de diffusion.

Les matrices U et V étant unitaire, chacune décrivant le passage entre deux bases orthonormées. La matrice S' l'est donc aussi, ce qui permet d'écrire:

$$\vec{s}' = S' \vec{e}' \Rightarrow \vec{e}' = S'^{-1} \vec{s}' = S'^{\dagger} \vec{s}' \quad (3.8)$$

En prenant le conjugué de cette équation, on obtient alors la description de la propagation en sens inverse dans le système, depuis la base d'entrée $\{\vec{s}'_i\}$ vers la base de sortie $\{\vec{e}'_i\}$:

$$\vec{e}'^* = S'^{\dagger} \vec{s}'^* = U^{\dagger} S V^* \vec{s}'^* \quad (3.9)$$

La propagation en sens inverse à travers le système est ainsi décrite par la transposée de la matrice de diffusion, en vert sur la figure 3.2. Cela correspond bien à l'idée de retour inverse de la lumière: le couplage S'_{ji} introduit par le système depuis mode \vec{e}'_i vers le mode \vec{s}'_j est bien le même que celui du mode \vec{s}'_j^* vers le mode \vec{e}'_i^* , représenté par $(S'^{\dagger})_{ij} = S'_{ji}$. Si la matrice S exprimée dans des bases d'entrée et de sortie réciproques est symétrique, ce n'est pas le cas de la matrice S' exprimée dans des bases orthonormées quelconques.

En réalité, il est très difficile sinon complètement impossible d'avoir accès à une base complète des modes d'entrée et de sortie du système, c'est-à-dire de pouvoir contrôler et mesurer l'intégralité des modes du champ électromagnétique pouvant se propager dans le système. La matrice de diffusion d'un système optique n'est donc souvent pas accessible dans sa totalité. Il est cependant possible d'en mesurer une partie, c'est-à-dire la relation entre *certaines* modes d'entrée, et *certaines* modes de sortie. Plus formellement, il s'agit de mesurer la sous-matrice de S reliant un sous-espace des modes d'entrée à un sous-espace des modes de sortie, choisis arbitrairement. On appelle cette sous-matrice *matrice de transmission* (TM), introduite dans [62], et on la note K . Dans notre expérience, le sous-espace des modes d'entrée correspond à une zone du champ électromagnétique à l'extrémité distale de la MMF (voir section 1.1.2), dans la cellule en verre. Le sous-espace des modes de sortie, que l'on nommera espace proximal, correspond au champ mesuré par une caméra placée de l'autre côté de l'enceinte.

Considérons dans un premier temps le cas où la TM est exprimée dans des bases orthonormées. La base $\{\vec{d}_i\}$ de l'espace distal de dimension N_d peut alors être complétée

en une base orthonormée $\{\vec{e}'_i\}$ de l'espace des modes d'entrée de dimension $N > N_d$, c'est-à-dire $\vec{d}_i = \vec{e}'_i$ pour $i \in \llbracket 1, N_d \rrbracket$. De la même manière, la base $\{\vec{p}_i\}$ de l'espace proximal est constituée des N_p premiers vecteurs d'une base orthonormée $\{\vec{s}'_i\}$ des modes de sortie. Les dimensions des espaces distal et proximal ne sont plus nécessairement les mêmes, et la matrice K peut être rectangulaire. L'opération de sélection des M premiers modes parmi N correspond mathématiquement à la matrice P_M de dimension $M \times N$:

$$P_M = \left(I_{M \times M} \mid 0_{M \times (N-M)} \right) \quad \vec{p} = P_{N_p} \vec{s}' \quad \vec{d} = P_{N_d} \vec{e}' \quad (3.10)$$

La sélection de modes de sortie ne pose ainsi pas de problème mathématique particulier: il suffit d'appliquer le projecteur P_{N_p} pour déduire le vecteur \vec{p} qui nous intéresse des sorties réelles du système \vec{s}' . En revanche, il est impossible de déduire le vecteur \vec{e}' des entrées réelles du vecteur \vec{d} représentant uniquement celles considérées, et la matrice P_{N_d} n'est certainement pas inversible. En réalité, la sélection des modes de sortie ne représente pas la même opération que celle des modes d'entrée. Dans le premier cas, il s'agit bien d'*ignorer* certains modes, c'est-à-dire de ne simplement pas prendre en compte leurs amplitudes réelles. Dans l'espace des entrées, sélectionner certains modes revient à considérer que *seuls* ceux-ci sont effectivement excités, c'est-à-dire que tous les modes d'entrée ignorés ont une amplitude nulle.

Expérimentalement, cela signifie qu'il n'est pas nécessaire de mesurer toute la lumière sortant effectivement du système, mais qu'il est en revanche impératif de s'assurer qu'il n'y a pas d'intensité couplée à des modes d'entrée que l'on ne prend pas en compte. Le vecteur \vec{e}' se déduit simplement du vecteur \vec{d} en le complétant par des zéros, ce qui correspond mathématiquement à l'opération (qui n'est pas l'inversion de l'équation (3.10)):

$$\vec{e}' = P_{N_d}^\top \vec{d} \quad (3.11)$$

On peut alors déduire l'expression de la matrice de transmission de l'équation (3.7):

$$K = P_{N_p} S' P_{N_d}^\top = P_{N_p} V^\dagger S U P_{N_d}^\top \Rightarrow \vec{p} = K \vec{d} \quad (3.12)$$

La propagation dans l'autre sens se traite de la même manière, et on peut calculer la matrice de transmission inverse, depuis l'espace proximal vers l'espace distal:

$$K_{\text{inv}} = P_{N_d} U^\top S V^* P_{N_p}^\top = K^\top \Rightarrow \vec{d}'^* = K^\top \vec{p}'^* \quad (3.13)$$

Il est important de noter que même si on retrouve le résultat obtenu pour une matrice de diffusion complète, à savoir que la propagation inverse est décrite par la matrice transposée, la situation n'est pas tout à fait équivalente. L'équation (3.13) n'est **pas** l'inverse de l'équation (3.12), la matrice K n'ayant aucune raison d'être unitaire:

$$K^\top \vec{p}'^* = \left(K^\dagger K \vec{d} \right)^* \neq \vec{d}'^* \quad (3.14)$$

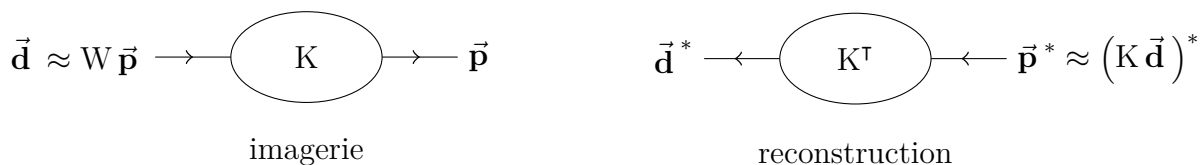


FIGURE 3.3. – Principe de l'imagerie (à gauche) et de la reconstruction (à droite) à travers un système optique complexe à l'aide d'une matrice de transmission

Si un mode d'entrée $\vec{\mathbf{d}}$ produit une sortie $\vec{\mathbf{p}}$ dans l'espace mesuré, l'entrée conjuguée $\vec{\mathbf{p}}^*$ ne donnera pas après propagation le mode $\vec{\mathbf{d}}^*$ contra-propageant de $\vec{\mathbf{d}}$. Physiquement, cela est dû au fait que l'on ne renvoie pas réellement le faisceau contra-propageant du premier, mais simplement sa réduction à l'espace proximal considéré.

3.1.3. Mise en forme d'un faisceau

Nous allons maintenant étudier dans le formalisme de la matrice de transmission l'opération de mise en forme du champ à travers une fibre multimode, que nous avons déjà mis en œuvre au chapitre 2 pour produire un des faisceaux du réseau mobile. Comme nous l'avons montré à la section 3.1.2 (voir équation (3.14)), le retour inverse de la lumière ne peut pas être appliqué à une matrice de transmission, car seul un sous-espace de l'espace total des sorties du système est pris en compte. Pour produire un certain mode cible $\vec{\mathbf{d}}^*$ dans l'espace distal, il faudrait envoyer dans le système le mode contra-propageant du mode de sortie réciproque de $\vec{\mathbf{d}}$ et non sa réduction à l'espace proximal. N'ayant pas accès à un certain nombre de modes de sorties, il est impossible de reconstruire parfaitement le mode cible.

Il est toutefois possible de réaliser une reconstruction imparfaite en utilisant uniquement les modes que nous contrôlons, et dont la qualité peut être quantifiée par le recouvrement entre le mode produit et le mode cible. Pour un certain mode $\vec{\mathbf{p}}^*$ injecté par l'espace proximal, on a alors:

$$\eta_{\text{rec}}(\vec{\mathbf{p}}^* \rightarrow \vec{\mathbf{d}}^*) = \frac{|\vec{\mathbf{d}}^* \cdot \mathbf{K}^\top \vec{\mathbf{p}}^*|^2}{\|\vec{\mathbf{d}}^*\|^2 \|\vec{\mathbf{p}}^*\|^2} \quad (3.15)$$

L'efficacité de reconstruction η_{rec} est définie comme le carré du recouvrement, afin de correspondre à une grandeur facilement accessible expérimentalement. En effet, la puissance optique d'un certain mode est donnée par la norme carrée du vecteur de champ, et η_{rec} correspond directement à la fraction de la puissance envoyée dans le mode $\vec{\mathbf{p}}^*$ qui se couple au mode cible $\vec{\mathbf{d}}^*$. Par la suite, nous supposons que les différents modes considérés sont normés, et le dénominateur de l'équation (3.15) sera omis. La propriété de symétrie hermitienne du produit scalaire nous permet d'écrire la relation:

$$\vec{\mathbf{d}}^* \cdot \mathbf{K}^\top \vec{\mathbf{p}}^* = \mathbf{K}^* \vec{\mathbf{d}}^* \cdot \vec{\mathbf{p}}^* = \vec{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{K} \vec{\mathbf{d}} \quad (3.16)$$

Ce résultat peut être pris comme un énoncé plus faible du retour inverse de la lumière: le couplage induit par le système depuis le mode $\vec{\mathbf{d}}$ vers le mode $\vec{\mathbf{p}}$ est le même que celui depuis le mode $\vec{\mathbf{p}}^*$ vers le mode $\vec{\mathbf{d}}^*$, ce qui correspond bien à l'idée que la lumière se propage de la même manière dans les deux sens.

L'inégalité de Cauchy-Schwarz nous fournit une majoration de l'efficacité atteignable:

$$\eta_{\text{rec}}(\vec{\mathbf{p}}^* \rightarrow \vec{\mathbf{d}}^*) = |\vec{\mathbf{d}}^* \cdot \mathbf{K}^\top \vec{\mathbf{p}}^*|^2 = |\vec{\mathbf{p}} \cdot \mathbf{K} \vec{\mathbf{d}}|^2 \leq \|\mathbf{K} \vec{\mathbf{d}}\|^2 \quad (3.17)$$

dont le maximum est atteint pour:

$$\vec{\mathbf{p}} \propto \mathbf{K} \vec{\mathbf{d}} \Leftrightarrow \vec{\mathbf{p}}^* \propto (\mathbf{K} \vec{\mathbf{d}})^* \quad (3.18)$$

Ainsi, la qualité de la reconstruction est maximale lorsque le mode $\vec{\mathbf{p}}^*$ injecté dans le système est le mode contra-propageant du mode de sortie correspondant à une entrée $\vec{\mathbf{d}}$ conjuguée du mode cible. Nous avons en réalité déjà utilisé ce résultat sans l'énoncer à la section 2.2: pour former le bras proximal du réseau mobile, on mesure le champ dans l'espace proximal correspondant au faisceau distal, avant d'en renvoyer le mode conjugué. Cette opération peut être vue comme une mesure de matrice de transmission: l'espace distal est alors un espace unidimensionnel engendré par le mode du faisceau distal injecté dans la fibre, tandis que les pixels du SLM forment la base de l'espace proximal. La matrice \mathbf{K} est donc une matrice colonne, égale au champ dans l'espace proximal $\vec{\mathbf{p}}_{\text{RM}}$ réciproque du mode du bras distal du réseau mobile $\vec{\mathbf{d}}_{\text{RM}}$. La valeur maximale de l'efficacité de reconstruction donnée par l'inégalité de Cauchy-Schwarz (équation (3.17)) devient dans ce cas:

$$\|\mathbf{K} \vec{\mathbf{d}}_{\text{RM}}\|^2 = \|\vec{\mathbf{d}}_{\text{RM}}\|^2 \quad (3.19)$$

qui est la fraction de la puissance du faisceau distal qui est effectivement mesurée. Expérimentalement, cela signifie qu'il est nécessaire de récolter le maximum possible de la puissance émise par la fibre dans l'espace proximal contrôlé. C'est principalement pour cette raison que nous avons choisi de faire l'image de la face de sortie de la fibre multimode sur le SLM, ce qui permet de s'assurer que l'intégralité du faisceau arrive sur l'écran. Au chapitre 2, nous avons traité le mélange de polarisation et les réflexions sur les interfaces de la cellule en verre et de la fibre optique comme des "pertes" du dispositif. Dans le formalisme de la matrice de transmission, ces pertes linéaires peuvent être considérées comme des modes ignorés auxquels se couple une partie de la puissance, ce qui a pour effet d'abaisser la qualité de la reconstruction.

L'intérêt de l'approche de la matrice de transmission apparaît lorsque l'on considère plusieurs modes d'entrée. Alors que la vision en termes de conjugaison de phase ne permet de reconstruire que le faisceau contra-propageant de celui mesuré, la matrice de transmission nous permet d'explorer tout l'espace vectoriel engendré par les modes mesurés. Ainsi, si l'on mesure les champs $\vec{\mathbf{p}}_1$ et $\vec{\mathbf{p}}_2$ correspondants à deux modes d'entrée $\vec{\mathbf{d}}_1$ et $\vec{\mathbf{d}}_2$, il devient possible de produire n'importe quel mode de sortie de la forme $\alpha \vec{\mathbf{d}}_1^* + \beta \vec{\mathbf{d}}_2^*$, $(\alpha, \beta) \in \mathbb{C}$ en envoyant dans le système un faisceau de mode $\alpha \vec{\mathbf{p}}_1^* + \beta \vec{\mathbf{p}}_2^*$.

3.1.4. Reconstruction d'une image

La mesure expérimentale de la matrice de transmission de la fibre optique multimode sera décrite en détail aux sections 3.2 et 3.3. Nous la considérons ici connue, et le champ proximal accessible à la mesure, pour discuter de son utilisation à des fins d'imagerie.

Observer un objet à travers la fibre multimode consiste à mesurer le champ issu de la fibre, et en déduire la forme de l'objet de l'autre côté. Pour notre expérience, on cherche à former une image des atomes (donc connaître le champ électromagnétique à leur niveau) en mesurant le champ ressortant de la fibre du côté proximal. En d'autres termes, on veut reconstituer le champ dans l'espace distal $\vec{\mathbf{d}}$ d'une mesure de celui de l'espace proximal $\vec{\mathbf{p}}$. Cela correspond simplement à l'inversion de l'équation (3.12):

$$\vec{\mathbf{d}} = \mathbf{K}^{-1}\vec{\mathbf{p}} \quad (3.20)$$

Dans le cas où la matrice de transmission est rectangulaire, \mathbf{K}^{-1} représente l'inverse à gauche de \mathbf{K} . L'existence de cet inverse impose $N_p > N_d$, c'est-à-dire que le nombre de modes mesurés doit nécessairement être plus grand que le nombre de modes reconstruits, ce que l'on supposera toujours vrai par la suite. Pour un système optique dit "complexe", une matrice de transmission n'aura pas de propriété mathématique particulière et correspondra très bien au modèle de la matrice aléatoire [62]. La probabilité d'obtenir une matrice non-inversible diminue très rapidement avec le nombre de modes considérés, et on supposera donc que la matrice \mathbf{K} est toujours inversible.

En prenant en compte le bruit expérimental sur la mesure de la matrice de transmission, il apparaît que l'opérateur inverse est en pratique très peu performant pour reconstituer l'objet $\vec{\mathbf{d}}$ à partir d'une mesure de $\vec{\mathbf{p}}$. Intuitivement, cela vient du fait que les valeurs propres de \mathbf{K}^{-1} sont les inverses de valeurs propres de \mathbf{K} . Plus l'opérateur \mathbf{K}^{-1} confère de poids à un mode propre du système, plus celui-ci est faible dans la matrice \mathbf{K} et donc plus le bruit relatif sur sa mesure est important. Pour remédier à ça, un opérateur de reconstruction qui prend en compte le niveau de bruit de mesure σ a été proposé dans [63]:

$$\mathbf{W} = \left[\mathbf{K}^\dagger \mathbf{K} + \sigma \mathbf{I}_{N_d} \right]^{-1} \mathbf{K}^\dagger \quad (3.21)$$

L'image est alors reconstituée en multipliant le champ mesuré par l'opérateur de reconstruction (voir figure 3.3, à gauche). Si σ est très petit devant le carré des valeurs singulières de \mathbf{K} , c'est-à-dire si le bruit de mesure est très faible par rapport au signal, on retrouve l'opérateur inverse du cas théorique:

$$\mathbf{W} \approx \left[\mathbf{K}^\dagger \mathbf{K} \right]^{-1} \mathbf{K}^\dagger = \mathbf{K}^{-1} \quad (3.22)$$

À l'inverse, si le niveau de bruit est très grand, l'opérateur \mathbf{W} devient proportionnel à \mathbf{K}^\dagger , qui correspond à une opération de conjugaison de phase. Nous n'avons pas eu besoin ici de considéré la propagation en sens inverse dans la fibre: la lumière ne se propage que de l'espace distal vers l'espace proximal, et l'équation (3.13) n'a donc pas été utilisée. En réalité, l'équation (3.20) reste valide, que les bases des espaces distal et proximal soient orthonormées ou non. À des fins d'imagerie, il est ainsi possible de mesurer une matrice

de transmission entre n'importe quelle sous-base des modes d'entrée et n'importe quelle sous-base des modes de sorties.

3.2. Génération des modes d'entrée

Pour pouvoir mesurer la matrice de transmission d'un système, il faut pouvoir exciter indépendamment une famille de modes $\{\vec{\mathbf{d}}_i\}$ formant une base de l'espace distal. Cette base peut être choisie arbitrairement: il est par exemple possible d'utiliser une décomposition en ondes planes ou encore de considérer les pixels d'un SLM. Pour cette expérience, nous avons opté pour un espace distal engendré par des faisceaux gaussiens focalisés sur une grille carrée de D modes de côté, séparés d'une distance a les un des autres. Le mode centré sur la m -ième ligne et la n -ième colonne a donc pour expression, avec w le col du faisceau gaussien:

$$E_{mN+n+1}(x, y) = E_0 e^{-((x-na)^2 + (y-ma)^2)/w^2} \quad (3.23)$$

Cela permet de considérer les modes d'entrée comme des "pixels" de l'espace distal, et il est alors très facile d'en reconstituer une image dont la valeur des pixels est directement donnée par les coordonnées du vecteur $|\vec{\mathbf{d}}|^2$. Un autre avantage de cette décomposition par rapport à une base d'ondes planes par exemple est de pouvoir très facilement choisir la résolution et l'étendue spatiale de l'espace considéré, en ajustant l'espacement a et la dimension N de la grille de modes. Il est à noter que la base choisie n'est pas orthonormée, le recouvrement entre deux modes gaussiens étant non nul. Cette base de l'espace distal n'est été utilisée que pour des applications d'imagerie et cela ne pose pas de problème particulier (voir section 3.1.4), mais il serait nécessaire de le prendre en compte pour des applications impliquant une propagation en sens inverse dans la fibre.

Plutôt que d'utiliser un dispositif mécanique (un miroir motorisé par exemple) pour déplacer le point focal d'un faisceau et parcourir les différents modes, nous avons préféré nous servir d'un modulateur spatial de lumière numérique. Cela présente deux avantages majeurs: tout d'abord, il est ainsi possible de mesurer et corriger les aberrations optiques introduites par les différents éléments. Ensuite, ce système est beaucoup plus versatile qu'un dispositif mécanique, et peut être utilisé pour générer des motifs lumineux arbitraires plus compliqués qu'un simple point focalisé. Nous allons maintenant présenter le système utilisé, en décrivant dans un premier temps le montage utilisé et son principe de fonctionnement, avant de discuter plus en détail du procédé de correction des aberrations optiques du système. Nous finirons par présenter les caractéristiques techniques de ce dispositif de génération des modes d'entrée (DGME).

3.2.1. Matrices de micro-miroirs

Le modulateur spatial de lumière que nous avons utilisé pour générer les modes d'entrée n'est pas un écran à cristaux liquides comme celui utilisé pour former le réseau

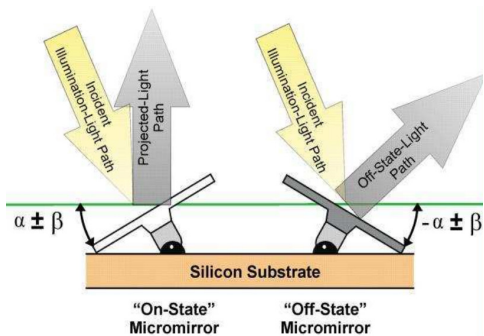


FIGURE 3.4. – Fonctionnement d'un miroir de DMD [87]

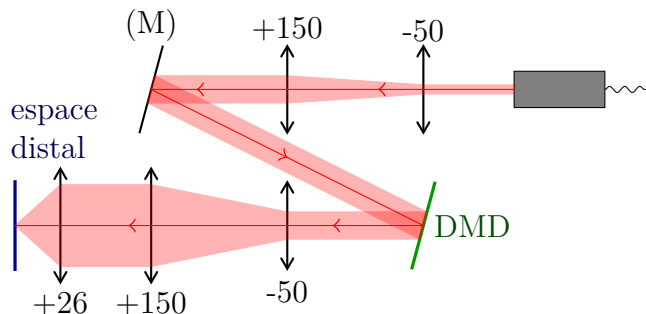


FIGURE 3.5. – Schéma du montage optique de génération des modes de l'espace distal.

mobile à atomes (voir chapitre 2): il s'agit d'une matrice de micro-miroirs¹ (DMD) constituée de 912×1140 miroirs séparés de $5.4 \mu\text{m}$ les uns des autres, qui peuvent basculer rapidement entre deux inclinaisons. Dans l'état "allumé", respectivement "éteint", un miroir forme un angle $+\alpha$ avec le plan de la matrice, respectivement $-\alpha$, avec $\alpha \approx 12^\circ$ (voir figure 3.4 issue de [87]). Cette technologie possède de nombreuses applications industrielles, en particulier pour la production de vidéoprojecteurs, ce qui la rend beaucoup moins coûteuse qu'un écran à cristaux liquides (LCD). Elle présente de plus l'avantage d'être beaucoup plus rapide, la fréquence maximale d'affichage de basculement des miroirs étant de 4 kHz [87]. Un DMD ne permet cependant qu'un contrôle binaire de l'amplitude du champ, et non une modulation arbitraire de sa phase.

Le plus souvent, les DMD sont utilisés pour afficher directement l'image binaire désirée. Dans notre cas, cela aurait consisté à faire l'image des miroirs sur le plan de l'espace distal. Exciter un mode de la base d'entrée revient à allumer un pixel (basculer un miroir) du DMD. Cette approche présente deux désavantages: tout d'abord la fraction de puissance utilisée est très faible, un seul pixel étant allumé. Il est de plus complètement impossible de corriger les aberrations avec cette méthode, et nous aurions donc dû utiliser un système optique de très grande qualité pour obtenir la taille de faisceau désirée de $1 \mu\text{m}$ dans l'espace distal. Pour ces raisons, nous avons choisi d'utiliser le DMD dans une configuration différente en plaçant une lentille de projection à distance focale du plan distal (lentille +26 sur la figure 3.5), le champ dans l'espace distal étant la transformée de Fourier de celui sur l'écran du DMD.

Le montage optique utilisé est représenté sur la figure 3.5: un premier télescope ($\times 3$) ajuste la taille du faisceau à celle de l'écran, et un second identique est placé après le DMD pour augmenter la taille du faisceau avant la lentille de projection, et ainsi atteindre la résolution désirée dans l'espace distal. Un traitement plus rigoureux du système optique est développé en annexe A.1, qui prend en considération l'angle de réflexion et la discrétisation des miroirs. Nous considérons ici que le DMD agit comme un masque binaire dans le plan transverse du faisceau, représenté par une fonction de transmission $h(\vec{r})$ où le vecteur \vec{r} représente une position sur l'écran du DMD. Le champ

1. Texas Instruments DLP4500NIR

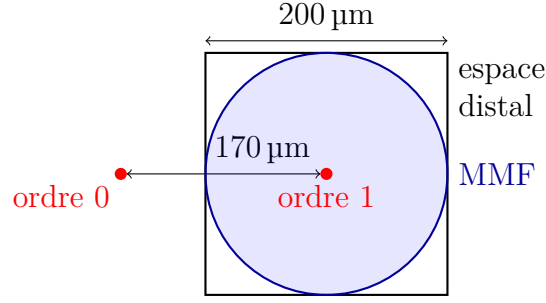


FIGURE 3.6. – Zone de travail du DGME.

incident est dans un premier temps considéré être une onde plane d'amplitude E_i , et le champ réfléchi par le DMD est alors: $E_r(\vec{r}) = E_i h(\vec{r})$.

Lorsque tous les pixels du DMD sont allumés, soit $h(\vec{r}) = 1$, le faisceau est donc focalisé sur un point dans l'espace distal. Si nous affichons maintenant un réseau, c'est-à-dire une succession périodique de bandes blanches (pixels allumés) et noires (pixels éteints), nous voyons apparaître dans l'espace distal des ordres diffractés dont nous pouvons contrôler la position en changeant l'orientation et l'espacement des bandes. Dans cette configuration, il est en réalité possible de moduler arbitrairement la phase du faisceau en affichant un hologramme binaire (voir [88, 89]) sur le DMD. La solution proposée dans [88] que nous avons utilisé pour cette expérience est d'allumer un pixel à la position \vec{r} si et seulement si $\cos(\phi(\vec{r})) \geq 0$ où $\phi(\vec{r})$ est l'écran de phase désiré. La fonction de réflexion (binaire) du DMD peut se décomposer comme une série [88]:

$$h(\vec{r}) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{\sin\left(n\frac{\pi}{2}\right)}{n\pi} e^{in\phi(\vec{r})} \quad (3.24)$$

Le cas du réseau régulier correspond à une phase linéaire $\phi(\vec{r}) = \vec{K} \cdot \vec{r}$, et les termes de la série de l'équation (3.24) représentent les différents ordres diffractés. Dans notre cas, l'écran de phase $\phi(\vec{r})$ est la superposition d'une phase linéaire $\vec{K} \cdot \vec{r}$ contrôlant la position du premier ordre diffracté et d'un écran de phase $\varphi_{ab}(\vec{r})$ qui corrige les aberrations optiques du système et dont la détermination sera détaillée à la section 3.2.2. La position du point focal dans l'espace distal est donnée par: $\vec{q} = \frac{f}{k} \vec{K}$ où $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ est le vecteur d'onde de la radiation lumineuse, et f est la distance focale de la lentille de projection (26 mm dans notre cas).

Seul le terme $n = 1$ de l'équation (3.24) est modulé par l'écran de phase désiré, et il est nécessaire de séparer les différents ordres de diffractions pour n'envoyer que le premier dans la fibre multimode. Il est en particulier impossible d'agir sur la fraction non diffractée (l'ordre 0), qui contient une portion importante de la puissance de faisceau. Ce problème est résolu en utilisant la fibre multimode comme un filtre spatial: le DMD est placé de manière à ce que l'ordre 0 soit focalisé à environ 170 μm du centre de la fibre, et ne soit donc pas couplé dans celle-ci (voir figure 3.6). Cela revient à ajouter une phase linéaire constante à tous les hologrammes affichés sur le DMD: une position par rapport

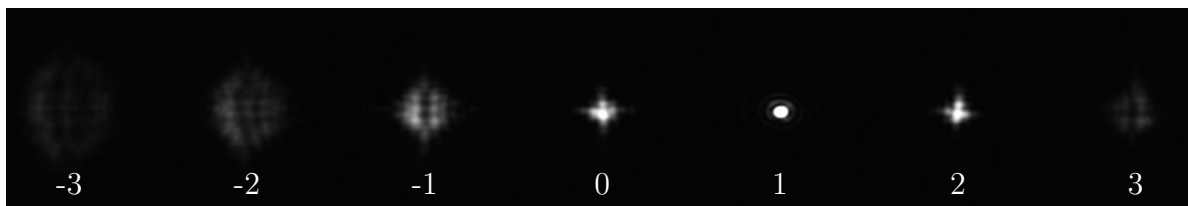


FIGURE 3.7. – Image dans l'espace distal des ordres diffractés par le DMD (les aberrations sont corrigées pour l'ordre 1)

au centre de la fibre dans l'espace distal \vec{q} correspond alors à un vecteur $\vec{K} = \frac{k}{f}(\vec{q} + \vec{q}_0)$. En réalité, le télescope placé après l'écran du DMD introduit un grossissement $G = 3$ de l'image qui doit être pris en compte. Le vecteur du réseau à afficher pour atteindre une position \vec{q} est $\vec{K} = G\frac{k}{f}(\vec{q} + \vec{q}_0)$, et le vecteur qui correspond au centre de l'image $\vec{q} = \vec{0}$ s'exprime:

$$\vec{K}_0 = G\frac{k}{f}\vec{q}_0 = 1.6 \times 10^5 \text{ rad m}^{-1} \quad (3.25)$$

soit un pas de réseau:

$$L = \frac{2\pi}{\|\vec{K}_0\|} = \frac{2\pi f}{Gk\|\vec{q}_0\|} = 40 \mu\text{m} \approx 8 \text{ pixels} \quad (3.26)$$

L'équation (3.24) permet de déterminer la fraction de puissance incidente diffractée dans un certain ordre: la puissance P_n dans un ordre n donné est ainsi proportionnelle à $\sin^2(n\frac{\pi}{2})/(n\pi)^2$. La puissance diffractée dans l'ordre 2 est ainsi nulle, de même que pour tous les ordres pairs. La puissance dans l'ordre 3 est beaucoup plus faible que dans l'ordre 1: $P_3 = \frac{P_1}{9}$, et nous la négligerons par la suite de sorte seul l'ordre 1 sera considéré couplé dans la fibre multimode. Il est possible d'avoir également un contrôle sur la position du point focal dans la direction de l'axe optique. La phase $\phi(\vec{r})$ imposée par le DMD au front d'onde du premier ordre diffracté est en effet arbitraire, et il est tout à fait possible d'y ajouter un terme quadratique correspondant à une focalisation (ou une défocalisation) du faisceau et donc un déplacement longitudinal du point focal.

3.2.2. Correction des aberrations

L'écran du DMD n'est pas parfaitement plat à l'échelle de la longueur d'onde et les lentilles utilisées présentent des aberrations non négligeables: l'image dans l'espace distal est déformée et plus étendue que celle attendue pour un système idéal (voir l'ordre 0 sur la figure 3.7). Nous allons maintenant montrer comment le dispositif présenté à la section 3.2.1 permet de mesurer et de corriger ces aberrations et d'atteindre la limite de résolution imposée par la diffraction. Nous modélisons l'effet des aberrations par une modulation du champ incident sur le DMD, qui n'est alors plus une onde plane.

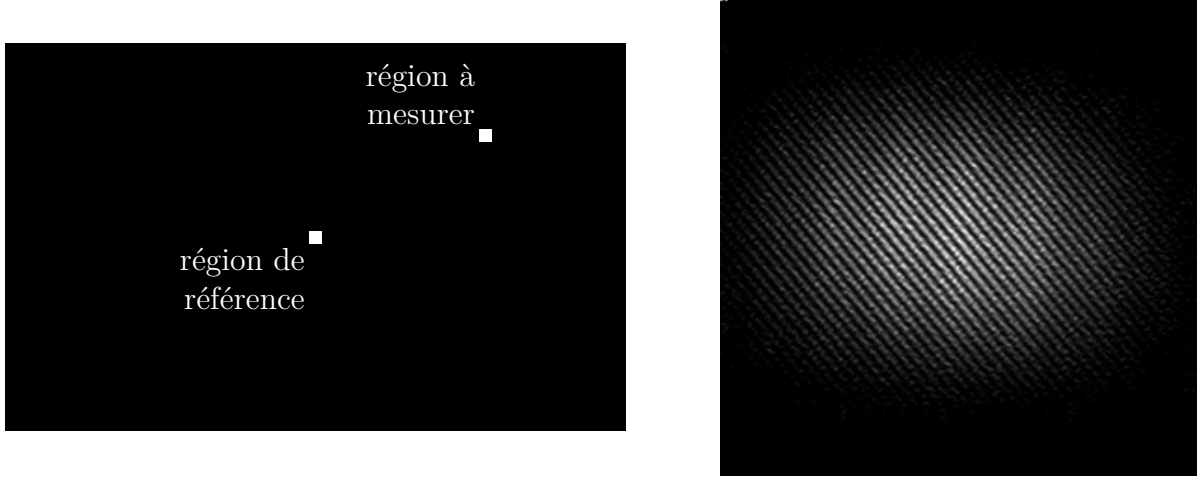


FIGURE 3.8. – Procédé de mesure des aberrations du dispositif. Sur l'écran du DMD (à gauche), la région de référence et la région à mesurer sont allumées. On mesure la phase des franges d'interférence formées dans l'espace distal (à droite).

Expérimentalement, la modulation en intensité est faible et sera négligée par la suite, et nous considérerons une onde incidente de la forme:

$$E_i(\vec{r}) = E_0 e^{i\phi_{ab}(\vec{r})} \quad (3.27)$$

Les aberrations optiques du système sont relativement faibles et l'écran de phase $\phi_{ab}(\vec{r})$ varie lentement sur la surface du DMD. L'écran est donc divisé en petites régions sur lesquelles la phase ϕ_{ab} est supposée constante, et nous considérons 48×30 régions carrées de 19 pixels = $205.2 \mu\text{m}$. La phase de la région située au centre de l'écran à la position $\vec{r} = \vec{0}$, appelée région de référence, sera choisie nulle en fixant la phase globale du problème. Une première étape consiste à mesurer l'écran de phase $\phi_{ab}(\vec{r})$ au niveau de l'écran du DMD, sur chacune des régions considérées. Pour cela, nous formons l'image de l'espace distal (le plan focal image de la lentille de projection) sur l'écran d'une caméra avec un objectif de microscope¹ d'une ouverture numérique supérieure à celle de la lentille de projection. Nous allumons alors successivement les différentes régions du DMD, en gardant la région de référence allumée, et enregistrons les images formées sur la caméra (voir figure 3.8).

Soit $R(\vec{r})$ la fonction qui a pour valeur 1 sur la région de référence, et 0 partout ailleurs. La fonction qui représente la i -ième région du DMD centrée sur la position \vec{r}_i peut donc s'écrire $R(\vec{r} - \vec{r}_i)$. Lorsque la région i est allumée en même temps que la région de référence, le champ réfléchi par le DMD s'exprime:

$$E_r(\vec{r}) = E_0 e^{i\phi_{ab}(\vec{r})} (R(\vec{r}) + R(\vec{r} - \vec{r}_i)) \approx E_0 (R(\vec{r}) + R(\vec{r} - \vec{r}_i) e^{i\phi_{ab}(\vec{r}_i)}) \quad (3.28)$$

1. Thorlabs N40X-PF - 40X Nikon Plan Fluorite Imaging Objective, 0.75 NA, 0.66 mm WD

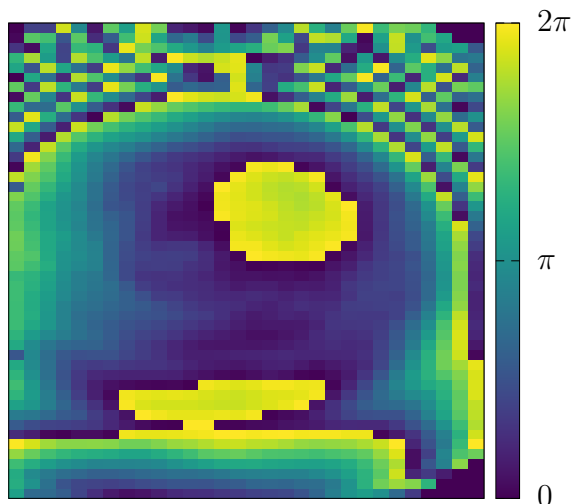


FIGURE 3.9. – L'écran de phase sur le DMD correspondant aux aberrations optique au centre de l'espace distal

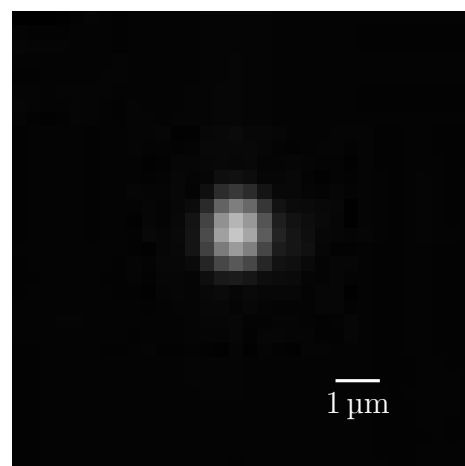


FIGURE 3.10. – Image de l'ordre corrigé. Un ajustement gaussien permet de mesurer un col de 1.0 μm.

Le champ dans l'espace distal est donné par la transformée de Fourier du champ réfléchi:

$$E_{\text{dist}}(\vec{\mathbf{q}}) = \tilde{E}_r(\vec{\mathbf{K}}) = \tilde{E}_r \left(G \frac{k}{f} (\vec{\mathbf{q}} + \vec{\mathbf{q}}_0) \right) \quad (3.29)$$

avec:

$$\tilde{E}_r(\vec{\mathbf{K}}) = E_0 \tilde{R}(\vec{\mathbf{K}}) + E_0 \tilde{R}(\vec{\mathbf{K}}) e^{i(\phi_{\text{ab}}(\vec{\mathbf{r}}_i) - \vec{\mathbf{K}} \cdot \vec{\mathbf{r}}_i)} \quad (3.30)$$

$$\Rightarrow |\tilde{E}_r(\vec{\mathbf{K}})|^2 = E_0^2 |\tilde{R}(\vec{\mathbf{K}})|^2 |1 + e^{i(\phi_{\text{ab}}(\vec{\mathbf{r}}_i) - \vec{\mathbf{K}} \cdot \vec{\mathbf{r}}_i)}|^2 \quad (3.31)$$

$$= 2E_0^2 |\tilde{R}(\vec{\mathbf{K}})|^2 (1 + \cos(\phi_{\text{ab}}(\vec{\mathbf{r}}_i) - \vec{\mathbf{K}} \cdot \vec{\mathbf{r}}_i)) \quad (3.32)$$

L'image en intensité mesurée par la caméra a donc pour expression:

$$I_{\text{dist}}(\vec{\mathbf{q}}) = |E_{\text{dist}}(\vec{\mathbf{q}})|^2 = \left| \tilde{E}_r \left(G \frac{k}{f} (\vec{\mathbf{q}} + \vec{\mathbf{q}}_0) \right) \right|^2 \quad (3.33)$$

La fonction $R(\vec{\mathbf{r}})$ représente une ouverture carrée et sa transformée de Fourier \tilde{R} est le produit de deux fonctions sinus cardinal, dont le pic principal est centré sur l'ordre 0 diffracté: $\vec{\mathbf{K}} = 0 \Leftrightarrow \vec{\mathbf{q}} = -\vec{\mathbf{q}}_0$. Cette figure de diffraction est modulée d'une oscillation harmonique dont le vecteur d'onde est $G \frac{k}{f} \vec{\mathbf{r}}_i$ (voir équation (3.32)). Il s'agit en réalité d'une expérience de trous d'Young, et nous observons les franges d'interférence formées à l'infini par la lumière issue des deux régions allumées (voir figure 3.8, à droite). La phase sur l'écran du DMD au niveau de la i -ième région $\phi_{\text{ab}}(\vec{\mathbf{r}}_i)$ est directement donnée par la phase des franges au centre de la figure de diffraction, à la position $\vec{\mathbf{q}} = -\vec{\mathbf{q}}_0$ dans l'espace distal, qui peut être extraite numériquement de l'image prise par la caméra.

Une fois cette étape répétée pour chaque région de l'écran, le front d'onde $\phi_{\text{ab}}(\vec{\mathbf{r}})$ est entièrement connu. Il peut alors être utilisé pour calculer un hologramme à afficher sur le DMD (voir équation (3.24)) qui corrige les aberrations optiques du système.

La figure 3.7 représente l'image obtenue dans l'espace distal pour un hologramme correspondant à une phase $\phi(\vec{\mathbf{r}}) = \phi_{\text{ab}}(\vec{\mathbf{r}}_i) + \vec{\mathbf{K}} \cdot \vec{\mathbf{r}}$, où une phase linéaire a été ajoutée pour séparer les ordres. Seul l'ordre 1 est correctement corrigé: l'ordre -1 par exemple est modulé par un écran de phase $-\phi(\vec{\mathbf{r}})$ et voit donc des aberrations amplifiées. En réalité, l'écran de phase qui représente les aberrations optiques n'est pas le même pour toutes les positions de l'espace distal: si nous mesurons $\phi_{\text{ab}}(\vec{\mathbf{r}}_i)$ comme précédemment, la correction des aberrations se détériore à mesure que le premier ordre diffracté s'éloigne de l'ordre 0, ce qui se traduit par une augmentation de sa taille et une diminution de son intensité. Pour une amplitude de déplacement de $200 \mu\text{m}$, cet effet est loin d'être négligeable, et nous avons dû utiliser un processus de caractérisation des aberrations un peu plus évolué.

La méthode est très semblable à celle décrite précédemment, la seule différence est que le motif affiché sur la région à mesurer, ainsi que sur la région de référence, est maintenant un réseau régulier de vecteur $\vec{\mathbf{K}}$. Dans l'espace distal, un ordre diffracté de la figure d'interférence centré sur la position $\vec{\mathbf{q}} = \frac{f}{Gk} \vec{\mathbf{K}}$ apparaît, ce qui permet de mesurer de la même manière que précédemment l'écran de phase représentant les aberrations pour la position $\vec{\mathbf{q}}$ dans l'espace distal: $\phi_{\text{ab},\vec{\mathbf{q}}}(\vec{\mathbf{r}})$. La figure 3.9 représente l'écran de phase $\phi_{\text{ab},\vec{\mathbf{0}}}$ correspondant au centre de l'espace distal, et la figure 3.10 est l'image du point focalisé dans l'espace distal à la position $\vec{\mathbf{q}} = \vec{\mathbf{0}}$, dont la demi-largeur à $1/e^2$ (col gaussien) est très proche de la limite imposée par la diffraction de $1.0 \mu\text{m}$ (voir annexe A.2). Pour notre expérience, il a suffi de mesurer 9 écrans de phases $\phi_{\text{ab},\vec{\mathbf{q}}_i}(\vec{\mathbf{r}})$ correspondants à des positions $\vec{\mathbf{q}}_i$ régulièrement disposées dans l'espace distal pour corriger de manière satisfaisante les aberrations sur toute la zone désirée. L'écran de phase considéré pour une certaine position $\vec{\mathbf{q}}$ dans l'espace distal est alors une interpolation linéaire des 9 écrans mesurés. Il est ensuite nécessaire d'en augmenter la résolution pour correspondre à celle du DMD, en utilisant une procédure détaillée dans l'annexe A.3.

Cette approche permet très facilement d'appliquer un écran de phase arbitraire au faisceau produit dans l'espace distal. Cela nous permet par exemple de déplacer le point focal dans la direction de l'axe optique en ajoutant une phase quadratique à l'écran affiché, ce qui sera utilisé pour former des images tridimensionnelles du nuage d'atomes (voir section 4.2.3). Il est dans ce cas nécessaire de caractériser les aberrations dans plusieurs plans transverses pour conserver une résolution maximale au sein du volume parcouru.

Ce dispositif nous permet d'imposer une modulation de phase arbitraire au faisceau injecté dans la fibre, ce qui peut être utilisé pour produire très facilement des distributions d'intensité lumineuse plus évoluées (voir figure 3.11). Nous avons ainsi pu former plusieurs faisceaux focalisés en superposant simplement différents hologrammes binaires, ou encore produire des faisceaux de Laguerre-Gauss en imposant un vortex de phase au niveau du DMD.

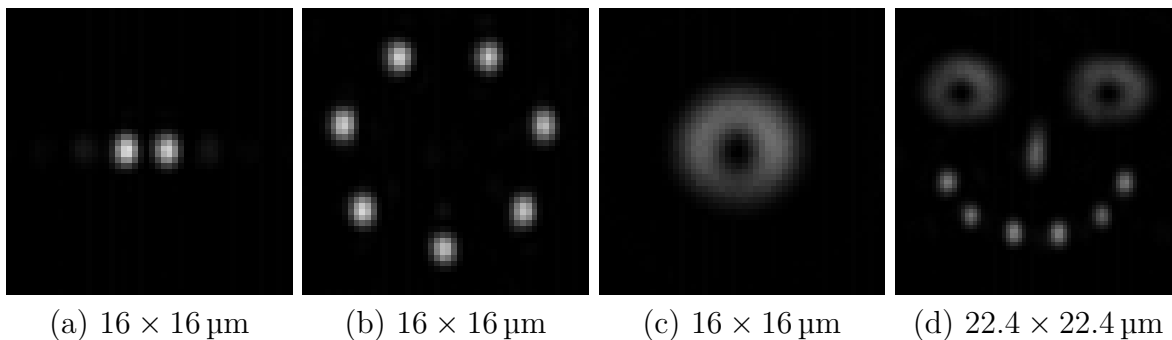


FIGURE 3.11. – Production de modes complexes à l'aide du DGME. (a,b) - Plusieurs faisceaux focalisés produits par une superposition d'hologrammes. (c) - Faisceau de Laguerre-Gauss généré par un vortex de phase sur le DMD. (d) - Superposition de faisceaux focalisés et de faisceaux de Laguerre-Gauss.

3.2.3. Caractérisation du dispositif

La mesure de la matrice de transmission de la fibre multimode doit être effectuée avant de pouvoir imager et manipuler les atomes et constitue une étape de préparation de l'expérience. Il est bien évidemment souhaitable de répéter cette étape le moins souvent possible, et nous avons pour cela apporté une attention particulière à la stabilité du système afin de limiter les variations dans le temps de la matrice de transmission. Sur notre système, la principale source de changement de la matrice K semble être les fluctuations thermiques, qui imposent de réitérer la mesure de la matrice de transmission toutes les semaines (voir section 3.4.2). Il a donc été nécessaire de concevoir un dispositif pouvant être aisément installé en face de la cellule en verre durant l'étape de mesure, puis retiré pendant la phase de manipulation d'atomes froids.

Pour cela, l'intégralité du système est installé sur un petit breadboard¹ (voir figure 3.12) et peut ainsi être déplacé d'un seul bloc, Ce qui permet également de le placer en face d'un objectif de microscope pour caractériser les aberrations optiques du système (voir section 3.2.2). Des butées mécaniques permettent de retrouver la position du breadboard en face de la fibre multimode avec une précision de l'ordre de $5\ \mu\text{m}$, ce qui est suffisant pour être correctement aligné sur l'axe de la fibre multimode. Les différents éléments optiques utilisés pendant la phase de manipulation des atomes sont installés sur un second breadboard identique, qui vient remplacer celui qui supporte le DMD une fois la matrice de transmission mesurée.

Le système semble très stable, et nous n'avons observé aucune dégradation de l'image formée dans l'espace distal après plusieurs mois. La correction des aberrations du système fonctionne très bien, et nous atteignons la limite théorique imposée par la diffraction que nous avons calculée (voir annexe A.2). Il nous permet ainsi de générer un faisceau gaussien de col $w = 1.1(1)\ \mu\text{m}$ à une position arbitraire dans une zone de $200 \times 200\ \mu\text{m}$, avec une très bonne précision sur la position (voir figure 3.13). Les variations d'intensité du faisceau généré sont inférieures à 10 % sur l'ensemble de la zone. La fréquence maximale

1. $150 \times 300\ \text{mm}$ Thorlabs MB1530F/M



FIGURE 3.12. – Photographie du dispositif de génération des modes d'entrée (DGME)

d'affichage du DMD est en très élevée (4 kHz [87]), et nous sommes en pratique limité par la vitesse de transfert des images depuis l'ordinateur vers la carte de contrôle du DMD. Nous nous servons en effet pour cela du standard HDMI de transmission de flux vidéo qui fonctionne à la fréquence d'affichage de la carte graphique, soit 60 Hz dans notre cas. Pour mesurer la matrice de transmission, il est également nécessaire de synchroniser l'affichage sur le DMD avec la capture d'image de la caméra qui mesure le champ proximal issu de la fibre, ce qui impose un délai supplémentaire et abaisse la fréquence d'utilisation à 20 Hz.

La technique de génération des modes d'entrée avec un DMD ne nous permet toutefois pas d'accéder facilement à la relation de phase entre deux modes différents: cela revient à considérer une base d'entrée modulée par un écran de phase aléatoire et inconnu. Ce n'est pas vraiment une limitation pour des applications d'imagerie en intensité, seul le module du champ étant alors pris en considération.

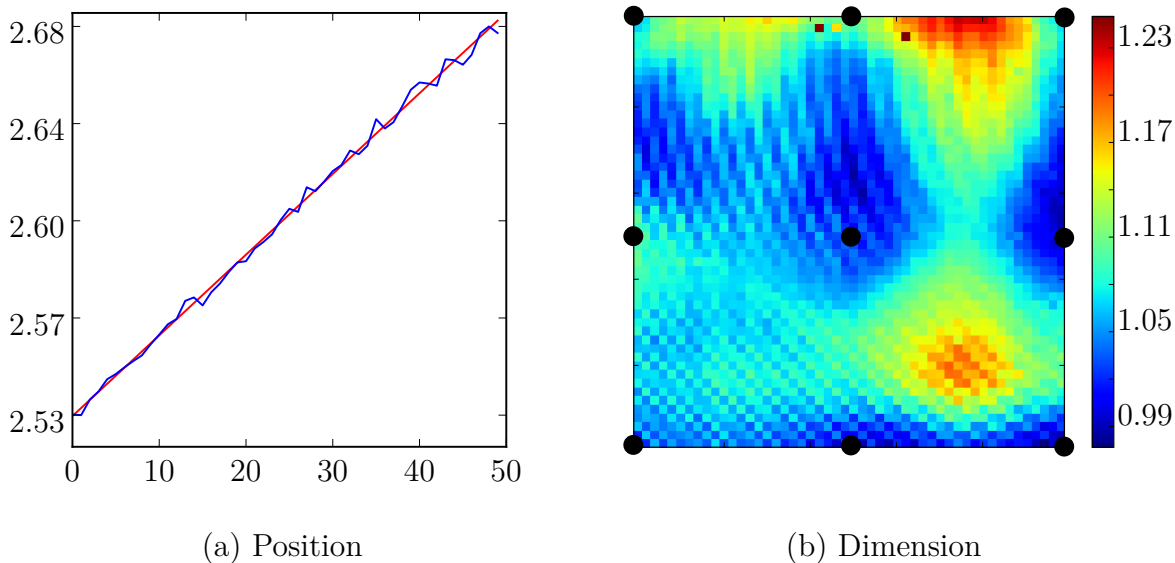


FIGURE 3.13. – (a): Position du point focalisé dans l'espace distal (en μm) en fonction du vecteur d'onde du réseau affiché sur le DMD, qui démontre une précision très largement sub-micrométrique. (b): Dimension du faisceau en fonction de la position dans l'espace distal (en μm), sur une région de $200 \times 200 \mu\text{m}$. Les ronds noirs représentent les positions où sont mesurées les aberrations optiques.

3.3. Mesure du champ proximal

Maintenant que nous avons vu comment exciter les modes de propagations d'une base de l'espace distal (voir section 3.2), il est théoriquement très simple de mesurer la matrice de transmission du système. Il suffit d'injecter successivement dans le système les vecteurs de base $\vec{\mathbf{d}}_i$ et de mesurer le champ proximal $\vec{\mathbf{K}}_i = \mathbf{K} \vec{\mathbf{d}}_i$ issue de la fibre, qui donne directement la i -ième colonne de la matrice de transmission.

La mesure d'un champ complexe n'est toutefois pas si évidente expérimentalement, et un très grand nombre de techniques ont été développées dans ce but. Chacune présente ses avantages et ses limitations propres, et le choix de la méthode à utiliser dépend entièrement de l'application visée. Plusieurs ont ainsi été mises en œuvre dans notre expérience pour différentes applications, et chacune présente ses intérêts et ses contraintes propres. Nous allons maintenant présenter celles que nous avons étudiées, sans prétendre dresser un inventaire exhaustif des approches existantes. En particulier, nous ne mentionnerons pas les dispositifs dédiés comme les analyseurs de front d'onde de Shack-Hartmann par exemple.

3.3.1. Interférométrie à décalage de phase

La réalisation expérimentale d'un dispositif de mesure de front d'onde par interférométrie à décalage de phase a déjà été décrite en détail dans la section 2.2.2. Son principe

repose sur la mesure de plusieurs (au moins trois) figure d'interférence entre le faisceau à mesurer et un faisceau de référence dont le front d'onde est plat, chacune de ces figures correspondant à un décalage connu de la phase globale du faisceau de référence. Cela permet de calculer directement le champ complexe du faisceau à mesurer sur chaque pixel de la caméra, et d'en reconstituer le front d'onde. Il s'agit d'une des méthodes les plus utilisées, de part sa simplicité tant théorique qu'expérimentale, et parce qu'elle permet une mesure presque absolue du champ (la seule inconnue est une phase globale, qui correspond à la longueur des bras de l'interféromètre). Elle présente également l'avantage de proposer une mesure indépendante du champ sur chaque pixel, et permet donc de reconstruire une image du front d'onde qui a la même résolution que la caméra utilisée.

Sa principale limitation, du moins dans le cadre de notre expérience, réside dans le fait qu'elle nécessite la prise de plusieurs images avec la caméra. Tout d'abord, cela allonge d'autant (c'est-à-dire d'au moins un facteur trois) le temps nécessaire pour mesurer un front d'onde. Pour réaliser le réseau mobile, nous n'avons besoin de caractériser qu'un seul mode du champ et la durée de mesure est très faible. En revanche, la matrice de transmission utilisée pour former des images des atomes est typiquement constituée de 10^4 colonnes et multiplier par trois le temps mis à la mesurer est loin d'être négligeable. Devoir prendre plusieurs images pour mesurer un écran de phase est en outre particulièrement problématique lorsqu'il s'agit d'observer des atomes froids. En effet, cela interdit d'utiliser les méthodes de mesures dites "destructives", le nuage d'atomes devant être conservé suffisamment longtemps pour prendre les différentes images. En particulier, l'imagerie par absorption (voir section 1.2.3) est complètement incompatible avec l'interférométrie à décalage de phase.

La construction d'un interféromètre peut se révéler délicate dans certains contextes expérimentaux, et la stabilité de tels dispositifs laisse souvent à désirer. Pour ces raisons, une variante de l'interférométrie à décalage de phase est régulièrement utilisée (voir [64] par exemple), dite à référence interne. Le faisceau de référence qui permet de mesurer le champ à la sortie est alors injecté dans le milieu diffusant en même temps que le mode sondé. Par exemple, si les modes d'entrée (l'espace distal dans notre expérience) sont contrôlés à l'aide d'un SLM, il est possible d'utiliser une région de celui-ci comme référence (cette zone étant exclue de l'espace d'entrée considéré). Le faisceau de sonde qui parcourt la base des modes distaux et le faisceau de référence ont ainsi des trajets optiques extrêmement proches, ce qui leur confère naturellement une très grande stabilité de phase.

Cette méthode ne permet toutefois pas de mesurer complètement un écran de phase, mais simplement sa valeur relative à un champ de référence inconnue. Cela signifie que nous n'avons pas accès à la matrice de transmission K mais simplement à sa valeur modulée par un champ de référence inconnue: $K R$, où $R_{ij} = \delta_{ij} E_{\text{ref},i}$ est une matrice diagonale qui représente le champ de référence. Ce n'est pas un problème pour des applications d'imagerie, à condition que le même champ de référence soit utilisé pour la caractérisation et pour la mesure. Il est cependant impossible de réaliser une conjugaison de phase avec cette technique, que nous n'aurions pas pu utiliser pour caractériser le mode du réseau mobile par exemple (voir chapitre 2). Dans le cadre d'une expérience d'atomes froids, qui se déroule dans un laboratoire d'optique, construire un interférom-

mètre suffisamment stable ne représente pas un défi technique. Cela n'est certainement pas vrai pour toutes les applications envisagées de l'imagerie en milieu complexe, mais la méthode d'interférométrie à référence interne ne nous a pas semblé très intéressante dans ce contexte.

3.3.2. Holographie hors axe

Le champ issu d'une fibre optique multimode, comme de n'importe quel milieu complexe, est très compliqué et peut être considéré comme aléatoire. Cela ne signifie par pour autant qu'il est dénué de toute forme de structure: en particulier, la limite de diffraction impose une dimension minimum des motifs du champ. Ainsi, si l'on mesure le champ avec une très grande résolution, le front d'onde obtenue est **continue**, c'est-à-dire que les valeurs du champ mesurées par deux pixels voisins sont très proches. Plus formellement, une ouverture numérique limitée correspond à un angle d'incidence maximal, et donc une valeur maximale du vecteur d'onde transverse $K_{\max} = k \sin(\theta_{\max}) = k\text{NA}$. La transformée de Fourier spatiale du champ à mesurer E_{mes} est alors contenue dans un disque de rayon K_{\max} , et celle de son module carré $|E_{\text{mes}}|^2$ dans un disque de rayon $2K_{\max}$.

Nous allons maintenant pouvoir décrire la méthode d'holographie hors axe qui est elle aussi une méthode interférométrique dont la spécificité réside dans le fait que le faisceau de référence est superposé au faisceau mesuré avec un angle, correspondant à un vecteur transverse $\vec{\mathbf{K}}_{\text{ref}}$. L'intensité mesurée par la caméra est:

$$I(\vec{\mathbf{r}}) = \left| E_{\text{mes}}(\vec{\mathbf{r}}) + E_{\text{ref}} e^{i\vec{\mathbf{K}}_{\text{ref}} \cdot \vec{\mathbf{r}}} \right|^2 \quad (3.34)$$

$$= |E_{\text{mes}}|^2(\vec{\mathbf{r}}) + |E_{\text{ref}}|^2 + 2 \text{Re} \left\{ E_{\text{ref}} E_{\text{mes}}^*(\vec{\mathbf{r}}) e^{i\vec{\mathbf{K}}_{\text{ref}} \cdot \vec{\mathbf{r}}} \right\} \quad (3.35)$$

dont la transformée de Fourier (notée \mathcal{F}) s'écrit:

$$\begin{aligned} \tilde{I}(\vec{\mathbf{K}}) &= \mathcal{F} \left[|E_{\text{mes}}|^2(\vec{\mathbf{r}}) \right] + |E_{\text{ref}}|^2 \delta(\vec{\mathbf{K}}) && \text{ordre 0} \\ &+ \mathcal{F} \left[E_{\text{ref}} E_{\text{mes}}^*(\vec{\mathbf{r}}) \right] * \delta(\vec{\mathbf{K}} - \vec{\mathbf{K}}_{\text{ref}}) && \text{ordre +1} \\ &+ \mathcal{F} \left[E_{\text{ref}}^* E_{\text{mes}}(\vec{\mathbf{r}}) \right] * \delta(\vec{\mathbf{K}} + \vec{\mathbf{K}}_{\text{ref}}) && \text{ordre -1} \end{aligned} \quad (3.36)$$

ou δ est la fonction delta de Dirac et $*$ représente le produit de convolution. Si la norme du vecteur transverse du faisceau de référence est supérieur à $3K_{\max}$, il est ainsi possible de séparer les différents ordres de l'équation (3.36). Nous calculons donc numériquement la transformée de Fourier de l'intensité mesurée par la caméra, avant d'isoler et de recentrer l'ordre -1 de l'image obtenue (voir figure 3.14). Il suffit alors d'en prendre la transformée de Fourier inverse pour reconstituer le champ complexe E_{mes} , à un facteur constant E_{ref}^* près. Cette technique présente l'avantage considérable de permettre la mesure d'un champ complexe à partir d'une **seule** image en intensité, et c'est pour cette raison que nous l'avons utilisée pour le système d'imagerie décrit à la section 3.4 qui nous permet d'effectuer des mesures destructives des atomes, par absorption.

Cet avantage est obtenu au détriment de la résolution spatiale du système de mesure: les grains de speckle doivent être plus grands que les franges d'interférence, qui doivent

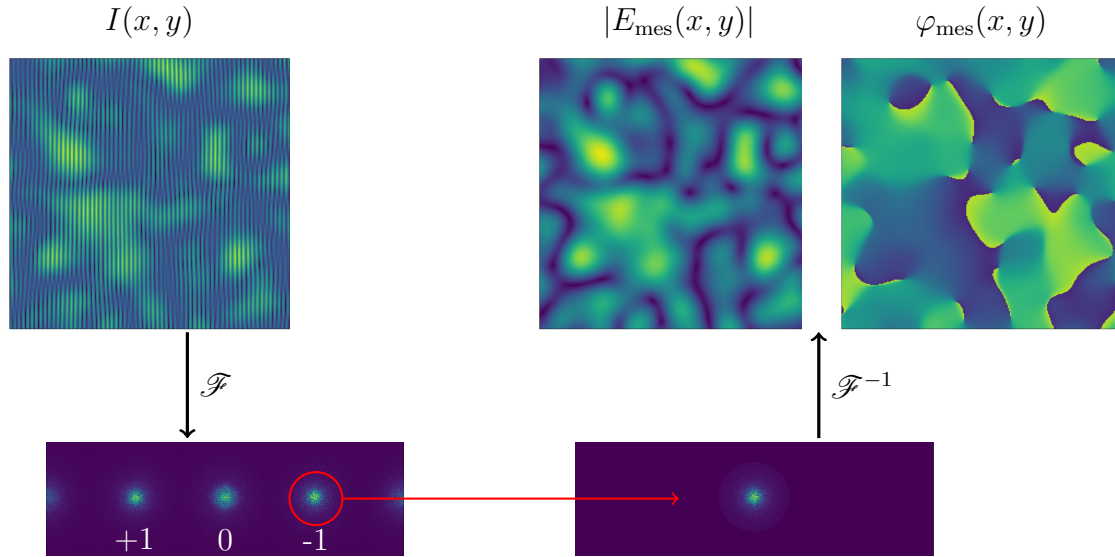


FIGURE 3.14. – Principe de l’holographie hors axe. On récupère le premier ordre de la transformée de Fourier de la figure d’interférence entre le faisceau de référence et le faisceau à mesurer. On obtient alors le champ recherché par transformée de Fourier inverse.

elles-mêmes être résolues par la caméra. Plus précisément, la condition nécessaire pour pouvoir séparer les différents ordres s’écrit : $\|\vec{\mathbf{K}}_{\text{ref}}\| \geq 3K_{\text{max}}$. Si l’on considère un vecteur $\vec{\mathbf{K}}_{\text{ref}}$ dirigé selon l’axe x de la caméra, la condition de Shannon impose pour résoudre toute l’image :

$$\|\vec{\mathbf{K}}_{\text{ref}}\| + K_{\text{max}} \leq K_{\text{Shannon}} = \frac{\pi}{p_x} \quad (3.37)$$

ou p_x est la distance entre deux pixels voisins de la caméra selon l’axe x . On en déduit la condition sur la taille caractéristique des grains de speckle r_{speckle} :

$$4K_{\text{max}} \leq K_{\text{Shannon}} \Rightarrow r_{\text{speckle}} \geq 8p_x \quad (3.38)$$

Il est possible d’abaisser légèrement cette limite en choisissant un vecteur $\vec{\mathbf{K}}_{\text{ref}}$ différent, l’optimum dépendant de la géométrie de l’écran de la caméra. Par exemple, en considérant une surface sensible carrée (même nombres et tailles des pixels selon les axes x et y), l’équation (3.38) devient $r_{\text{speckle}} \geq (3\sqrt{2} + 2)p_x \approx 6.2p_x$. La baisse de résolution est la raison principale pour laquelle nous avons préféré utiliser la technique d’interférométrie à décalage de phase lorsque c’était possible, pour caractériser le mode des faisceaux du réseau mobile par exemple.

3.3.3. Approches non interférométriques

Plusieurs méthodes rencontrées dans la littérature proposent de s’affranchir complètement de mesure de champ complexe, et de se contenter d’image en intensité. Bien

que ces techniques n'aient finalement pas été utilisées sur notre expérience, nous allons maintenant présenter brièvement deux de ces approches, l'une basée sur un algorithme de récupération de phase (phase retrieval) qui permet de reconstituer la matrice de transmission à partir de mesure d'intensité, et l'autre utilisant un réseau de neurones artificiels pour mimer la propagation dans la fibre.

Récupération de phase

L'objectif est ici de reconstituer la matrice de transmission complexe K à partir de mesures d'intensité, c'est-à-dire de couple d'entrée/sortie du système: $(\vec{d}_i, \vec{p}_i = |K \vec{d}_i|)$, ce qui n'est bien évidemment possible que si le nombre de mesures effectuées est plus important que la dimension de l'espace d'entrée considéré. Il a été démontré [90] que ce problème est équivalent à celui bien connu de la récupération de phase, qui consiste à reconstituer la phase d'un vecteur complexe \vec{x} en connaissant la matrice complexe M et le vecteur réel:

$$\vec{y} = |M\vec{x}| \quad (3.39)$$

De nombreux algorithmes ont été proposés pour répondre à ce problème considéré comme difficile, la plupart du temps sous forme d'optimisation itérative, qui sont assez performants pour avoir pu être utilisés à des fins d'imagerie en milieu complexe [90]. Nous avons implémenté et testé sur notre système l'algorithme d'espérance-maximisation bayésien variationnel (VBEM) décrit dans [91] et utilisé par les auteurs de [90], et nous avons ainsi réussi à reconstituer des images à travers la fibre à partir de mesures d'intensité. Le système réalisé présente l'avantage indéniable d'être très simple et robuste, mais nous avons toutefois préféré utiliser d'autres méthodes (interférométrie à décalage de phase et holographie hors axe) pour plusieurs raisons. Premièrement, l'opération de récupération de phase est beaucoup plus complexe qu'une simple multiplication matricielle, et le temps de calcul nécessaire pour reconstituer une image est bien plus important qu'avec une mesure directe du champ complexe. Ensuite, il faut effectuer environ cinq mesures pour caractériser correctement un seul mode d'entrée: les auteurs de [90] enregistrent par exemple 6000 images d'intensité pour décrire la propagation de 900 modes d'entrée. Il faut donc cinq fois plus de temps pour mesurer une matrice de transmission complète qu'avec une technique interférométrique. Enfin, cette technique ne permet pas de déterminer la relation de phase entre deux modes de sorties (deux pixels différents de la caméra). Comme avec la technique de référence interne, elle ne permet de mesurer le front d'onde qu'à un écran de phase inconnu près, et ne peut pas être utilisée pour réaliser un dispositif de conjugaison de phase.

L'utilisation d'algorithme de récupération de phase à des fins d'imagerie en milieu complexe permet ainsi de s'affranchir d'un grand nombre de difficultés expérimentales, en particulier pour des applications pour lesquelles la construction d'un interféromètre est délicate. Lorsque ce n'est pas le cas, par exemple pour une expérience d'atomes froids installée sur une table optique, les méthodes de mesure directe du champ par interférométrie restent bien plus performantes, et nous les avons pour cela préférées.

Réseaux de neurones

Les réseaux de neurones artificiels forment une famille d'algorithmes dont les performances ont connu un récent développement spectaculaire, et qui permettent d'apprendre à modéliser une certaine fonction de transfert à partir d'un grand nombre de couples entrée/sortie. Il s'agit précisément du problème posé ici: nous cherchons à modéliser la propagation dans un système inconnu et complexe, au prix d'une phase d'apprentissage (mesure de la matrice dans notre cas) qui consiste à observer les sorties du système correspondant à des entrées connues.

Un avantage majeur de cette approche est qu'elle peut être utilisée pour décrire des systèmes non linéaires, contrairement au formalisme de la matrice de transmission et aux méthodes de récupération de phase. Il reste cependant indispensable que le système modélisé soit invariant temporellement, une étape d'apprentissage préalable étant nécessaire. La transmission d'images à travers une fibre multimode à l'aide de ces techniques a été réalisée expérimentalement (voir [92]), et présente l'avantage, au même titre que la méthode de récupération de phase, de s'affranchir complètement des montages interférométriques.

Cela nécessite cependant un très grand nombre de mesures: les auteurs de [92] en prennent par exemple 10000 pour entraîner un algorithme modélisant la propagation dans une fibre supportant environ 4500 modes. De plus, un réseau de neurones ne permet en aucun cas d'extraire des informations utilisables sur le système modélisé: il n'est en particulier absolument pas possible d'inverser la transformation décrite, ce qui empêche un certain nombre d'applications permises par une mesure de matrice de transmission.

3.3.4. Application aux atomes froids

L'expérience que nous avons construite offre une très bonne illustration du fait que les différentes méthodes de mesure de front d'ondes qui existent présentent des caractéristiques distinctes, et ne sont pas adaptées aux mêmes situations. Comme nous l'avons montré à la section 3.1.3, l'efficacité d'un dispositif de conjugaison de phase est directement limité par la fraction de la puissance sortante qui est mesurée (équation (3.19)). Il est alors important de caractériser l'intégralité du front d'onde émis par la fibre, ce qui est difficile à concilier avec la limite imposée par l'holographie hors axe (équation (3.38)) et la résolution des caméras dont nous disposons. Pour cette raison, il est préférable d'utiliser une mesure par interférométrie à décalage de phase, comme c'est le cas pour la formation du réseau mobile qui permet de transporter les atomes en direction de la MMF (voir chapitre 2).

Observer des atomes froids à travers la fibre multimode est un problème un peu plus subtile. Il existe deux méthodes principales pour former l'image d'un nuage d'atomes froids: l'imagerie par absorption qui consiste à mesurer l'ombre laissée par les atomes dans un faisceau cohérent (voir section 1.2.3), et l'imagerie par fluorescence pour laquelle les photons émis spontanément par les atomes en se désexcitant sont collectés. La première approche permet de former une image cohérente du nuage, et c'est pour cela la plus simple à mettre en œuvre à travers la fibre multimode. Les atomes sont

toutefois expulsés très vite du piège, et il n'est possible d'en prendre qu'une seule image: la méthode est dite destructive. Il est donc impératif de choisir une technique de mesure de champ qui ne nécessite de prendre qu'une seule image avec la caméra, et nous avons opté pour la méthode d'holographie hors axe. La technique d'imagerie décrite à la section 3.1.4 impose que la dimension de l'espace proximal soit au moins aussi grande que celle de l'espace distal, mais il n'est pas besoin de mesurer l'intégralité du champ émis par la fibre. Dans notre cas, l'espace distal a typiquement une dimension égale à $100 \times 100 = 10^4$ bien inférieur au nombre totale de modes se propageant dans la fibre, de l'ordre de 8×10^4 . Il est ainsi possible de compenser la perte de résolution due à l'holographie hors axe en caractérisant une zone restreinte du champ sortant de la fibre.

La deuxième approche consiste à mesurer le champ émis par fluorescence par les atomes. La lumière est alors dite **incohérente**, ce qui signifie en réalité que le front d'onde produit varie beaucoup trop vite pour pouvoir être accessible à la mesure. Si l'on regarde avec une caméra la lumière issue d'une fibre multimode injectée par une source incohérente, ce n'est pas une image de speckle que l'on obtient mais un éclaircissement à peu près uniforme. Il s'agit en réalité d'un grand nombre d'images de speckle moyennées dans le temps par le capteur de la caméra, qui correspondent aux différents fronts d'onde émis pendant la durée d'intégration. Toute l'information concernant l'objet ayant émis la lumière a été moyennée et ne peut plus être reconstruite: aucune des techniques décrites précédemment, qui reposent toutes sur une mesure avec une caméra du champ de sortie de la fibre, ne peut servir à reformer l'image d'un objet incohérent.

Une solution est toutefois possible: l'inversion analogique de la matrice de transmission par un SLM. On ne cherche plus à reconstituer numériquement le champ distal (des atomes) à partir d'une mesure du champ proximal (issu de la fibre), mais à reformer une image optique de l'espace distal en inversant la transformation appliquée par la MMF. Un modulateur spatial de lumière permet d'agir indépendamment sur chacun de ses pixel, c'est-à-dire sur chaque mode de sortie du système considéré. Dans le formalisme de la matrice de transmission, un SLM correspond à une matrice diagonale dont nous contrôlons les coefficients. La matrice de transmission de la fibre multimode n'ayant aucune raison d'être diagonale, son inverse ne l'est pas non plus, et il est formellement impossible de réellement inverser la transformation introduite par la fibre en se servant d'un SLM. Il est tout de même possible de reformer une image imparfaite de l'espace distal en superposant plusieurs écrans de phase sur le SLM. Le rapport signal à bruit de la reconstruction est toutefois inversement proportionnel au nombre de modes contrôlé, c'est-à-dire le nombre de pixels de l'image obtenue, ce qui rend cette approche peu intéressante en pratique. La solution couramment employée est de former l'image séquentiellement, pixel par pixel, et nous discuterons de sa mise en œuvre expérimentale à la section 4.3. Cette technique impose de répéter l'expérience pour chaque pixel de l'image formée, ce qui conduit à des durées d'acquisition beaucoup plus importantes qu'avec une méthode d'inversion numérique qui permet de reformer une image complète en une seule mesure.

3.4. Mise en œuvre

La stratégie d'imagerie présentée à la section 3.1.4 dont nous allons maintenant décrire la réalisation expérimentale nécessite de connaître la matrice de transmission du système. Celle-ci est mesurée colonne par colonne: chacun des modes d'entrée du système est injecté successivement à l'aide du DGME décrit à la section 3.2, et nous mesurons le champ proximal correspondant par la méthode d'holographie hors axe (voir section 3.3.2). Une fois la matrice de transmission connue, nous pouvons calculer l'opérateur de reconstruction introduit à la section 3.1.4 qui permet de déduire d'une mesure de la figure de speckle issue de la fibre multimode l'image de l'espace distal situé de l'autre côté.

Nous allons discuter de la mise en œuvre de cette technique: nous décrirons tout d'abord le montage construit dans ce but du côté proximal de l'expérience, avant de détailler l'opération de caractérisation de la MMF par la mesure de sa matrice de transmission. Nous présenterons enfin le protocole d'imagerie à travers la fibre multimode, et les premières images reconstituées du nuage d'atomes.

3.4.1. Système optique

Au cours d'un cycle expérimental, il est à la fois nécessaire de piéger et d'imager les atomes. Pour cela, la fibre multimode est simultanément parcourue par de la lumière de piégeage à 800 nm, et de la lumière d'imagerie accordée avec une transition atomique à 780 nm. Ces deux faisceaux sont alors séparés à la sortie de la MMF pour envoyer le faisceau du réseau mobile vers le dispositif de conjugaison de phase et la lumière d'imagerie sur une caméra pour en mesurer le champ. Le montage optique que nous avons construit est représenté sur la figure 3.15. La fibre optique multimode utilisée pour cette expérience possède une ouverture numérique de 0.5 et la lumière qui en sort est donc très divergente, formant un cône dont l'angle au sommet est d'environ 30°. Pour cette raison, le premier élément optique à la sortie de la MMF est une lentille de courte focale qui forme l'image de l'extrémité de la fibre à l'infini, ce qui permet de collimater le faisceau. Cette lentille peut en pratique être considérée comme une partie du système optique complexe décrit par la matrice de transmission au même titre que la MMF, ce qui permet de s'affranchir des aberrations optiques qu'elle introduit: son seul rôle est de limiter la divergence du faisceau, et la fidélité de l'image qu'elle produit n'a aucune importance. Pour cette raison, nous avons utilisé une lentille moulée de faible focale,¹ peu coûteuse, placée très près de l'écrou Swagelok de la traversée à vide de la fibre. Les faisceaux de piégeage et d'imagerie passent tous les deux par cette lentille avant d'être séparés par un filtre dichroïque interférentiel sur lequel la lumière de piégeage à 800 nm est réfléchiée pour être envoyée en direction du dispositif de conjugaison de phase décrit à la section 2.2 (voir figure 2.9). Le faisceau d'imagerie à 780 nm, transmis à travers le filtre, est quant à lui superposé à un faisceau de référence légèrement incliné dont le front d'onde est plat (faisceau gaussien collimaté), avant d'être envoyé sur une caméra; Nous pouvons alors déduire le champ issu de la fibre de la figure d'interférence obtenue

1. ACL12708U-B: Thorlabs Aspheric Condenser Lens \varnothing 12.7 mm, $f = 8$ mm

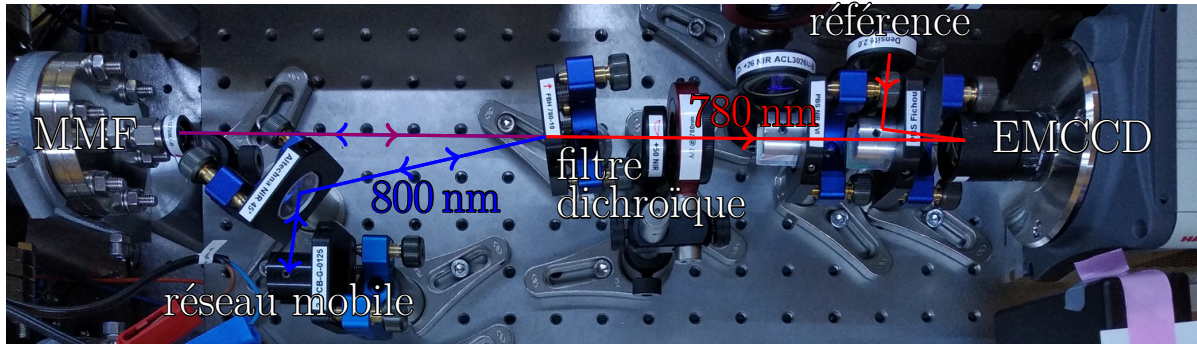


FIGURE 3.15. – Photographie de la partie proximale du dispositif d'imagerie. Le faisceau de piège dipolaire est représenté en bleu, et le faisceau d'imagerie en rouge.

par la méthode d'holographie hors axe décrite à la section 3.3.2.

Cette technique d'imagerie présente le désavantage majeur de diluer le signal, c'est-à-dire de répartir la puissance lumineuse parmi un grand nombre de modes de propagations. Plus concrètement, la sonde d'imagerie envoyée sur les atomes dans la cellule (côté distal) est un faisceau gaussien dont la largeur de col est d'environ $20\ \mu\text{m}$, tandis qu'après propagation dans la fibre le mode de sortie occupe toute la surface du cœur, de $200\ \mu\text{m}$ de diamètre. Cela conduit à une intensité lumineuse incidente sur la caméra beaucoup plus faible qu'avec un système d'imagerie classique (en espace libre), et nous avons dû utiliser une caméra EMCCD amplifiée à faible bruit quantique¹, alors qu'un détecteur standard (CCD ou CMOS par exemple) est largement suffisant pour une imagerie directe. La dimension de l'image formée sur la caméra est ajustée empiriquement pour satisfaire la condition imposée par la méthode d'holographie hors axe, c'est-à-dire pour pouvoir correctement séparer les différents ordres de la transformée de Fourier de la figure d'interférence entre le faisceau d'imagerie et la référence (voir section 3.3.2). Cette condition s'écrit $r_{\text{speckle}} \approx 6.5p_x$, avec r_{speckle} la dimension caractéristique des grains de speckle sur la caméra, et p_x la taille des pixels de la caméra soit $16\ \mu\text{m}$ dans notre cas. L'image du cœur de la MMF de $200\ \mu\text{m}$ de diamètre mesure alors environ $21\ \text{mm}$ au niveau du capteur de la caméra, ce qui est plus grand que le capteur lui-même de $8.19 \times 8.19\ \text{mm}$: nous ne mesurons qu'une partie du champ émis par la fibre, ce qui ne pose pas de problème pour des applications d'imagerie (voir section 3.1.4).

3.4.2. Caractérisation de la fibre multimode

Avant de pouvoir reconstituer l'image des atomes, il est maintenant nécessaire de mesurer la matrice de transmission du système, définie au chapitre 3, qui établit le lien entre le champ qui entre dans la fibre et celui qui en sort. Nous utilisons pour cela le dispositif de génération des modes d'entrée (DGME) décrit à la section 3.2: l'espace d'entrée est donc une grille de faisceaux approximativement gaussiens d'environ $1\ \mu\text{m}$ de largeur. Afin de former directement l'image des atomes, le plan de l'espace d'entrée est

1. C9100-23B: Hamamatsu ImagEM X2, résolution: 512×512 pixels de $16 \times 16\ \mu\text{m}$

placé au centre du nuage (après transport), à environ $200\ \mu\text{m}$ de l'extrémité distale de la MMF. Bien que nous soyons capables de parcourir une zone transverse de $200 \times 200\ \mu\text{m}$, le nuage d'atomes possède une dimension bien inférieure et il n'est pas intéressant pour nous de prendre des images aussi grandes. De plus, nous avons besoin d'effectuer une inversion matricielle pour reformer les images (voir section 3.1.4), et le temps nécessaire à cette étape augmente rapidement avec le nombre de modes d'entrée considérés. Cela allonge également l'étape de multiplication matricielle qui permet de reconstruire une image, ce qui limite le taux de répétition de l'expérience pour des dimensions trop élevées. Nous avons donc choisis un espace distal plus petit, de $100 \times 100\ \mu\text{m}$ avec un espacement entre les modes de $1\ \mu\text{m}$, qui possède donc une dimension de 10^4 .

Les modes de sortie correspondent aux pixels de la caméra, et l'amplitude du champ dans chacun d'entre eux est directement donnée par la valeur obtenue avec la méthode d'holographie hors axe. Afin de limiter le temps de calcul nécessaire, il faut également sélectionner certains modes de sortie pour réduire la dimension de la matrice de transmission. Le nombre de modes choisis et la méthode de sélection ont été déterminés empiriquement pour maximiser la qualité de l'image reconstruite, et nous avons observé de manière fortuite qu'il est possible de reconstituer des images de l'espace distal en choisissant une dimension de l'espace de sortie bien inférieure à celle de l'espace d'entrée: il nous a ainsi été possible de reformer une image de 100×100 pixels, soit 10^4 modes, à partir de la mesure de seulement 100 modes de sortie. L'image que nous obtenons reste fortement corrélée à celle attendue, mais est néanmoins beaucoup plus bruitée que lorsque plus de modes de sortie sont pris en compte, ce qui peut être vu comme un analogue du filtrage d'une image dans le plan de Fourier d'une lentille: la suppression de certains modes de sortie, comme de certaines composantes spectrales, résulte en une détérioration globale de l'image sans en altérer la structure. Nous avons en général considéré une matrice de transmission carrée de dimension $10^4 \times 10^4$ qui offre un bon compromis entre la qualité de l'image formée et le temps de calcul nécessaire. Nous avons choisi les modes de sortie de manière à maximiser l'intensité mesurée en moyenne sur l'ensemble des modes d'entrée, ce qui permet de réduire l'impact du bruit de mesure. La fréquence de mesure est limitée à 20 Hz par la synchronisation entre le DGME et la caméra EMCCD, et la caractérisation des 10^4 colonnes de la matrice de transmission nécessite alors 500 s soit un peu plus 8 min, suivie d'environ 2 min d'inversion matricielle pour calculer l'opérateur de reconstruction W (voir section 3.1.4).

Tout changement des conditions expérimentales a pour effet de modifier la propagation de la lumière dans la fibre, et donc les coefficients de sa matrice de transmission. En particulier, l'allumage ou l'extinction des distributeurs d'atomes, placés juste sous la MMF et chauffés à environ $500\ \text{°C}$, provoquent une modification substantielle de la matrice de transmission qui doit être à nouveau mesurée. Après environ 2 h dans un état (distributeurs allumés ou éteints), le système atteint un état stationnaire et nous n'observons plus d'effet décelable des distributeurs sur la MMF. Les fluctuations de température dans le laboratoire représentent alors la principale source de modification de la matrice de transmission, et nous avons tout d'abord amélioré l'isolation thermique de la pièce en condamnant les fenêtres ce qui a permis de réduire considérablement l'amplitude des variations de température. Nous avons également essayé d'asservir la température

de l'enceinte à vide à l'aide d'un régulateur PID numérique implémenté sur une carte Arduino, ce qui n'a pas eu d'effet notable. Une étude plus détaillée des sources de changement de la matrice de transmission nous a permis de comprendre pourquoi: un des termes prépondérant est en effet le déplacement de la MMF par rapport aux systèmes optiques distal et proximal. Si ces deux systèmes sont installés sur des breadboards supportés par des pieds en acier, l'enceinte est quant à elle maintenue par des supports en aluminium qui possèdent un coefficient d'expansion thermique assez différent de celui de l'acier¹. Lorsque la température de la pièce change, l'enceinte à vide se déplace par rapport aux breadboards ce qui se traduit par une modification de la matrice de transmission. Pour s'affranchir de cet effet, il aurait été nécessaire d'asservir la température de tout le système (c'est-à-dire toute la table optique) et non seulement de l'enceinte, ce qui est difficilement réalisable dans notre cas.

Lorsque les distributeurs d'atomes restent allumés une caractérisation de la fibre est utilisable pendant une durée de 1 à 2 semaines, et nous avons donc décidé de couper les distributeurs d'atomes pendant le weekend et les rallumer en début de semaine, la matrice de transmission étant mesurée tous les lundi matins. L'étape de caractérisation consiste à installer le breadboard de mesure sur lequel est installé le DMD (voir section 3.2.3) face à l'extrémité distale de la MMF, puis à mesurer la matrice de transmission d'imagerie, à 780 nm. Nous remplaçons ensuite ce breadboard par celui qui supporte les optiques qui forment le bras distal du réseau mobile, et mesurons le champ généré par ce faisceau du côté proximal ce qui permet de produire son faisceau contra-propageant (voir section 2.2). L'expérience à proprement parler peut maintenant fonctionner.

3.4.3. Images d'un nuage d'atomes

Une fois la caractérisation du système effectuée, il nous est possible de transporter un petit nuage d'atomes froids à proximité de la fibre multimode et d'en prendre une image à travers celle-ci. Le protocole expérimental mis en œuvre a déjà été décrit en grande partie aux sections 1.2.3 et 2.3.2: la première étape consiste à charger le MOT à partir de la vapeur thermique de ^{87}Rb ambiante pendant 500 ms, suivie d'une étape de mélasses optiques qui permet de transférer efficacement les atomes dans le réseau mobile. Le transport des atomes en direction de la MMF est effectué en environ 2 ms, suite à quoi nous attendons 20 ms pour laisser le temps aux atomes du MOT qui n'ont pas été piégés par le réseau mobile de diffuser loin de la zone observée, avant de passer à l'étape d'imagerie.

Le procédé d'imagerie des atomes à travers la fibre multimode est très similaire à une imagerie par absorption classique comme décrit à la section 1.2.3: un faisceau lumineux résonant avec une transition atomique traverse le nuage, dont nous observons l'ombre; en comparant les images obtenues avec et sans atomes, il est alors possible de reconstituer une image du nuage. Le faisceau de sonde que nous avons utilisé est issue de la même fibre monomode que le bras distal du réseau mobile, ce qui permet de s'assurer qu'il est bien centré sur le nuage d'atomes, et possède donc une largeur de col d'environ 20 μm au

1. $\beta_{\text{acier}} = 12 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ et $\beta_{\text{Al}} = 23 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$

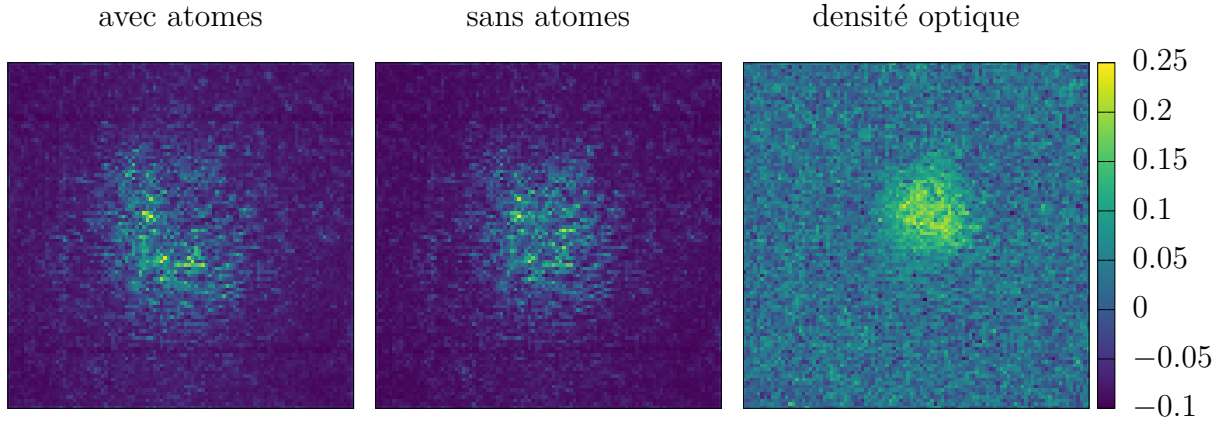


FIGURE 3.16. – Image par absorption d’un nuage d’atomes froid, prise à travers une fibre multimode (moyennée sur 100 réalisations), de dimension de $100 \times 100 \mu\text{m}$. La dimension du nuage est de: $\sigma_X = 7.9(2) \mu\text{m}$ et $\sigma_Y = 8.6(2) \mu\text{m}$.

niveau des atomes. La seule différence avec une imagerie en espace libre réside dans le fait que nous n’avons pas directement accès à l’intensité lumineuse au niveau des atomes, mais que nous la déduisons de la mesure du champ qui sort de l’extrémité proximale de la MMF. Pour chaque cycle expérimental nous enregistrons donc deux images à l’aide de la caméra EMCCD: une première juste après l’étape de transport lorsque que les atomes sont présents devant la fibre optique, et une deuxième 100 ms plus tard sans atomes cette fois, appelée image de référence. Pour chacune de ces images, le faisceau d’imagerie est allumé durant $100 \mu\text{s}$, ce qui permet de limiter le déplacement des atomes pendant la durée d’exposition tout en conservant un signal suffisant sur la caméra. Il faut alors reconstituer le champ complexe correspondant à chaque image par la méthode d’holographie hors axe (voir section 3.3.2). De ce champ complexe nous pouvons extraire le vecteur de sortie de la matrice de transmission en sélectionnant les pixels choisis (voir section 3.4.2). Cela nous permet de calculer numériquement le champ dans l’espace distal qui correspond à chaque image en multipliant le vecteur de sortie par l’opérateur de reconstruction W (voir section 3.1.4). Il suffit d’en prendre le module carré pour obtenir l’intensité lumineuse dans l’espace distal, au niveau des atomes, et ainsi de reformer une image du nuage par absorption à partir des images avec et sans atomes.

Le traitement numérique qui permet de former une image du nuage d’atome nécessite un peu moins d’une seconde sur notre expérience. Il s’agit en définitive du facteur limitant la fréquence de répétition de l’expérience, ce qui explique que nous ayons choisis des délais très long, par exemple entre la prise de l’image des atomes et celle de l’image de référence. Ce traitement est très largement dominé par la multiplication par l’opérateur de reconstruction, de dimension $10^4 \times 10^4$, et il n’aurait donc pas été aisé de le réduire significativement, et nous avons décidé d’abaisser légèrement la fréquence de répétition du cycle expérimental à 1 Hz pour permettre au traitement numérique de s’effectuer simultanément. La figure 3.16 représente les images de l’espace distal reconstituées, d’abord avec un nuage d’atomes présent devant la fibre, puis sans. La troisième image est le logarithme du rapport des deux premières, proportionnelle à la densité atomique du

nuage (voir section 1.2.3). Un ajustement gaussien nous permet d'estimer la dimension transverse du nuage à $\sigma_X = 7.9(2) \mu\text{m}$ selon la direction horizontale et $\sigma_Y = 8.6(2) \mu\text{m}$ selon la verticale. Il est également possible de mesurer la température du nuage en observant son expansion (voir section 1.2.3), et nous trouvons une valeur proche de celle obtenue avec le système d'imagerie en espace libre, de $50(5) \mu\text{K}$.

Piégeage et manipulation atomique

4.1. Formation d'un micro-piège	74
4.1.1. Génération du potentiel	74
4.1.2. Transfert des atomes	76
4.2. Détection par inversion numérique	79
4.2.1. Spectroscopie des atomes piégés	79
4.2.2. Mesure de température	82
4.2.3. Images tridimensionnelles	84
4.3. Détection par inversion analogique	86
4.3.1. Montage expérimental	86
4.3.2. Efficacité de détection	88
4.3.3. Mesures d'absorption et de fluorescence	91
4.4. Refroidissement des atomes à travers la fibre	93
4.4.1. Production des faisceaux de mélasse	93
4.4.2. Détection transverse de la fluorescence	96

Maintenant que nous avons vu comment transporter un petit nuage d'atomes froids suffisamment près de la fibre multimode (MMF) au chapitre 2, et en prendre des images au travers au chapitre 3, nous pouvons étudier les possibilités de notre système en termes de manipulation d'atomes froids. Afin de mettre en évidence les hautes résolutions de nos dispositifs d'imagerie et de mise en forme de faisceaux, ce chapitre décrit la capture d'atomes dans une pince optique microscopique générée à travers la fibre; des potentiels plus complexes pourraient cependant être produit de la même manière sans difficultés.

Dans une première partie, nous monterons que le montage de conjugaison numérique de phase décrit à la section 2.2, construit pour mettre en forme un des faisceaux du réseau mobile, peut être également utilisé pour reconstruire n'importe quel mode de propagation avec une résolution proche du micromètre. Nous parvenons à transférer une partie des atomes froids amenés par le réseau mobile dans un micro-piège, et une seconde partie sera consacrée à la caractérisation des atomes ainsi capturés à l'aide de la méthode d'imagerie par inversion numérique décrite au chapitre 3. Nous avons construit un autre système d'imagerie qui fera l'objet d'une troisième partie, reposant sur le principe d'inversion analogique à l'aide d'un SLM. Celui-ci offre une meilleure sensibilité que le système précédent, au détriment d'une mesure pixel par pixel, et nous permet de détecter le rayonnement incohérent émis par fluorescence par les atomes. Ce dispositif peut directement être utilisé en sens inverse comme un montage de conjugaison de phase: dans une quatrième partie nous décrirons la production d'une mélasse à l'extrémité de la fibre optique, dont deux des faisceaux sont issus de la MMF.

4.1. Formation d'un micro-piège

Nous allons maintenant présenter le procédé qui nous permet de reconstituer à travers la fibre un faisceau très focalisé, appelé par la suite *micro-piège*, à l'aide du dispositif utilisé pour générer le faisceau proximal du réseau mobile, capable de reproduire n'importe quel mode du champ pouvant se propager dans la fibre multimode. Une seconde partie sera consacrée à la production simultanée du réseau mobile et du micro-piège, et au transfert des atomes de l'un vers l'autre.

4.1.1. Génération du potentiel

Le micro-piège est reconstruit à travers la fibre exactement comme le bras proximal du réseau mobile, à partir du même faisceau à 800 nm, et nous avons pu utiliser le même dispositif de conjugaison de phase pour les mettre en forme tous les deux. Contrairement au réseau mobile, qui nécessite la présence de deux faisceaux contra-propageants, le micro-piège est uniquement issu de la fibre. Au préalable, un *faisceau modèle* qui possède les caractéristiques désirées doit être injecté dans l'extrémité distale de la MMF, pour en mesurer de front d'onde de l'autre côté. Ce faisceau modèle n'est plus nécessaire après l'étape de caractérisation, et il est dans notre cas produit par le dispositif de génération des modes d'entrée (DGME), déjà utilisé pour mesurer la matrice de transmission de la MMF à 780 nm pour l'imagerie (voir section 3.2). Les aberrations optiques ont pour cela dû être mesurées une seconde fois à 800 nm, de la même manière qu'à 780 nm (voir section 3.2.3). Nous pouvons alors former un faisceau approximativement gaussien d'environ 1 μm de col, limité par la diffraction (voir annexe A.2).

Après avoir mesuré la matrice de transmission pour l'imagerie (typiquement toutes les semaines), de la lumière à 800 nm est injectée dans le dispositif et nous affichons sur le DMD un hologramme calculé pour générer un point focalisé au milieu de l'espace distal. Le champ proximal qui correspond est mesuré par interférométrie à décalage de phase,

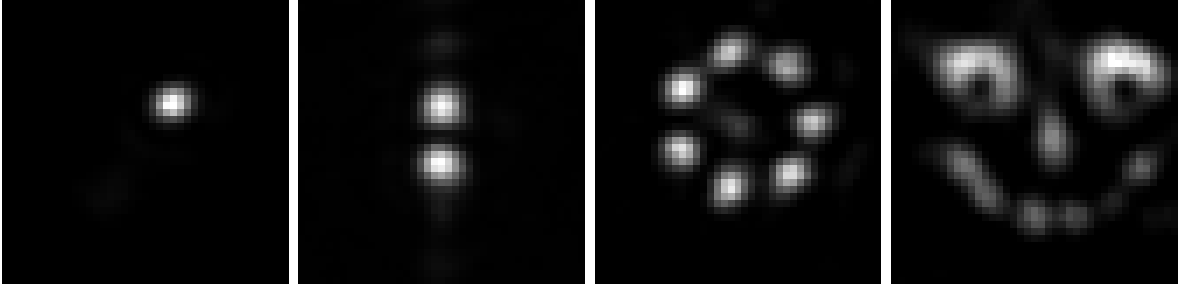


FIGURE 4.1. – Images des faisceaux reconstruits à travers la fibre optique multimode pour différents modes de propagations. La mesure est effectuée à l'aide du DGME, et la figure obtenue est la convolution du faisceau généré par le mode adressé par le DGME, d'une largeur d'environ $1.2\ \mu\text{m}$.

comme pour le réseau mobile (voir section 2.2.2), et permet de mettre en forme le contre-propageant du faisceau modèle par conjugaison de phase. Le DGME peut maintenant être retiré pour laisser la place au bras distal du réseau mobile. La dimension du faisceau modèle qu'il produit à $800\ \text{nm}$ est très similaire à celle du point focale formé à $780\ \text{nm}$, et nous l'estimons dans les deux cas à $1.2\ \mu\text{m}$ à l'intérieur de la cellule en verre, devant la fibre multimode. La distance caractéristique d'évolution selon l'axe de propagation d'un faisceau gaussien de longueur d'onde $\lambda = 800\ \text{nm}$ et de largeur de col $w = 1.2\ \mu\text{m}$ est donnée par la longueur de Rayleigh:

$$z_0 = \frac{\pi w^2}{\lambda} \approx 6\ \mu\text{m} \quad (4.1)$$

Celle-ci donne l'ordre de grandeur de la précision à laquelle il faudrait placer un système optique capable de former correctement l'image du micro-piège produit à travers la fibre, et ainsi caractériser le potentiel effectivement généré. Une telle précision est au-delà de ce qui est atteignable avec les platines de translation mécaniques dont nous disposons, ou toute autre méthode d'alignement simple. Il est en revanche possible d'utiliser le DGME comme un appareil d'imagerie: il suffit pour cela de mesurer l'intensité optique qui se couple dans la fibre monomode d'entrée du dispositif. En parcourant une grille de modes dans l'espace distal (exactement comme pour mesurer une matrice de transmission), nous obtenons directement une image de l'intensité lumineuse qui sort de la fibre. Nous avons ainsi pu caractériser le faisceau reconstruit à travers la MMF juste après la caractérisation, le dispositif étant naturellement très bien aligné sur le faisceau (dont il a lui-même produit le modèle). Le DGME permet un contrôle très précis de la position du point focal (bien inférieur à la dimension de celui-ci), et nous avons ainsi pu prendre des images dont la distance entre les pixels est plus petite que la largeur du faisceau de $1.2\ \mu\text{m}$ (voir figure 4.1). Cela ne permet bien évidemment pas d'augmenter le pouvoir de résolution de l'appareil, qui reste limité par la dimension du point formé dans l'espace distal: l'image obtenue est la convolution du champ issu de la fibre et du mode adressé par le DGME. À l'aide d'un ajustement gaussien, nous avons déterminé la largeur du pic obtenu pour un seul faisceau focalisé (à gauche sur la figure 4.1). La

valeur obtenue, $w = 1.6(2) \mu\text{m}$, est parfaitement compatible avec celle attendue en considérant la convolution de deux modes gaussiens de $1.2 \mu\text{m}$ de largeur de col. Ces résultats semblent indiquer que nous reconstituons effectivement un faisceau fortement focalisé dans l'espace distal, dont la dimension est sensiblement identique à celle du faisceau modèle généré par le DGME.

Il est plus délicat de mesurer l'efficacité de la correction en puissance, principalement en raison de l'incertitude sur le couplage introduit par le DGME. Nous estimons la puissance du faisceau focalisé reconstruit à environ 2 % de la puissance totale du faisceau de référence (comme défini à la section 2.3.1), ce qui est presque 10 fois plus faible que l'efficacité mesurée pour le réseau mobile pourtant produit avec le même dispositif. Pour expliquer cela, il est nécessaire de considérer plus en détail la propagation dans la fibre multimode, et en particulier la propriété de conservation de l'ouverture numérique. En effet, dans la mesure où la courbure de la fibre est négligée, l'inclinaison d'un faisceau par rapport à l'axe optique ne peut pas être modifiée par une réflexion totale sur la gaine et se trouve donc conservée au cours de la propagation. Cet effet se traduit expérimentalement de manière très claire par une diminution de la taille des grains de speckle du champ issu de la fibre lorsque l'ouverture numérique du faisceau injecté augmente. Ainsi, nous observons des motifs beaucoup plus fins dans le champ proximal correspondant à un micro-piège (très focalisé, de grande ouverture numérique) que dans celui correspondant au faisceau du réseau mobile (voir figure 4.2). Pour un faisceau de $1.2 \mu\text{m}$, nous estimons la taille des grains de speckle sur l'écran du SLM à environ $45 \mu\text{m}$, soit à peine plus de 2 pixels. Plusieurs raisons peuvent alors expliquer la dégradation de la reconstruction: tout d'abord, comme mentionné à la section 2.3.1, l'efficacité de diffraction du SLM chute lorsque la dimension caractéristique du champ diminue. Cela rend également tout le système plus sensible à des défauts d'alignements: la correspondance entre les pixels du SLM et ceux de la caméra qui mesure le champ doit par exemple être mesurée avec une précision imposée par la taille des grains de speckle du champ.

Le mode reconstruit est toutefois beaucoup plus petit que le faisceau du réseau mobile, et l'intensité optique du micro-piège est donc beaucoup plus importante malgré une efficacité de reconstruction moindre. Ainsi, pour une puissance totale du faisceau de référence de 100 mW, la profondeur du potentiel atomique généré par interaction dipolaire est de $\Delta U = -k_B \times 2.7 \text{ mK} = -3.7 \times 10^{-26} \text{ J}$, ce qui est comparable au potentiel des ventres du réseau mobile.

4.1.2. Transfert des atomes

Le SLM que nous avons utilisé, comme tous les écrans à cristaux liquides, possède un temps de réponse proche de la centaine de millisecondes, très long par rapport aux durées caractéristiques de l'expérience. Il n'est dès lors pas possible de changer le motif affiché, et donc le mode reconstruit dans l'espace distal, au cours de la manipulation. Cette contrainte est purement technique et n'a rien de fondamentale, et il serait tout à fait possible de faire évoluer le potentiel de piégeage durant le cycle expérimental en utilisant une technologie de SLM plus rapide, comme les matrices de micro-miroirs (décrit à la section 3.2.1) ou encore les miroirs déformables. Dans le cadre de notre expérience,

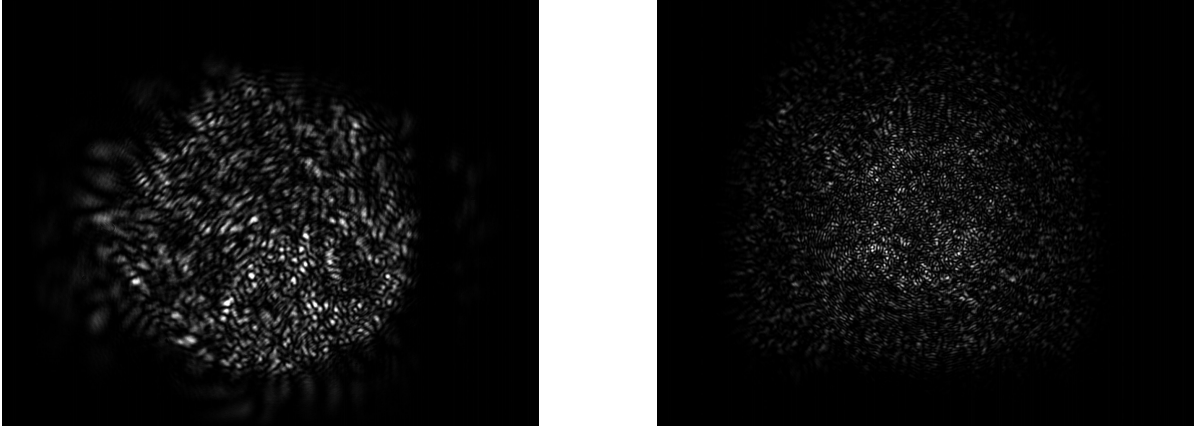


FIGURE 4.2. – Images en intensité du speckle issu de l'extrémité proximale de la MMF, correspondant à l'injection du faisceau de réseau mobile (à gauche) et d'un micro-piège (à droite). Les deux images ont été prises avec le même système d'imagerie, dans des conditions similaires.

cela nous aurait permis de passer de la formation du réseau mobile durant l'étape de transport à la génération du micro-piège une fois les atomes près de la fibre. La solution que nous avons choisie pour ne pas avoir à changer le motif affiché sur le SLM est de produire la superposition des deux faisceaux. Après avoir mesuré indépendamment les écrans de phase $\varphi_{\text{RM}}(x, y)$ et $\varphi_{\text{MP}}(x, y)$ qui correspondent respectivement aux modes du réseau mobile et du micro-piège, nous affichons sur le SLM l'écran de phase:

$$\varphi_{\text{tot}}(x, y) = \arg \left[e^{i\varphi_{\text{RM}}(x, y)} + e^{i\varphi_{\text{MP}}(x, y)} \right] \quad (4.2)$$

Le faisceau de référence est partagé entre les deux modes reconstruits: on s'attend donc à obtenir une puissance deux fois plus faible dans chaque mode que lorsque celui-ci est produit seul (à puissance du faisceau de référence égale). En réalité, l'écran de phase φ_{tot} de l'équation (4.2) ne produit pas strictement la superposition des deux modes désirés, ce qui se traduit par une baisse un peu plus importante de l'efficacité de reconstruction. Que ce soit pour le réseau mobile ou pour le micro-piège, environ 40 % de la puissance est couplée au mode reconstruit avec l'écran de phase φ_{tot} , par rapport au cas où seul φ_{RM} (respectivement φ_{MP}) est affiché sur le SLM. Cette valeur est très proche de celle mesurée par les auteurs de [64] dans des conditions similaires. Elle est obtenue de la même manière qu'à la section 2.3.1 en mesurant la puissance couplée dans la fibre monomode du bras distal du réseau mobile, ou dans la fibre d'arrivée du DGME dans le cas du micro-piège. Pour ce dernier, une baisse d'efficacité de reconstruction se traduit par une baisse de même ampleur du potentiel de piégeage, proportionnel à l'intensité: la profondeur attendue de la pince optique est alors de $-k_B \times 1.1 \text{ mK} = -1.5 \times 10^{-26} \text{ J}$. La profondeur des ventres du réseau mobile est en revanche proportionnelle au champ du faisceau distal, et donc à la racine carrée de son intensité, et nous l'estimons à $-k_B \times 2.2 \text{ mK} = -2.9 \times 10^{-26} \text{ J}$. Ces deux valeurs restent bien plus importantes que l'énergie thermique des atomes refroidis par le piège magnéto-optique $U_{\text{th}} = k_B \times 50 \text{ } \mu\text{K} = 6.9 \times 10^{-28} \text{ J}$, et

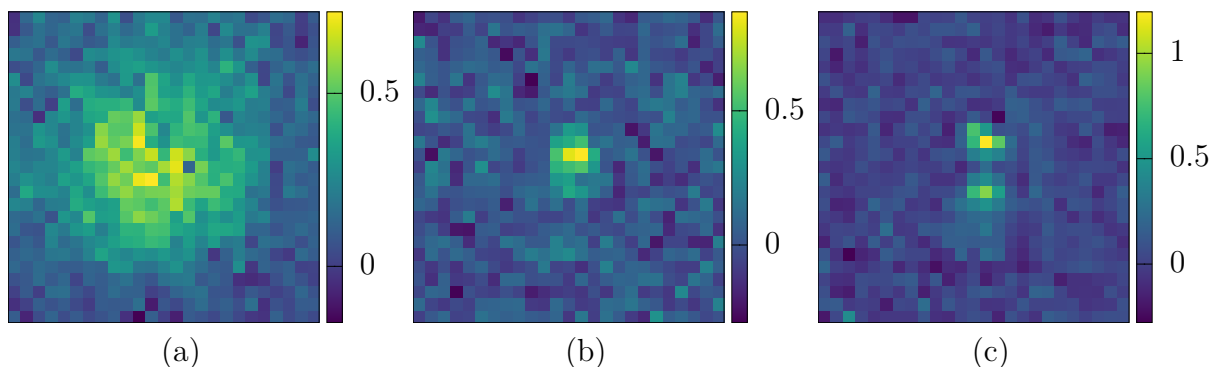


FIGURE 4.3. – Images par absorption à travers la fibre multimodes d’atomes capturés dans un petit piège (a), dans un micro-piège (b) et dans un piège double (c) composé de deux micro-pièges séparés de $4\ \mu\text{m}$. Chaque image possède une résolution de $25 \times 25\ \text{px} = 25 \times 25\ \mu\text{m}$. La densité optique en logarithme décimale est représentée, proportionnelle à la densité atomique intégrée. Nous estimons la dimension des nuages par un ajustement gaussien, qui donne pour le petit piège (a) $\sigma_X = 6.5(1)\ \mu\text{m}$ et $\sigma_Y = 6.0(1)\ \mu\text{m}$, et pour le micro-piège (b) $\sigma_X = 2.8(1)\ \mu\text{m}$ et $\sigma_Y = 2.3(1)\ \mu\text{m}$.

il devrait donc être possible de les piéger.

Les deux modes sont superposés de manière cohérente, étant produits à partir du même faisceau de référence, et interfèrent donc dans l’espace distal. Nous avons alors dû ajouter une étape au processus de caractérisation afin d’ajuster la phase relative entre les deux écrans superposés: après avoir mesuré les écrans de phase correspondants au micro-piège et au réseau mobile, une phase globale est ajoutée à l’un d’entre eux avant superposition que nous ajustons de manière à maximiser l’intensité du micro-piège dans l’espace distal.

La préparation du nuage d’atomes froids et son transport jusqu’à la MMF suit le même protocole que précédemment: MOT puis mélasse et transport dans le réseau mobile, à la seule différence que le faisceau proximal est maintenant la superposition du bras du réseau mobile et d’un micro-piège. Une fois les atomes arrivés devant la fibre, la puissance du bras distal du réseau mobile est diminuée linéairement pendant 20 ms et les atomes présents dans le micro-piège sont alors capturés par celui-ci. Le bras proximal ne peut pas être contrôlé indépendamment du micro-piège (il est issu du même faisceau) et reste allumé. Il n’est cependant pas capable de retenir les atomes le long de son axe de propagation, et tous ceux qui ne sont pas capturés par micro-piège quittent rapidement la zone (en une durée de l’ordre de la milliseconde). Nous pouvons alors prendre une image par absorption des atomes piégés à travers la fibre multimode, comme décrit à la section 3.4.

Le nombre d’atomes capturés par un faisceau de $1.2\ \mu\text{m}$ de largeur de col est très faible, et il s’est révélé plus aisé de caractériser le système avec un nuage légèrement plus gros, piégé dans un mode d’environ $5\ \mu\text{m}$ de largeur. Celui-ci est généré comme le micro-piège décrit précédemment, en limitant la zone du DMD utilisée pour produire

le faisceau modèle ce qui limite artificiellement l'ouverture numérique du DGME et agrandi par diffraction l'image dans l'espace distal. Nous parlerons par la suite de petit piège (par opposition à un micro-piège) lorsqu'un tel faisceau est utilisé, ce qui permet d'augmenter le nombre d'atomes piégés et donc la densité optique du nuage, et ainsi améliorer le rapport signal sur bruit des images obtenues. La figure 4.3 représente les images reconstruites à travers la fibre multimode que nous avons obtenues pour un petit piège (a), un micro-piège (b), et un piège double (c) constitué de deux micro-pièges distants de $4\ \mu\text{m}$ l'un de l'autre.

4.2. Détection par inversion numérique

Dans cette partie, nous mettons à profit la technique d'imagerie présentée au chapitre 3 pour étudier le nuage d'atomes capturé dans un micro-piège, dont la formation est détaillée à la section 4.1. Pour observer les atomes dans la pince optique, il est nécessaire de prendre en considération le phénomène de décalage lumineux, qui a pour effet de modifier l'énergie des transitions atomiques, et nous étudierons dans un premier temps le spectre d'absorption des atomes dans le micro-piège. Nous discuterons ensuite de la mesure de la température des atomes par temps de vol, effectuée sur le nuage capturé dans un petit piège. Notre système d'imagerie présente la particularité de réaliser des images du champ complexe et non de l'intensité lumineuse, ce qui permet théoriquement de simuler la propagation du faisceau et ainsi changer le plan d'imagerie *a posteriori*. Nous présenterons une approche plus robuste qui consiste simplement à mesurer plusieurs matrices de transmission qui correspondent à plusieurs plans d'imagerie; cela nous permet de reconstruire en une seule mesure, avec une seule caméra, une image tridimensionnelle du nuage d'atomes.

4.2.1. Spectroscopie des atomes piégés

Le filtre dichroïque interférentiel qui sépare la lumière de piégeage à $800\ \text{nm}$ de celle d'imagerie à $780\ \text{nm}$ possède un très bon coefficient d'extinction et nous pouvons prendre des images du nuage d'atomes en conservant le faisceau du micro-piège allumé. Cela a toutefois pour effet de décaler la raie d'absorption des atomes vers les hautes fréquences: dans l'approche de l'atome "habillé" [93], l'effet de piégeage dipolaire est interprété comme un déplacement du niveau fondamental de l'atome vers les basses énergies, tandis que le niveau excité est décalé vers les hautes énergies. Cela se traduit par une augmentation de l'énergie de transition et donc un déplacement de la fréquence de résonance couramment appelée "déplacement lumineux", le pic d'absorption d'un atome piégé dans une pince optique est ainsi décalé vers les hautes fréquences par rapport à sa résonance en espace libre. Afin de caractériser cet effet et obtenir une estimation de la profondeur du potentiel de piégeage, nous avons mesuré le spectre d'absorption des atomes capturés dans un micro-piège. Pour cela, nous contrôlons la fréquence du faisceau utilisé pour l'imagerie à l'aide d'un AOM en double passage (voir section 1.2.2); pour chaque valeur du désaccord Δf par rapport à la résonance atomique en espace

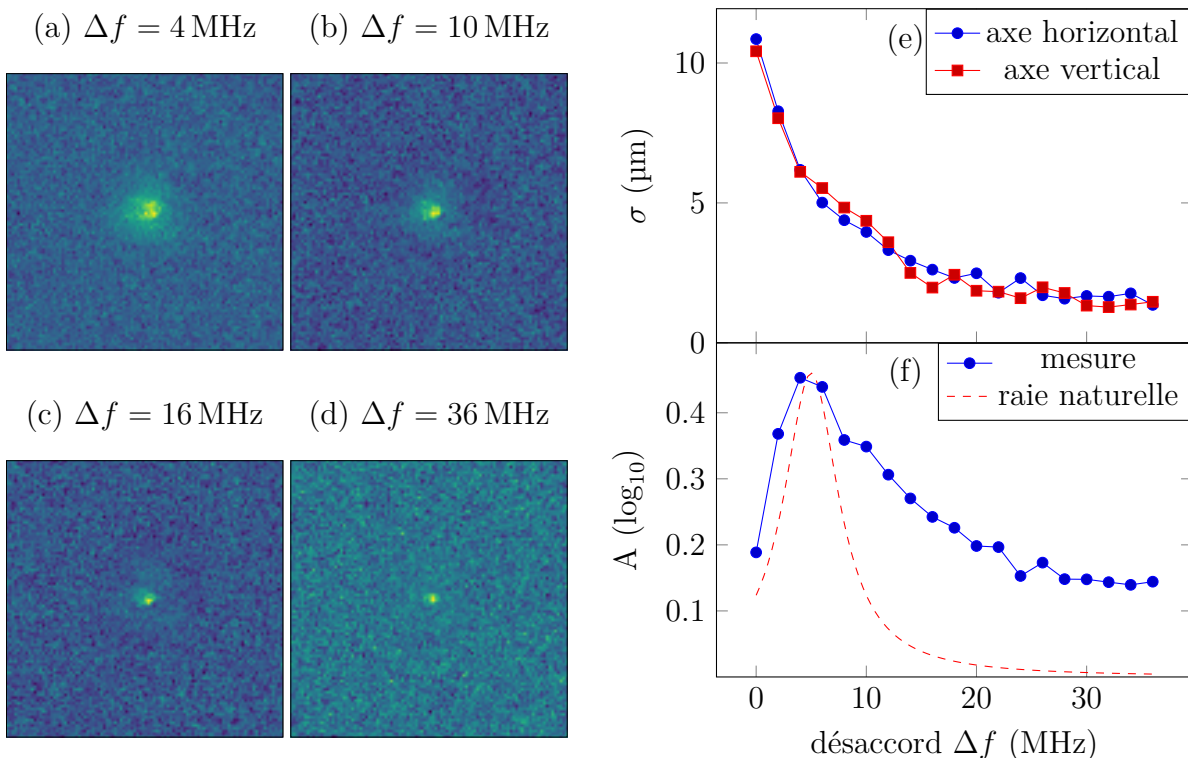


FIGURE 4.4. – (a,b,c,d): Images par absorption des atomes dans un micro-piège réalisées pour différents désaccords Δf . (e): Demi-largeur à $1/e^2$ mesurée par ajustement gaussien, en fonction du désaccord. (f): Spectre d’absorbance du nuage dans le micro-piège. En pointillé, la forme de la raie naturelle est tracée pour comparaison, en fixant une amplitude et un décalage en fréquence similaire à ceux mesurés.

libre, nous reconstruisons une image du nuage moyennée sur 100 cycles expérimentaux (figure 4.4, à droite). L’absorbance du nuage est mesurée au centre de l’image et nous avons ainsi pu dresser le spectre des atomes dans le micro-piège, représenté à droite sur la figure 4.4. Nous observons bien un décalage vers les hautes fréquences de la raie d’absorption par rapport à la résonance en espace libre ($\Delta f = 0$), mais la position du maximum ne correspond pas à la valeur attendue. En effet, en considérant un atome à deux niveaux, le décalage en fréquence Δf de la résonance est directement lié à la profondeur U du piège dipolaire et s’exprime:

$$\Delta f = -\frac{2}{h}U \quad (4.3)$$

L’ordre de grandeur du déplacement lumineux attendu dans un micro-piège d’une profondeur de $-k_B \times 1.1$ mK est alors de 45 MHz, près de dix fois plus élevé que le décalage observé de 5 MHz. Ce déplacement correspond en réalité à une profondeur de -1.5×10^{-27} J = $-k_B \times 108$ μK , très proche de la température des atomes dans le piège, que nous mesurerons à la section 4.2.2. Ce pic d’absorption semble donc être produit par des atomes piégés par un potentiel peu profond, à peine capable de contenir leur

agitation thermique. Les images des atomes à travers la fibre (figure 4.4, à gauche) font apparaître une diminution de la dimension apparente du nuage lorsque l'on s'éloigne de résonance: les atomes situés sur le bord du faisceau subissent un potentiel moins important et présentent donc un déplacement lumineux plus faible, tandis que seuls les atomes au centre du piège sont visibles pour un fort désaccord. La densité optique représentée sur la courbe de droite de la figure 4.4 est prise au centre de l'image au niveau du micro-piège, et n'est pas sensible à l'étalement transverse du nuage. Il s'agit en revanche d'une densité optique intégrée selon l'axe de propagation du faisceau, et nous pensons que le pic observé autour de 5 MHz est dû à la contribution des atomes piégés sur les bords du micro-piège, en avant ou en arrière du plan d'imagerie. Nous avons tenté de simuler numériquement ce phénomène, mais le spectre obtenu dépend très fortement de la répartition des atomes dans le piège, difficile à modéliser ou à mesurer précisément. Si les résultats obtenus font qualitativement apparaître un pic d'absorption proche de résonance, nous n'avons pas réussi à reproduire le spectre mesuré de façon convaincante.

Celui-ci présente toutefois une raie beaucoup plus large que la résonance naturelle du rubidium 87, tracée sur la figure 4.4 (f) en pointillés rouges avec la même amplitude et un décalage en fréquence de 5 MHz pour comparaison. Cela ne peut en aucun cas être d'origine thermique, l'élargissement Doppler correspondant à la convolution du spectre par une fonction gaussienne, dont l'écart type pour une température $T = 100 \mu\text{K}$ est d'environ:

$$\sigma_f = \sigma_v \frac{f_0}{c} = \sqrt{\frac{k_B T}{M_{\text{Rb}} c^2}} f_0 \approx 125 \text{ kHz} \quad (4.4)$$

L'effet Doppler est ainsi complètement négligeable devant la largeur naturelle de la raie, d'environ 6 MHz, et sera par la suite ignoré. Les atomes capturés par le micro-piège subissent en revanche des intensités lumineuses très différentes selon leur position, d'une part en raison du profil gaussien du mode reconstruit (il ne s'agit pas d'un faisceau d'intensité uniforme), et d'autre part à cause du champ de speckle non reconstruit qui s'y superpose. Tous les atomes ne perçoivent alors pas le même potentiel, et présentent des déplacements lumineux différents ce qui se traduit par un élargissement de la raie d'absorption: nous n'attendons donc pas un pic étroit décalé de 45 MHz mais plutôt une large bosse s'étalant autour de cette valeur, ce qui est beaucoup plus en accord avec la courbe obtenue. Nous mesurons une absorption non négligeable pour des désaccords assez importants ($A \approx 20\%$ pour $\Delta f = 36 \text{ MHz}$), ce qui indique que certains atomes perçoivent un potentiel du même ordre de grandeur que nos estimations, que nous n'avons toutefois pas réussi à mesurer précisément. L'image des atomes dans le micro-piège de la figure 4.3 (b) est prise avec un désaccord important $\Delta f = 36 \text{ MHz}$, et montre que la région de fort potentiel est très localisée: la mesure de la dimension du nuage par un ajustement gaussien donne $\sigma_X = 2.8(1) \mu\text{m}$ et $\sigma_Y = 2.3(1) \mu\text{m}$. Il serait possible d'augmenter davantage le désaccord, et ainsi sonder les régions où le potentiel est plus important. En s'éloignant de la résonance en espace libre, le nombre d'atomes observés diminue, de même que le signal mesuré par la caméra, et nous atteignons les limites de sensibilité de notre système de détection.

4.2.2. Mesure de température

La méthode de mesure de température que nous avons utilisée repose sur l’observation de l’expansion des atomes qui nous permet de déduire leur distribution de vitesse. Ce n’est évidemment pas possible dans le piège, les atomes devant être en expansion libre et donc soumis à aucun potentiel. Le nuage s’étend alors rapidement et sa densité optique baisse très vite, ce qui nous empêche de prendre des images après un temps de vol trop important. Les atomes capturés par un micro-piège sont beaucoup trop peu nombreux et disparaissent très vite, et nous avons dû nous contenter de mesurer la température des atomes piégés dans un faisceau de $5\ \mu\text{m}$ de largeur de col. Une technique qui permet d’accéder à la température du très faible nombre d’atomes piégé dans une pince optique est de mesurer un taux de re-capture des atomes, après avoir coupé le piège pendant un certain temps [48]. Cette approche requiert toutefois un système de détection de relativement haute sensibilité, et nous n’avons pas essayé de l’utiliser pour notre expérience.

Comme mentionné à la section 3.4, l’intensité lumineuse qui arrive sur la caméra EMCCD est beaucoup plus faible qu’avec un système d’imagerie classique, et nous avons dû choisir un temps d’exposition assez long $T_{\text{exp}} = 100\ \mu\text{s}$; la saturation des atomes nous empêchant d’augmenter l’intensité du faisceau de sonde. Le temps d’expansion libre des atomes entre l’extinction du micro-piège et le début de l’exposition de la caméra est au maximum de $120\ \mu\text{s}$, au-delà duquel notre système ne permet plus de reformer une image du nuage. Il est difficile de considérer cette valeur comme grande devant le temps d’exposition et nous avons donc dû prendre en compte la diffusion des atomes au cours de la prise d’image, qui ne peuvent plus être considérées comme des captures instantanées de la densité du nuage.

La vitesse caractéristique des atomes selon une direction est donnée par l’écart type de la distribution de vitesse $\sigma_v = \sqrt{k_B T / M_{\text{Rb}}}$. En considérant une température $T \approx 50\ \mu\text{K}$, nous pouvons calculer l’ordre de grandeur de la distance parcourue par les atomes pendant la prise d’image: $\Delta x = T_{\text{exp}} \sigma_v \approx 7\ \mu\text{m}$, ce qui est loin d’être négligeable devant la dimension des pièges considérés. L’effet de l’expansion du nuage d’atome au cours de l’exposition de la caméra est très difficile (sinon impossible) à calculer analytiquement, mais peut en revanche être simulé numériquement très facilement en considérant les équations d’expansion libre énoncées à la section 1.2.3. Nous constatons que l’image par absorption des atomes conserve un profil gaussien avec une excellente approximation, y compris pour de très long temps d’expositions. Pour le nuage d’atomes piégés dans le réseau mobile, nous estimons à environ 15% la surestimation de la taille du nuage en raison de son expansion pendant la prise d’image, ce qui reste relativement faible. En revanche, nos simulations indiquent qu’un nuage de $5\ \mu\text{m}$ en paraîtrait presque $9\ \mu\text{m}$, soit près du double, et l’erreur faite sur la taille du nuage devient colossale lorsque l’on considère un piège microscopique: un nuage d’atomes de $1.2\ \mu\text{m}$ de largeur aurait ainsi une image presque six fois plus grande, de $7\ \mu\text{m}$.

De manière similaire, nous pouvons simuler une expérience de temps de vol et ainsi estimer directement l’erreur fait sur la mesure de température. Considérer les images comme des photographies instantanées du nuage au début de l’exposition conduit à sur-

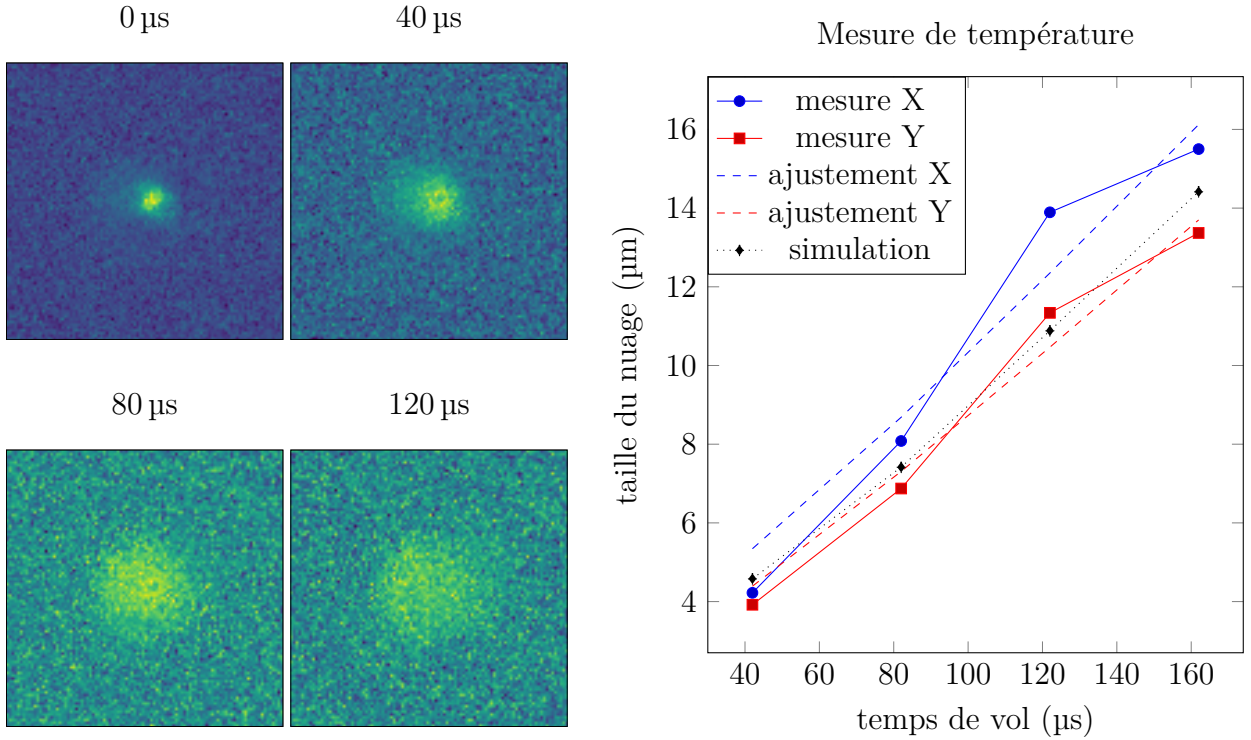


FIGURE 4.5. – Images par absorption à travers la MMF de l’expansion libre d’un nuage initialement capturé dans un petit piège (à gauche). On en déduit la température des atomes (à droite): $T_X = 99(19) \mu\text{K}$ et $T_Y = 72(9) \mu\text{K}$.

estimer largement la température du nuage: la simulation d’une telle mesure dans des conditions similaires aux nôtres donne ainsi une température mesurée 65 % plus élevée que sa valeur réelle. Une correction simple consiste à considérer que les images correspondent toujours à des captures instantanées du nuage, mais cette fois à un temps intermédiaire entre le début et la fin de l’exposition. Une image dont l’exposition débute au temps t représente alors le nuage atomique à un temps $t' = t + \alpha t_{\text{exp}}$, où $\alpha \in [0, 1]$ est un coefficient que nous avons ajusté pour minimiser l’erreur faite sur l’estimation de la température à partir de nos simulations. Pour nos paramètres de mesure (temps d’exposition, délais entre les images), nous avons trouvé empiriquement une valeur optimale $\alpha \approx 0.42$ qui permet de réduire l’erreur systématique sur la température en dessous de 1 %. Cette correction très simple semble pourtant assez robuste, et en particulier dépend très peu de la taille du piège ou de la température des atomes. La courbe à droite de la figure 4.5 représente la dimension des nuages des quatre images de gauche, aux temps corrigés t' . Nous en déduisons alors comme à la section 1.2.3 la température du nuage, que nous estimons à $T_X = 99(19) \mu\text{K}$ selon l’axe horizontal et $T_Y = 72(9) \mu\text{K}$ selon l’axe vertical. Nous avons également représenté sur la figure 4.5 les résultats obtenus en simulant l’expansion d’un nuage d’atomes gaussien de largeur $\sigma = 2.5 \mu\text{m}$ à une température de $80 \mu\text{K}$, qui correspondent assez bien à nos mesures.

Nous mesurons ainsi une température sensiblement plus élevée celle des atomes piégés

dans le réseau mobile, que ce soit avant transport ($T \approx 40 \mu\text{K}$) ou après ($T \approx 50 \mu\text{K}$, voir section 2.3.2), ce qui s'explique facilement par le fait que les atomes sont transportés à l'intérieur du micro-piège alors que celui-ci est déjà allumé. Les atomes *tombent* dans le puits de potentiel en arrivant devant la fibre, et sont ainsi accélérés, et donc chauffés. Si nous étions capables de contrôler indépendamment les puissances du micro-piège et du bras proximal du réseau mobile, nous pourrions allumer progressivement la pince optique une fois le nuage devant la fibre et transférer les atomes adiabatiquement, sans les chauffer. Ce n'est pas possible dans notre cas, puisque nous utilisons le même SLM pour mettre en forme les deux faisceaux et que celui-ci ne possède pas une fréquence d'affichage suffisante pour modifier le mode produit au cours de l'expérience (voir section 4.1.2). Pour réaliser un tel transfert, il serait nécessaire d'utiliser une technologie de modulation de front d'onde plus rapide, ou encore deux SLM différents.

4.2.3. Images tridimensionnelles

Ce dispositif d'imagerie d'atomes froids est beaucoup plus complexe qu'un système plus classique, et possède une sensibilité moindre. Il nécessite de plus la mesure de la matrice de transmission de la fibre, qui doit être régulièrement réitérée. Cette approche possède toutefois un certain nombre de caractéristiques intéressantes que nous n'avons pas eu le temps d'étudier en détail. Elle permet en particulier de reconstruire le champ complexe au niveau des atomes, et non son module carré comme le fait un dispositif classique de mesure de l'intensité. Il serait dès lors très facile, par exemple, de former l'image des atomes à l'aide de la technique de contraste de phase [94, 95]. Cette technique est particulièrement adaptée à l'observation de nuages d'atomes très denses et en particulier des condensats de Bose-Einstein, et présente très peu d'intérêts dans notre cas. Un avantage majeur d'une mesure du champ plutôt que de l'intensité est de pouvoir choisir le plan d'imagerie *a posteriori*: les équations de propagation électromagnétique dans le vide étant connues, il est en effet possible de simuler numériquement la propagation du champ et de calculer sa valeur dans tout l'espace. Il est ainsi possible de reconstituer directement une image à trois dimensions du nuage d'atomes. Cela n'est pas praticable dans notre cas, d'une part en raison de la grande sensibilité du traitement numérique au bruit de mesure, et d'autre part parce qu'il serait nécessaire de connaître la phase absolue du champ au niveau des atomes, ce qui n'est pas possible avec notre méthode de caractérisation (voir section 3.2.3).

Nous avons mis en œuvre une autre approche qui permet de former une image tridimensionnelle du nuage d'atomes, inspirée des techniques de tomographie utilisées par exemple pour l'imagerie biomédicale, qui consiste à former l'image du nuage dans différents plans transverses à l'axe de propagation. Avec un système d'imagerie classique, il est pour cela nécessaire de déplacer un élément optique et de prendre successivement les images des différents plans, ou éventuellement d'utiliser plusieurs caméras qui forment chacune l'image de l'un d'entre eux. Notre méthode, au contraire, permet de reconstruire le champ dans un nombre arbitraire de plans transverses, à partir d'une seule image capturée par la caméra, sans dégradation du signal. Nous mesurons pour cela autant de matrices de transmission que d'images à reconstruire, ce que nous pouvons

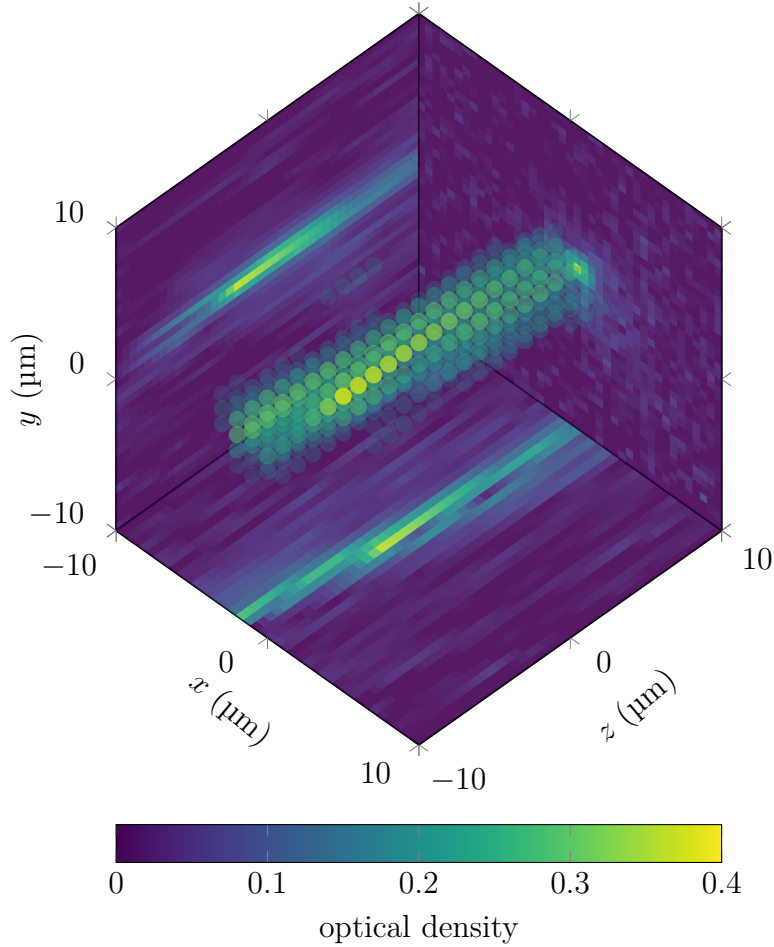


FIGURE 4.6. – Image tridimensionnelle des atomes capturés dans un micro-piège, représentés par le nuage des points où la densité atomique est supérieure à 25 % de sa valeur maximale mesurée. Les images sur les faces sont des coupes du nuage en son centre. Cette mesure a été moyennée sur 100 cycles expérimentaux.

aisément faire avec le DGME décrit à la section 3.2, qui est capable de déplacer le long de l'axe de propagation le point focal produit. À la différence d'une tomographie standard, les images dans les différents plans sont obtenues simultanément : à partir d'une seule mesure du champ proximal émis par la fibre, il est ainsi possible de reconstituer l'image du nuage dans chaque plan de l'espace distal caractérisé, à l'aide de l'opérateur de reconstruction correspondant. À titre de preuve de principe, nous avons mesuré 11 matrices de transmission qui correspondent à 11 plans de l'espace distal séparés de $4\ \mu\text{m}$ les uns des autres, et nous avons ainsi reconstitué la distribution spatiale des atomes capturés dans un micro-piège, représentée sur la figure 4.6. Chaque image ne représente pas vraiment une coupe du nuage, car elle contient également la contribution des atomes en dehors du plan de focalisation. Il est théoriquement possible de déconvoluer l'image obtenue, en connaissant la fonction d'étalement du point du système d'imagerie (également appelée réponse impulsionnelle spatiale). De nombreux algorithmes ont été proposés pour

cela et nous avons tenté d'utiliser la librairie python Flowdec [96], développée pour des applications d'imagerie biologique, qui utilise l'algorithme de déconvolution de Richardson-Lucy [97]. Les premiers résultats obtenus ne sont pas très convaincants et ne seront pas présentés ici, et nous n'avons pas eu le temps de nous investir plus pleinement dans cette problématique.

4.3. Détection par inversion analogique

Nous avons décrit au chapitre 3 le système d'imagerie par mesure de la matrice de transmission utilisé à la section 4.2 pour étudier les atomes capturés dans une pince optique. Celui-ci n'est pas très adapté à la détection d'un petit nuage d'atomes: tout d'abord la répartition du signal sur un grand nombre de pixels limite la sensibilité du système, ce qui se traduit par un temps d'exposition plus long qu'avec un système classique. De plus, cette approche repose sur une mesure du champ complexe et ne peut donc pas être appliquée à la détection de rayonnements incohérents, comme l'émission spontanée des atomes.

Dans cette partie nous présentons un second dispositif d'imagerie qui fonctionne sur un principe différent: le speckle issu de la fibre est mis en forme par un SLM pour former l'image d'un point de l'espace distal sur un détecteur, qui en mesure l'intensité. L'inversion de la transformation imposée par la MMF est maintenant effectuée par une méthode optique, et permet donc de corriger également de la lumière incohérente. De plus, cette méthode concentre l'intégralité du signal sur un seul détecteur, ce qui augmente significativement la sensibilité de détection et le rapport signal à bruit. Elle ne permet toutefois de mesurer qu'un seul pixel à la fois, ce qui allonge considérablement le temps nécessaire pour former une image, en particulier pour une haute définition (un grand nombre de pixels). Après avoir présenté le dispositif expérimental de ce nouveau mode de détection, nous étudierons ses performances en termes d'efficacité de détection et de niveau de bruit. Nous finirons par discuter des résultats obtenus avec ce système, qui nous permet de détecter des atomes dans un micro-piège par absorption et par fluorescence.

4.3.1. Montage expérimental

La méthode d'imagerie à travers la fibre multimode que nous avons utilisée jusqu'à présent repose sur la reconstruction numérique de l'image de l'espace distal à partir d'une mesure du champ électromagnétique qui sort de la fibre. Comme cela a été évoqué à la section 3.4.1, cette technique a pour effet de diluer le signal et de diminuer l'intensité incidente sur le détecteur: la lumière issue d'un point de l'espace distal est répartie sur l'intégralité des pixels de la caméra; c'est pour cette raison que nous utilisons un capteur amplifié EMCCD. En dépit d'un grand gain de détection, nous ne pouvons prendre une image par absorption des atomes dans un micro-piège qu'avec une sonde d'intensité élevée, proche de l'intensité de saturation atomique, et un temps d'exposition relativement long de 100 μ s. Cette méthode ne permet de reconstruire que des faisceaux

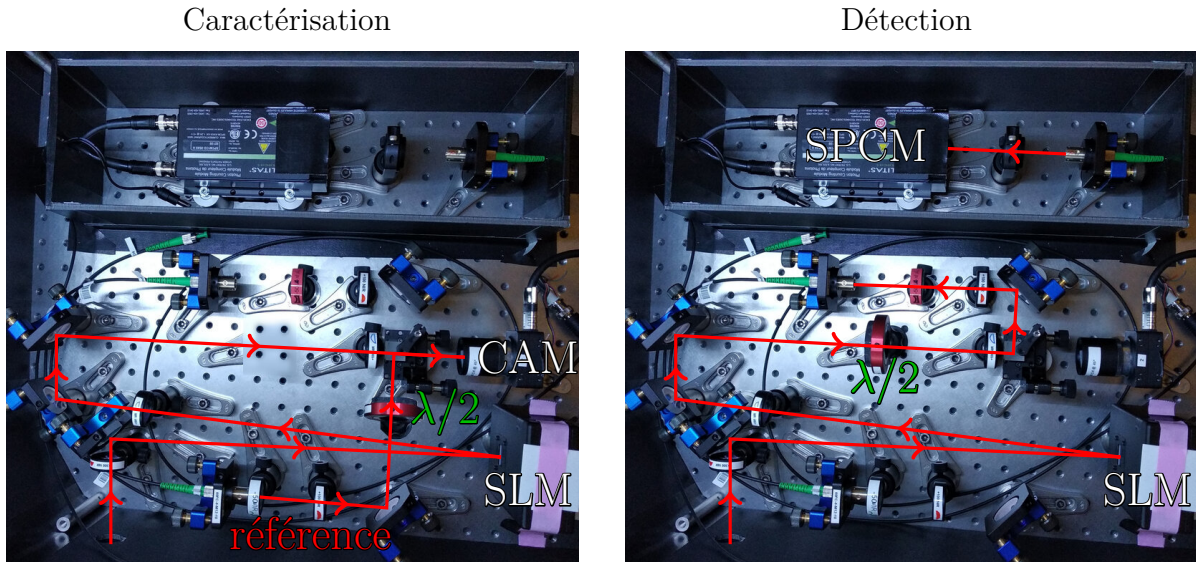


FIGURE 4.7. – Photographie du dispositif d'imagerie à travers la fibre multimode par inversion analogique à l'aide d'un SLM. À gauche, la configuration de caractérisation qui permet de mesurer le front d'onde proximal qui correspond à un mode (pixel) de l'espace distal. À droite, la configuration d'imagerie pour laquelle le SLM couple l'un des modes mesurés dans la fibre monomode qui mène au compteur de photon unique (SPCM).

cohérents, et ne peut donc pas être utilisé pour former des images par fluorescence des atomes (voir section 3.3.4).

Pour remédier à ces limitations, nous avons construit un second dispositif d'imagerie qui fonctionne selon le principe d'inversion analogique par un modulateur spatial de lumière brièvement décrit à la section 3.3.4. Cela nous permet de concentrer tout le signal (cohérent ou non) dans un seul mode de propagation dont l'intensité est par la suite mesurée par un compteur de photons¹ (SPCM). Les deux systèmes d'imagerie ne mesurent qu'une seule composante de polarisation de la lumière issue de la fibre, et le second dispositif est aligné sur le faisceau réfléchi par un cube séparateur de polarisation (PBS) situé entre la MMF et la caméra EMCCD. Cela nous permet de passer d'un mode de détection à l'autre en introduisant (ou en retirant) simplement une lame à retard demi-onde ($\lambda/2$) avant le PBS.

Le montage expérimental est représenté sur la figure 4.7, et ressemble beaucoup au système de conjugaison de phase numérique qui nous permet de mettre en forme le bras proximal du réseau mobile et la pince optique (voir section 2.3.1). De la même manière, la lumière issue de la fibre est réfléchi par l'écran du SLM, dont on fait l'image sur l'écran de la caméra à l'aide d'un télescope afocal (voir section 2.2.4). À la différence du montage utilisé pour le piège dipolaire, nous utilisons ici deux fibres monomodes: de la première est issue le faisceau de référence nécessaire à la mesure du front d'onde, tandis que la seconde mène au SPCM. Pour le piège dipolaire, le faisceau issu de la fibre monomode

1. Photodiode à avalanche, Excelitas Technologies - SPCM-780-24

proximale est rétro-réfléchi par un montage de circulation pour servir de référence, ce qui permet de n'utiliser qu'une seule fibre optique. Ici, il est en revanche plus pratique de *déplier* le dispositif et d'utiliser deux fibres, celles-ci n'étant pas parcourues par la lumière dans le même sens. Cela permet également de séparer spatialement le faisceau de référence et le SPCM, et ainsi de limiter les sources de lumière parasite. Les faisceaux issus de ces deux fibres sont superposés lors de la construction en couplant la lumière du faisceau de référence dans la fibre qui mène au détecteur, ce qui permet d'atteindre un très bon recouvrement entre les modes ($> 80\%$ en intensité).

Pendant l'étape de caractérisation (à gauche sur la figure 4.7), nous excitons les différents modes de l'espace distal à l'aide de DGME, exactement comme pour mesurer la matrice de transmission (voir section 3.4.2), et le champ au niveau du SLM produit par chacun d'entre eux est mesuré avec la caméra, par interférométrie à décalage de phase (voir sections 2.2.2 et 3.3.1). Nous passons ensuite à la configuration d'imagerie (à droite sur la figure 4.7) en déplaçant une lame $\lambda/2$: la lumière issue de la fibre est alors envoyée en direction de la fibre monomode qui mène au SPCM, après avoir été réfléchi par le SLM. En affichant sur celui-ci un des écrans de phase obtenus pendant la caractérisation, nous mesurons directement avec le SPCM l'intensité émise par les atomes dans le mode correspondant. Il suffit de répéter l'opération pour tous les modes pour reconstruire pixel par pixel une image de l'espace distal. Cette approche est alors beaucoup plus lente que la méthode décrite à la section 3.4, en particulier pour des images de grande définition, les pixels étant mesurés successivement.

4.3.2. Efficacité de détection

Pour quantifier la qualité de la correction de front d'onde effectuée par le SLM du système de détection décrit à la section précédente, nous comparons la puissance d'un faisceau injecté dans l'extrémité distale de la MMF avec celle effectivement couplée dans la fibre monomode du SPCM. Cette mesure inclue également les pertes sur le trajet optique, et en particulier le coefficient de réflexion sur le SLM d'à peine 50% , celui-ci étant conçu pour une utilisation entre 1000 nm et 1100 nm , et non à 780 nm ¹. Avec le faisceau de sonde de l'imagerie par absorption, d'une largeur de col d'environ $20\text{ }\mu\text{m}$ (voir section 3.4), nous mesurons une valeur de 9% . En retirant les pertes dues au SLM, on retrouve une efficacité de correction de front d'onde très proche de celle mesurée pour la formation du faisceau distal du réseau mobile, d'environ 20% . En supposant une évolution similaire avec la taille du mode injecté, on estime pouvoir envoyer sur le détecteur 0.9% de la puissance d'un faisceau de $1.2\text{ }\mu\text{m}$ de largeur de col, généré par le DGME. En prenant en compte l'efficacité quantique de détection du SPCM, de 70% d'après le fabricant, notre dispositif possède finalement une efficacité de détection de 0.6% .

Pour détecter la fluorescence des atomes, ils sont excités par un faisceau proche de résonance. Celui-ci est polarisé linéairement et, en l'absence de champ magnétique per-

1. Ce modulateur de front d'onde était initialement destiné à mettre en forme un faisceau de piège dipolaire à 1064 nm , qui n'a finalement pas été utilisé

manent, les atomes se répartissent donc sur les différents sous-niveaux Zeeman. Les photons émis le sont donc dans une superposition compliquée de modes spatiaux que nous considérerons isotrope. Pour calculer le signal attendu sur le SPCM, il est alors nécessaire de connaître la probabilité de collecter un photon émis sur le détecteur. Une estimation naïve consiste à calculer la portion d'angle solide occupée par la MMF autour des atomes: pour un nuage situé à 200 μm de la fibre de 100 μm de rayon on obtient ainsi une efficacité de collection de 5.3 %. En réalité, notre dispositif couple un mode précis de l'espace distal dans la fibre du SPCM: il ne faut donc pas calculer la probabilité qu'un photon généré par un atome pénètre dans la MMF, mais la probabilité qu'il soit émis *dans la mode observé*. La simulation numérique du recouvrement entre une onde sphérique qui représente l'émission isotrope d'un photon et un mode gaussien de 1.2 μm de col donne une valeur de 1.3 %, bien inférieure à celle obtenue précédemment. L'efficacité totale du système, c'est-à-dire la probabilité qu'un photon émis par fluorescence par un atome soit détecté par le SPCM, est finalement de $\eta_{\text{tot}} \approx 7.9 \times 10^{-5}$.

Une autre caractéristique importante du système est le niveau de bruit, c'est-à-dire le signal produit par le SPCM en l'absence d'atome. Ce bruit peut avoir des origines diverses: la première, couramment appelée *coups d'obscurité* (dark count en anglais) est inhérente au détecteur et en particulier due à l'absorption de photons du rayonnement du corps noir. Le SPCM que nous avons utilisés est spécifié avoir un taux de coups d'obscurité inférieure à 100 Hz, et nous mesurons une valeur très proche (≈ 90 Hz). La présence de lumière parasite constitue une autre source de bruit: le SPCM possède en effet une large bande de détection, et il est nécessaire de bloquer toutes les autres sources de lumière, qu'il s'agisse des faisceaux laser de l'expérience ou de l'éclairage du laboratoire. Pour cela, une boîte en carton opaque est construite autour de l'intégralité du dispositif, et le SPCM est installé dans une seconde boîte placée à l'intérieur de la première (voir figure 4.7). Seule la fibre monomode le relie à l'extérieur de la boîte, et deux filtres interférentiels (placés à l'entrée et la sortie de la fibre) permettent d'éliminer tout rayonnement à une longueur d'onde autre que 780 nm. Cette solution simple fonctionne très bien, et nous ne mesurons aucune hausse décelable du signal fourni par le SPCM due à de la lumière parasite¹.

Bien que les filtres interférentiels éliminent très efficacement la lumière à 800 nm du piège dipolaire, le SPCM détecte tout de même un signal lorsque les faisceaux du réseau mobile sont allumés. L'ajout d'un filtre supplémentaire n'atténue presque pas le signal, ce qui confirme qu'il s'agit de photons à 780 nm. Ceux-ci sont produits par diffusion Raman anti-Stokes dans la fibre optique multimode, c'est-à-dire par l'absorption d'un phonon thermique qui augmente l'énergie d'un photon et diminue sa longueur d'onde [98]. La silice qui forme le cœur de la MMF possède une large bande d'énergie vibrationnelle, et ce processus peut se produire sur une grande gamme de longueurs d'onde [99]. Avec le SPCM nous mesurons les taux de diffusion vers l'avant et vers l'arrière, générés respectivement par le faisceau distal et proximal du réseau mobile, pour différentes fréquences du laser de piégeage. Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 4.8 avec des

1. Ce qui nous a permis de travailler avec la lumière du laboratoire allumée

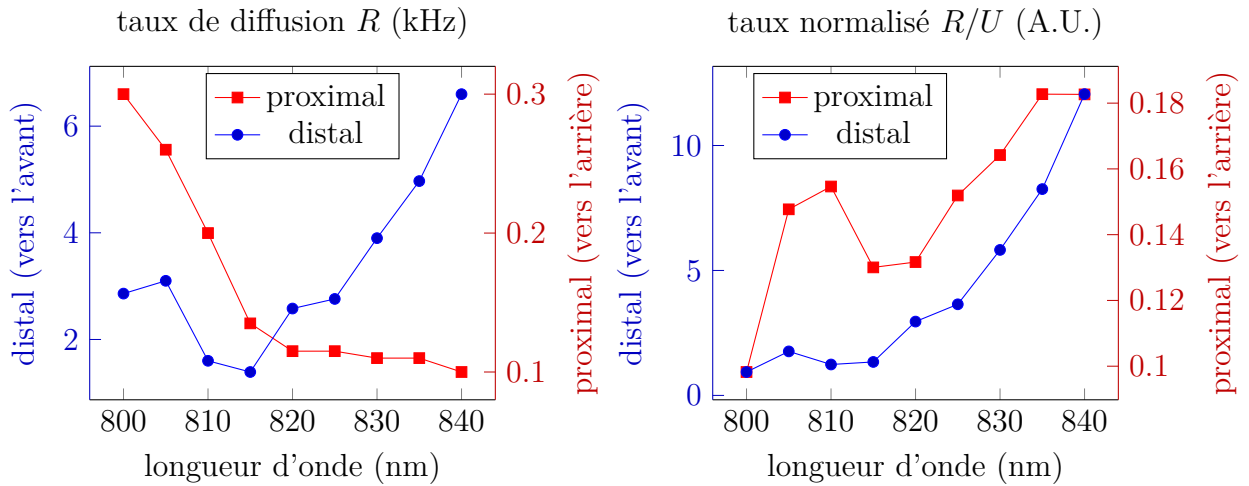


FIGURE 4.8. – Diffusion Raman de photon des faisceaux du réseau mobile en fonction de la longueur d'onde. À gauche, le signal mesuré par le SPCM pour chacun des bras, à puissance constante. À droite le taux de diffusion renormalisé, à profondeur de piégeage constante.

échelles différentes, le taux de diffusion vers l'arrière étant beaucoup plus faible que vers l'avant. La mesure est effectuée à puissance constante, et doit être normalisée par la profondeur du potentiel de piégeage dipolaire engendré. Le taux diffusion à potentiel constant est représenté à droite sur la figure 4.7 et fait apparaître un minimum aux faibles longueurs d'onde, proche de la transition atomique. C'est pour cette raison que nous avons utilisé une lumière de piégeage à 800 nm qui permet de minimiser cette source de bruit en conservant un chauffage des atomes par le faisceau de piège suffisamment faible.

Le taux de diffusion Raman mesuré par le SPCM ne dépend pas du tout des écrans de phase affichés sur les deux SLM (celui du réseau mobile et celui du système de détection): le signal obtenu ne dépend ni de la manière dont le faisceau est injecté, ni du mode de sortie détecté. Cela confirme bien que les photons sont diffusés aléatoirement, et non dans un mode particulier, et ils ont peu de chances d'être injectés dans la fibre monomode du SPCM. Le signal parasite généré est relativement faible: seul le faisceau proximal est utilisé pour former le micro-piège, et celui-ci produit une augmentation du niveau de bruit d'environ 200 Hz.

La lumière quasi-résonante qui permet de faire fluorescer les atomes est envoyée sur le nuage par un faisceau perpendiculaire à la fibre dont la largeur de col au niveau des atomes est d'environ $50 \mu\text{m}$. La lumière diffusée par celui-ci engendre un signal supplémentaire de 700 Hz sur le SPCM, pour une intensité proche de l'intensité de saturation atomique. Le niveau de bruit total du système est alors d'environ 1 kHz, ce qui correspond à une puissance optique de 0.25 fW.

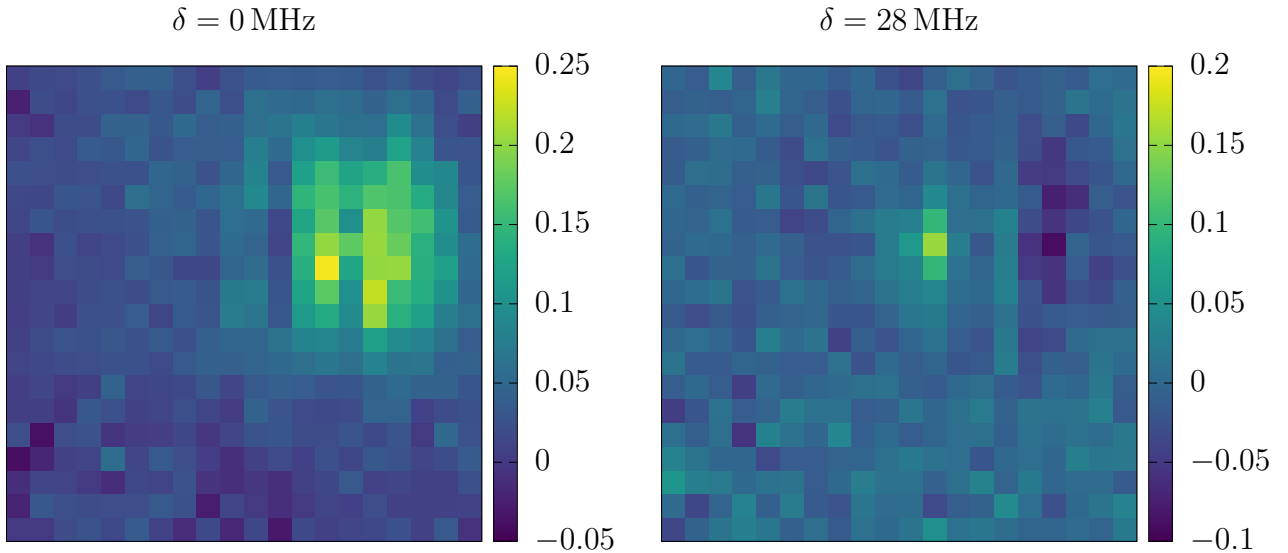


FIGURE 4.9. – *Imagerie par absorption des atomes dans un micro-piège à travers la fibre multimode, en utilisant la technique d’inversion analogique par un SLM. δ est le désaccord du faisceau par rapport à la résonance atomique en espace libre. La dimension des images est de: 20×20 px = 10×10 μm la distance entre deux pixels étant de 0.5 μm .*

4.3.3. Mesures d’absorption et de fluorescence

Ce dispositif est employé pour former des images des atomes capturés par le micro-piège. Nous avons tout d’abord effectué de l’imagerie par absorption, exactement comme à la section 4.2.1, à la différence que la lumière qui sort de la fibre est maintenant détectée par le SPCM. Chaque pixel de l’image reconstruite est mesuré indépendamment, et le temps d’acquisition est donc proportionnel au nombre de pixels, tandis que la technique d’inversion numérique détaillée à la section 3.4 permet de reconstruire une image complète en une seule mesure. Le dispositif d’inversion analogique présenté à la section 4.3.1 présente toutefois un bien meilleur rapport signal à bruit: chaque pixel des images du nuage d’atome dans le micro-piège de la figure 4.9 correspondent à seulement 5 réalisations expérimentales. Cette approche est ainsi plus adaptée que la précédente pour des mesures précises sur peu de pixels, et elle nous est utile pour localiser précisément le micro-piège. Nous utilisons pour cela une base restreinte de l’espace distal qui décrit une zone de 10×10 μm , avec un espacement de 0.5 μm entre les modes. La formation d’une des images présentées sur la figure 4.9 nécessite alors $5 \times 20 \times 20 = 2000$ cycles expérimentaux.

Les deux images de la figure 4.9 sont prises pour deux désaccords δ différents entre le faisceau de sonde et la transition atomique en espace libre. Nous observons des résultats similaires à ceux présentés à la section 4.2.1: le nuage semble plus gros à $\delta = 0$ et correspond aux atomes piégés loin du point focal par un potentiel peu profond. À désaccord élevé, seuls les atomes capturés dans un potentiel profond absorbent de la lumière et nous voyons apparaître le micro-piège.

Une fois la position du micro-piège précisément connue, nous pouvons en capter la

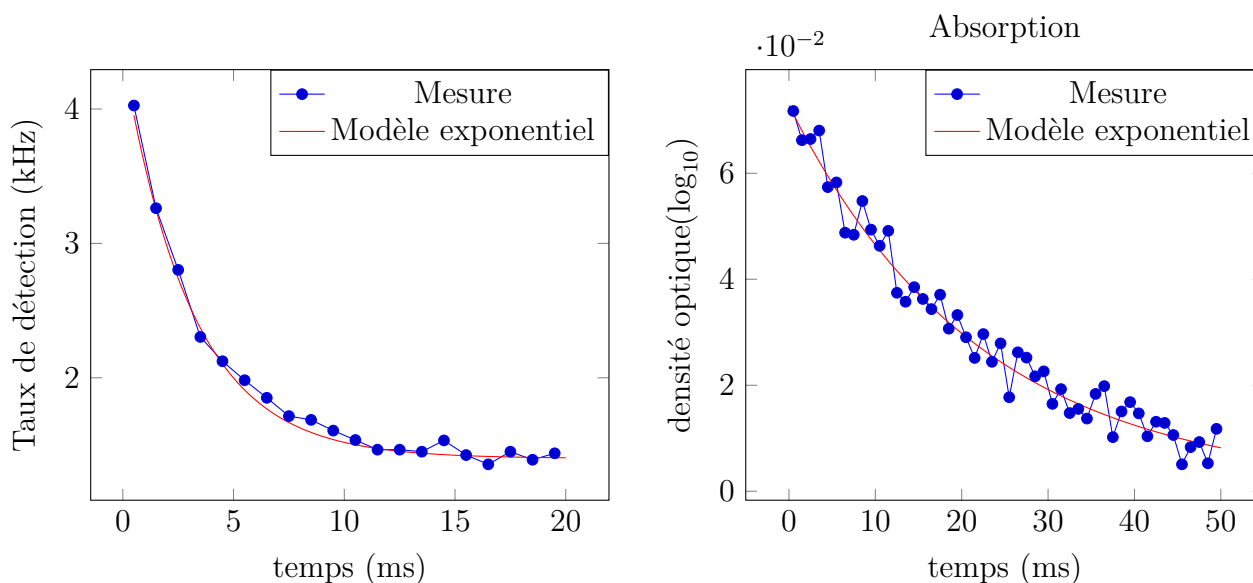


FIGURE 4.10. – Évolution temporelle de la fluorescence (à gauche) et de l'absorption (à droite) au centre du micro-piège, mesurée à l'aide du SPCM. Chaque point de la courbe d'absorption est la moyenne de 5 mesures expérimentales, tandis que la courbe de fluorescence est moyennée sur 10 000 réalisations. Un ajustement exponentiel nous permet d'estimer de temps de vie des atomes dans le piège, respectivement de 3.1 ms et 22 ms pour la fluorescence et l'absorption.

lumière émise par fluorescence atomique. Le faisceau de sonde est coupé, et les atomes sont excités par un faisceau proche de résonance envoyé perpendiculairement à l'axe de la fibre avec une intensité proche de l'intensité de saturation de la transition atomique. Le signal détecté au niveau du micro-piège par le SPCM est représenté à gauche sur la figure 4.10, moyenné sur 10 000 cycles expérimentaux. Nous obtenons bien un signal de fluorescence qui décroît rapidement, signe que les atomes sont très vite expulsés du piège en présence de lumière résonante. Si le temps de vie mesuré de 3.1 ms est compatible avec des phénomènes de pertes à deux corps (voir annexe B.2), il peut en réalité s'agir également de simples pertes à un corps. Nous n'utilisons en particulier qu'un seul faisceau d'excitation, ce qui impose aux atomes une pression de radiation moyenne non nulle et les pousse hors du piège. L'imagerie par absorption donne des temps de vie beaucoup plus longs (voir figure 4.10, à droite), d'environ 22 ms, ce qui s'explique par une intensité beaucoup plus faible de la lumière proche de résonance. Nous avons en effet limité la puissance du faisceau sonde à environ 600 pW pour ne pas risquer d'endommager le SPCM donc la fréquence de détection ne doit pas excéder quelques mégahertz, ce qui correspond à une intensité au niveau des atomes égale à 4 % de l'intensité de saturation. Réduire l'intensité du faisceau utilisé pour exciter les atomes dans le cas d'une mesure de fluorescence aurait pour effet de diminuer le taux d'émission de chaque atome et donc le signal produit sur le SPCM.

Nous pouvons ainsi réaliser à la fois de l'imagerie par absorption et par fluorescence

avec la technique d'inversion analogique par un SLM. Cette approche présente de plus une sensibilité bien meilleure que la méthode d'inversion numérique utilisée précédemment, au prix d'une mesure pixel à pixel beaucoup plus longue pour des images haute définition. Le système de détection que nous venons de présenter est ainsi plus adapté pour détecter un signal faible issu d'une région restreinte de l'espace, pouvant être incohérent, tandis que l'inversion numérique de la matrice de transmission décrite au chapitre 3 permet de former l'image d'un grand nombre de pixels beaucoup plus rapidement, et fonctionne très bien pour observer des objets cohérents suffisamment intenses.

4.4. Refroidissement des atomes à travers la fibre

Le dispositif que nous avons étudié à la section 4.3 nous permet de détecter un nuage d'atome capturé dans une pince optique par absorption et par fluorescence avec une meilleure sensibilité que le système analogique utilisé à la section 4.2, en reconstituant pixel par pixel le champ de l'espace distal sur un compteur de photons à l'aide d'un SLM. Ce dispositif peut directement être utilisé dans l'autre sens comme un montage de conjugaison de phase, qui nous permet de reconstruire n'importe quel mode de propagation à travers la fibre. Ce système, très semblable à celui utilisé pour produire le faisceau proximal du réseau mobile et le micro-piège, nous permet ainsi de mettre en forme un faisceau issu de l'extrémité distale de la fibre à une longueur d'onde de 780 nm, proche de la résonance atomique.

Les travaux présentés ici ont été réalisés dans le but d'observer une signature expérimentale du piégeage d'un atome unique dans une pince optique. Le concept d'atome unique, ainsi que les moyens d'obtenir et de détecter un tel objet, sont discutés à l'annexe B. Pour cela, nous avons installé un second système de mélasse optique, située juste devant la fibre, dont deux des faisceaux sont reconstruit à travers la fibre par conjugaison de phase. Nous observons un effet de ralentissement de l'expansion du nuage capturé dans un petit piège, ce qui indique un effet de refroidissement des atomes. Un système de détection en espace libre nous permet de détecter la fluorescence des atomes dans la pince optique directement à travers la cellule en verre, mais nous ne sommes pas parvenus à mettre en évidence la capture d'un atome unique. Cette tentative, bien qu'infructueuse, illustre bien la versatilité des techniques de modulation de front d'onde, ainsi que notre capacité à reconstruire des modes de propagation plus complexes à travers la fibre.

4.4.1. Production des faisceaux de mélasse

Le mécanisme de refroidissement Doppler, à l'origine du ralentissement des atomes dans le piège magnéto-optique (MOT), repose sur l'émission spontanée des atomes qui leur impose une force de freinage effective. Il s'agit donc d'un phénomène très adapté pour observer un atome unique, puisqu'il permet de s'assurer que l'atome reste piégé en le refroidissant, tout en lui permettant d'émettre des photons par fluorescence. Les faisceaux du MOT utilisé pour charger le réseau mobile ne sont pas assez équilibrés au niveau de la MMF, et ne parviennent pas à refroidir les atomes après leur transport. Nous

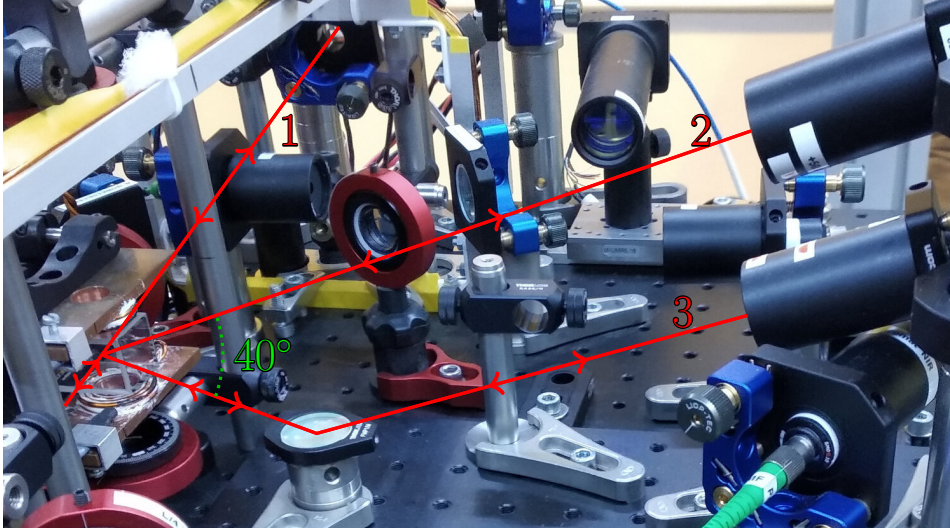


FIGURE 4.11. – Photographie du dispositif de refroidissement Doppler des atomes devant la fibre optique. L'axe 1 est horizontal et perpendiculaire à la fibre, et les deux autres sont injectés dans la MMF avec un angle de 20° par rapport au plan horizontal. Les faisceaux contra-propageants des faisceaux 2 et 3 sont reconstruit par conjugaison de phase à travers la fibre multimode.

avons donc construit un second système de mélasse optique, formé comme le premier de trois paires de faisceaux contra-propageants (voir section 1.2.2). La force de rappel est cette fois-ci engendrée par le piège dipolaire et non plus par un gradient de champ magnétique, ce qui permet d'utiliser des faisceaux de refroidissement de polarisations arbitraires.

Le montage expérimental est représenté sur la figure 4.11: une première paire de faisceaux contra-propageants est presque horizontale dans le plan perpendiculaire à l'axe de la MMF, et possède une largeur de col au niveau des atomes d'environ $500\ \mu\text{m}$. Les deux autres paires, notées 2 et 3 sur la figure 4.11, appartiennent au plan vertical qui contient la fibre multimode et forment des angles respectifs de $+20^\circ$ et -20° avec l'horizontale. Pour chacune de ces deux paires, un des faisceaux est envoyé sur les atomes à travers la cellule en verre avant d'être injecté dans la MMF, tandis que son contra-propageant est reconstruit à travers celle-ci. Les faisceaux injectés dans la fibre sont très légèrement convergents et possèdent une largeur de col d'environ $100\ \mu\text{m}$ au niveau de l'extrémité de la MMF, comparable au rayon du cœur de celle-ci. L'angle formé par les paires de faisceaux 2 et 3 avec l'horizontale est choisi suffisamment faible pour permettre aux faisceaux de se propager dans la MMF, tout en étant assez important pour permettre un refroidissement efficace.

Pour mettre en forme les faisceaux des paires 2 et 3, issus de la fibre multimode, nous pouvons réutiliser directement le dispositif d'imagerie de la section 4.3: il suffit en effet d'injecter de la lumière dans le système depuis la fibre monomode qui menait auparavant au SPCM pour obtenir un dispositif de conjugaison de phase numérique,

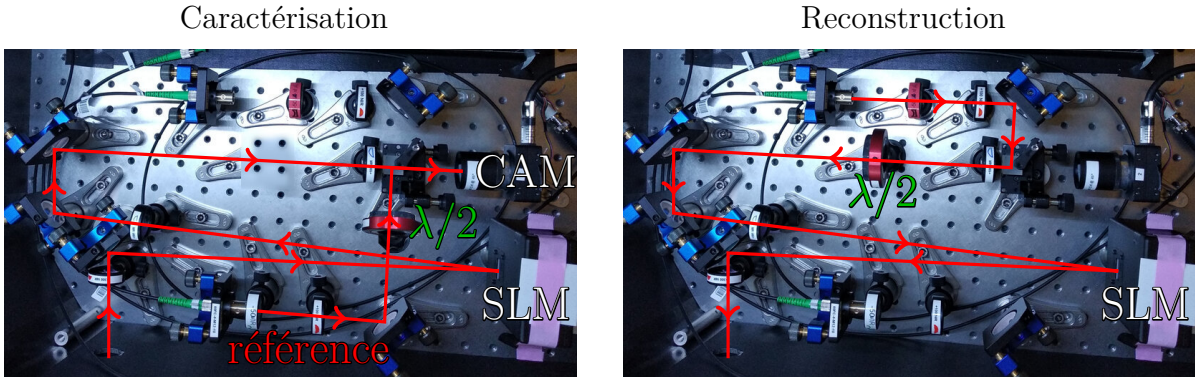


FIGURE 4.12. – Le montage de détection décrit à la section 4.3.1, utilisé en sens inverse comme dispositif de conjugaison de phase. Après une étape de caractérisation (à gauche), il permet générer les faisceaux de la mélasse optique issues de l’extrémité distale de la MMF (à droite).

très semblable à celui utilisé pour générer le réseau mobile et le micro-piège. Après avoir mesuré le champ produit du côté proximale par les deux faisceaux injectés dans la fibre multimode, le SLM nous permet d’en produire le mode réciproque et de former ainsi les deux faisceaux contra-propageants. Nous mettons ainsi en évidence un intérêt majeur de la technique de conjugaison de phase par rapport à un système optique classique: à la différence d’une lentille ou d’un objectif de microscope, notre système ne possède pas de *distance de travail*. Si une lentille de grande ouverture numérique peut facilement former une pince optique à son foyer, il serait beaucoup plus délicat d’utiliser la même lentille pour produire le faisceau proximal du réseau mobile ou les faisceaux de refroidissement Doppler de grandes dimensions et collimatés. Au contraire, l’approche présentée ici permet de reconstruire *n’importe quel mode* qui peut se propager dans la fibre multimode, et nous pouvons ainsi générer un faisceau de dimension arbitraire à travers la MMF. Dans le cas présent, nous l’utilisons pour produire deux faisceaux larges et collimatés qui forment des angles importants avec l’axe de propagation, ce qui serait très malcommode avec un système optique classique.

Les faisceaux de la mélasse possèdent les mêmes paramètres que ceux du piège magnéto-optique (voir section 1.2.3), à savoir une intensité d’environ 1.5 fois l’intensité de saturation de la transition atomique, et un désaccord de -12 MHz. La puissance dans les faisceaux horizontaux (paire 1) est ainsi de $5 \mu\text{W}$, et les faisceaux verticaux (paires 2 et 3) ont une puissance d’environ 200 nW chacun. Afin de mettre en évidence l’introduction d’un mécanisme de refroidissement des atomes au niveau de la fibre, nous effectuons des mesures d’expansion par temps de vol du nuage capturé dans un petit piège. Nous utilisons pour cela le dispositif d’imagerie par inversion numérique décrit à la section 3.4, en appliquant le même protocole que pour mesurer la température des atomes (voir section 4.2.2). Nous comparons la situation sans refroidissement au cas où les faisceaux de mélasses sont allumés au cours de l’expansion du nuage. Le refroidissement horizontal est assuré par la paire de faisceaux notée 1 sur la figure 4.11, tandis que le freinage selon l’axe vertical est produit par les paires 2 et 3. L’évolution de la taille du nuage au

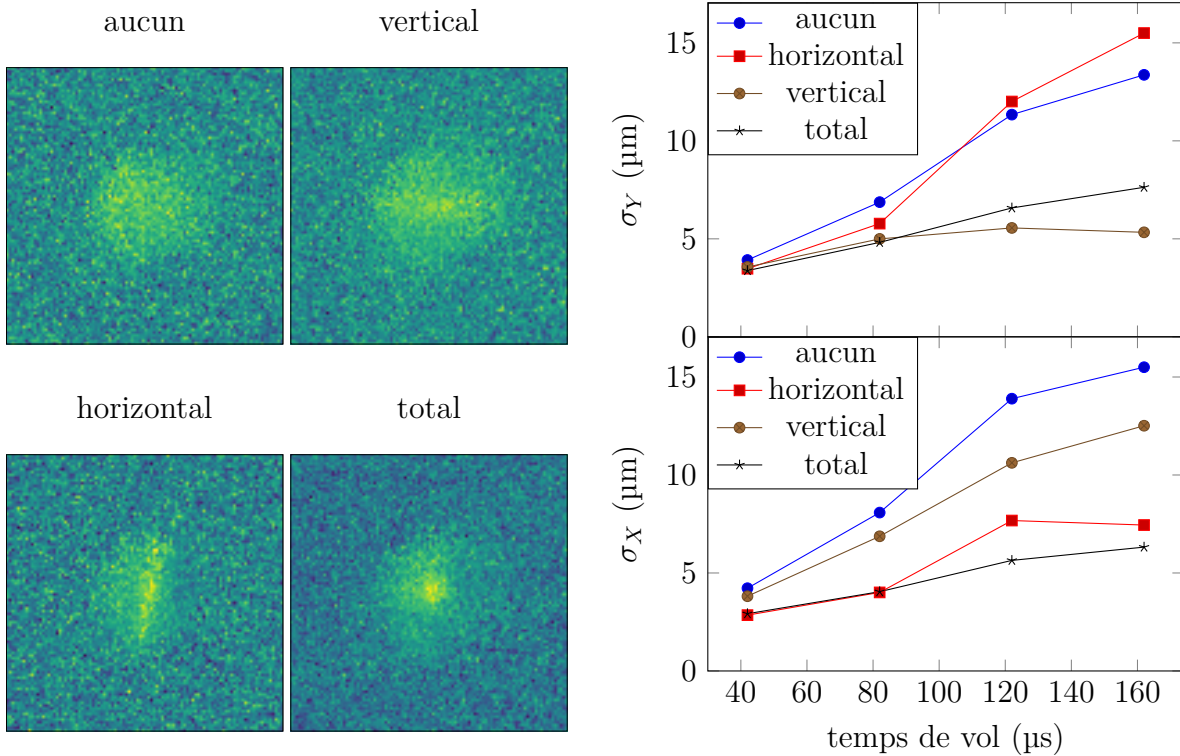


FIGURE 4.13. – À gauche, les images du nuage d’atomes capturé dans un petit piège ($5 \mu\text{m}$ de largeur de col) après $120 \mu\text{s}$ d’expansion, avec et sans refroidissement Doppler. Le cas “horizontal” (respectivement “vertical”) correspond à la présence de la paire de faisceaux 1 uniquement (respectivement des paires 2 et 3). L’évolution de la dimension du nuage au cours de l’expansion est représentée à droite, selon l’axe vertical (en haut) et horizontal (en bas).

cours du temps de vol pour les différents régimes étudiés présente bien une augmentation moins rapide dans le cas où les faisceaux de mélasses sont allumés durant l’expansion, ce qui est bien la preuve d’un effet de refroidissement des atomes.

4.4.2. Détection transverse de la fluorescence

Le dispositif de détection décrit à la section 4.3 est maintenant utilisé pour mettre en forme deux des faisceaux de la mélasse optique et ne permet donc plus de déceler l’émission spontanée de photons par les atomes dans le piège. Afin d’améliorer l’efficacité de détection de notre système de mesure, nous utilisons un dispositif plus classique qui collecte directement les photons émis à travers la cellule en verre pour les envoyer sur un compteur de photons (SPCM). Nous ne disposons pas d’accès optique de grande ouverture numérique disponible et la collection est assurée par une simple lentille sphérique de 23 mm de diamètre placée à distance focale $f = 125 \text{ mm}$ des atomes, ce qui correspond à une ouverture numérique $\text{NA} \approx 0.1$. L’efficacité de collection de ce système est alors de 2.1×10^{-3} , ce qui est bien mieux que celle du dispositif d’inversion analogique (voir

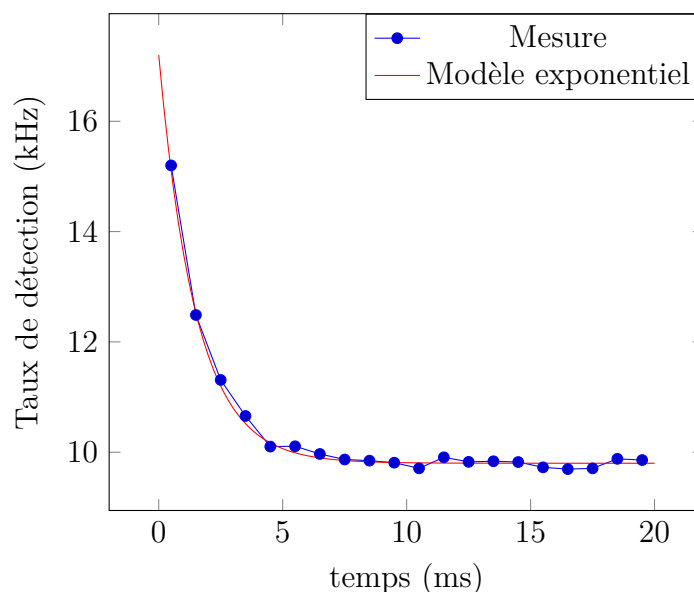


FIGURE 4.14. – *Signal de fluorescence des atomes capturés par micro-piège dans une mélasse optique. Les photons émis sont collectés en espace libre, et détectés par un SPCM. Nous estimons le temps de vie dans le piège par un ajustement exponentiel à 1.5 ms.*

section 4.3.2).

Une seconde lentille forme l'image du nuage d'atomes sur le cœur d'une fibre multimode¹ qui filtre spatialement la lumière parasite et guide les photons émis par les atomes jusqu'au SPCM, qui est installé dans une boîte similaire à celle du montage précédent. Deux filtres dichroïques interférentiels (placé respectivement avant et après la fibre multimode de détection) permettent d'éliminer tout rayonnement à une longueur d'onde autre que 780 nm. En prenant en compte les pertes optiques entre les atomes et le SPCM ainsi que l'efficacité quantique de détection de celui-ci, nous estimons finalement la probabilité de détecter un photon émis par fluorescence par un atome dans le micro-piège à 1.2×10^{-3} , ce qui est plus d'un ordre de grandeur plus important que l'efficacité globale du dispositif précédent.

Nous mesurons un bruit de fond sur le signal fourni par le SPCM de l'ordre de 10 kHz qui est principalement dû aux faisceaux de refroidissement horizontaux (paire 1 sur la figure 4.11). Ce niveau de bruit pourrait probablement être amélioré en diminuant la dimension de ces faisceaux ce qui permettrait d'en réduire la puissance et ainsi la quantité de photon diffusé en direction du SPCM, mais rend leur alignement plus délicat. Nous réussissons tout de même à détecter un signal de fluorescence des atomes capturés dans un micro-piège, qui est représenté sur la figure 4.14. La courbe est assez semblable à celle obtenue avec la détection à travers la MMF, et montre une décroissance encore plus rapide du nombre d'atomes dans le piège (dont le temps caractéristique est de 1.5 ms).

L'efficacité de détection de ce système est théoriquement suffisante pour détecter un si-

1. Thorlabs M42L02, $\varnothing 50 \mu\text{m}$, $\text{NA} = 0.22$

gnal décelable provenant d'un atome unique capturé dans la pince optique. Nous n'avons toutefois pas réussi le mettre en évidence, en observant par exemple un histogramme d'émission discrétisé (voir annexe B.3). Cela peut être dû à de nombreuses imperfections expérimentales, que ce soit au niveau des faisceaux de la mélasse optique (équilibre des puissances, désaccord) ou du système de détection, qui pourrait être mal aligné sur le micro-piège. Les travaux présentés dans ce chapitre ont été réalisés à la toute fin de ce doctorat, et nous n'avons pas eu le temps d'améliorer suffisamment le système pour détecter un atome unique.

Conclusion

Les expériences de manipulation d'atomes froids se sont considérablement complexifiées au cours des dernières années, avec en particulier l'objectif de coupler des atomes neutres à d'autres systèmes quantiques, comme le champ à l'intérieur d'une cavité [55, 100], un nanorésonateur [101], ou encore des circuits supraconducteurs [102, 103]. Cela nécessite d'introduire des dispositifs variés à proximité des atomes, et a forcément pour conséquence de limiter l'accès optique utilisable pour les manipuler et les observer. Il peut être dès lors délicat d'inclure également un système optique de haute résolution, volumineux et situé près des atomes, pour des questions d'encombrement spatial.

Une fibre multimode (MMF) est un guide d'onde flexible de faible dimension transverse qui présente une relativement haute ouverture numérique, et constitue ainsi un système optique peu encombrant qui peut être installé à des endroits difficilement accessibles. Les technologies de modulation de front d'onde, avec en particulier le développement des écrans à cristaux liquides et des matrices de micro-miroirs, ont rendu possibles la reconstruction d'une image [63] et la mise en forme d'un faisceau [64] à travers une fibre multimode, et des applications en imagerie biomédicale sont activement étudiées [66, 67].

Cette thèse propose une première exploration expérimentale des perspectives offertes par le transfert de ces techniques au domaine de l'imagerie et de la manipulation d'atomes froids. Nous démontrons la capacité de mettre en forme un faisceau à travers une fibre optique multimode ce qui nous permet de manipuler les atomes par piégeage dipolaire, ou encore de les ralentir par refroidissement Doppler. Il est également possible de détecter le nuage atomique par absorption ou par fluorescence à travers la MMF, à condition de mesurer au préalable sa matrice de transmission.

La technique de conjugaison de phase numérique, qui consiste à mesurer le champ complexe d'un faisceau pour mettre en forme son contra-propageant avec un modulateur spatial de lumière (SLM), s'est révélée particulièrement intéressante pour notre expérience en nous permettant de générer un faisceau de forme arbitraire à travers la MMF. Par rapport à un système optique plus classique, cette approche présente une efficacité moindre, qui se traduit par un champ de speckle résiduel, et nécessite un montage expérimental plus élaboré qui utilise notamment un écran à cristaux liquides assez coûteux. Elle offre en revanche un encombrement très faible autour des atomes, la fibre utilisée ayant un diamètre de 200 μm . Notre système présente en outre l'avantage de ne pas posséder de distance de travail particulière et de pouvoir produire aussi bien un faisceau très focalisé qu'un autre collimaté, ou n'importe quel mode qui peut se propager dans la fibre.

Nous avons montré que cette technique peut être utilisée pour mettre en forme un faisceau de piège dipolaire, très désaccordé par rapport aux transitions atomiques, afin de capturer et de manipuler des atomes froids. C'est de cette façon que nous produisons le bras proximal du réseau mobile, issu de la fibre optique multimode, afin d'approcher un nuage d'atomes à quelques centaines de micromètres de l'extrémité de la MMF. Le même dispositif permet de former une pince optique microscopique dans laquelle nous parvenons à transférer une partie des atomes. Un second système très semblable est utilisé pour mettre en forme deux faisceaux de refroidissement Doppler, proche de résonance avec la raie D_2 du ^{87}Rb , et ainsi former une mélasse optique au bout de la fibre multimode. Celle-ci possède une relativement haute ouverture numérique, qui permet théoriquement d'atteindre une résolution sub-micrométrique aux longueurs d'ondes utilisées de 780 nm et 800 nm. Dans notre cas, la dimension de la pince optique générée à travers la fibre est limitée par celle du faisceau modèle, produit par le dispositif de génération des modes d'entrée, d'environ 1.2 μm .

L'alignement d'un montage de conjugaison de phase est assez délicat, en raison de la nécessité d'établir une correspondance entre les pixels du SLM et ceux de la caméra utilisée pour mesurer le champ [81, 83]. Le dispositif que nous utilisons introduit un télescope afocal entre ces deux éléments, ce qui permet de mesurer directement la position des pixels du SLM sur la caméra. Cela nous permet également d'utiliser la totalité de la puissance disponible dans le faisceau de référence pour la reconstruction. Si la méthode de conjugaison de phase numérique peut atteindre des efficacités de reconstruction assez importantes [64], le dispositif que nous utilisons présente toutefois une efficacité limitée, en particulier pour produire de petits faisceaux comme le micro-piège.

La dimension des grains du speckle issu de la MMF est du même ordre que la taille des pixels du SLM, ce qui explique en partie la relativement faible efficacité de notre système, et une réponse simple à ce problème consiste à choisir un modulateur de plus haute définition. Une seconde solution serait de réduire le nombre de modes qui se propagent dans la fibre multimode: diminuer l'ouverture numérique de celle-ci se traduirait par une dégradation de la résolution du système qui n'est pas souhaitable, mais il serait tout à fait possible de choisir une fibre de diamètre inférieur et de conserver ainsi la résolution du dispositif au détriment du champ de vue.

Une perspective intéressante serait de pouvoir manipuler dynamiquement les atomes

capturés, c'est-à-dire modifier le mode reconstruit au cours de l'expérience, ce qui n'est pas envisageable dans notre cas en raison du temps de réponse beaucoup trop important du SLM utilisé. Si la fréquence d'affichage des écrans à cristaux liquides reste trop faible pour y arriver, et que la résolution des miroirs déformables n'est à l'heure actuelle pas suffisante pour mettre en forme un faisceau à travers une fibre multimode, les progrès rapides de ces deux technologies pourraient rendre bientôt réalisables ce genre d'expériences.

La résolution du système est en théorie suffisante pour isoler un atome unique, bien que nous n'ayons pas réussi à le mettre en évidence. Pour y parvenir, ainsi que pour réaliser des expériences plus évoluées de manipulations atomiques, il serait intéressant qu'un flux atomique arrive en permanence à l'extrémité de la fibre. Une première option est d'utiliser une source d'atomes froids, comme un ralentisseur Zeeman ou un MOT 2D. Une autre solution potentielle qui pourrait être tentée sur notre expérience serait de conserver le piège magnéto-optique allumé et de ramener continuellement des atomes au bout de la fibre avec le réseau mobile.

De nombreuses stratégies de manipulation atomique peuvent être envisagée avec cette approche, qui restent à explorer. En particulier, le dispositif de conjugaison de phase peut reproduire n'importe quel mode injecté dans la fibre optique, et il serait intéressant d'étudier la production de potentiels de piégeage plus complexes. S'il s'est avéré plus simple dans notre cas de mesurer directement le front d'onde du faisceau que nous souhaitons reproduire, la mesure de la matrice de transmission permet de calculer après caractérisation le front d'onde de n'importe quel mode désiré [62], et peut constituer une approche plus adaptée à la production de potentiels complexes.

La modélisation de la propagation de la lumière à travers un milieu complexe est un domaine de recherche très actif, et de nombreuses solutions d'imagerie ont été proposées que nous ne prétendons pas avoir étudiées de manière exhaustive. Deux systèmes d'imagerie à travers la MMF sont installés sur notre expérience, qui fonctionnent selon des principes différents et ne présentent pas les mêmes caractéristiques.

Le premier est basé sur une mesure de la matrice de transmission, et peut reconstituer l'image d'un objet cohérent à partir de la mesure d'une figure de speckle. Pour avoir accès au champ complexe issu de l'extrémité proximale de la MMF, nous utilisons la méthode d'holographie hors axe qui le reconstruit à partir d'une seule mesure d'intensité, et permet ainsi de prendre des images par absorption du nuage d'atomes. La puissance du faisceau de sonde envoyé sur les atomes est réparti à la sortie sur l'intégralité de la surface de la fibre multimode et l'intensité mesurée par la caméra est plus faible qu'avec un système d'imagerie classique, ce qui nous a forcé à choisir un temps d'exposition assez long, de 100 μ s, même avec une caméra amplifiée. La résolution du système est ici aussi limitée à environ 1.2 μ m par le dispositif de génération des modes d'entrée, utilisé pour mesurer la matrice de transmission. La formation d'une image des atomes de 100 \times 100 pixels, qui demande la reconstruction de deux images de l'espace distal, nécessite un peu moins d'une seconde sur notre expérience. Cette approche présente la particularité notable de reposer sur une mesure du champ complexe et non de l'intensité ce qui permet par exemple de former des images tridimensionnelles des atomes. De

nombreux travaux récents tentent de développer des technologies qui s'affranchissent des montages interférométriques, avec par exemple une référence interne qui se propage à l'intérieur de la MMF [64], ou encore une solution numérique comme la résolution du problème de récupération de phase [90] ou l'implémentation d'un réseau de neurones artificiels [92]. Ces techniques n'ont pas été employées pour notre expérience, en particulier car elles nécessitent la mesure d'un nombre sensiblement plus grand de modes d'entrée pour décrire correctement la propagation dans la fibre, et que la construction d'un interféromètre n'est pas un défi expérimental important dans notre cas. Pouvoir reconstruire des images à travers une fibre multimode à partir d'une mesure en intensité du speckle qui en est issu est cependant une perspective extrêmement prometteuse, en particulier pour la conception d'un système plus compact et plus robuste aux déformations mécaniques que celui présenté dans cette thèse.

La seconde méthode d'imagerie consiste simplement à utiliser un montage de conjugaison de phase numérique en sens inverse, et ainsi envoyer un mode de l'espace distal sur un détecteur. L'image du nuage d'atome est alors mesurée pixel par pixel, ce qui est moins adapté à la formation d'une image haute définition qui nécessite un grand nombre de répétitions. Cette technique présente toutefois l'avantage d'envoyer l'intégralité du signal à mesurer sur un capteur unique, ce qui lui confère une sensibilité et un rapport signal sur bruit bien meilleur que l'approche précédente. Le front d'onde est reconstruit par une méthode optique, plutôt que numérique, ce qui rend ce dispositif sensible à la lumière incohérente, et nous pouvons ainsi détecter le signal de fluorescence émis par la désexcitation spontanée des atomes capturés dans une pince optique.

Que ce soit pour mettre en forme un faisceau ou pour reconstruire une image à travers une fibre multimode, toutes les approches proposées requièrent une étape de caractérisation, pour laquelle il est nécessaire d'injecter par l'extrémité distale de la fibre un ensemble de modes d'entrée connus qui engendrent l'espace à imager, ou l'espace des faisceaux à mettre en forme. Cela peut être comme dans notre cas un objet lumineux de petite dimension, ou une décomposition plus compliquée comme une superposition d'onde plane, mais demande dans tous les cas un accès optique dont l'ouverture numérique détermine la résolution accessible. Il est alors nécessaire que la propagation de la lumière dans la fibre soit la plus stable possible, c'est-à-dire que sa matrice de transmission varie le moins possible au cours du temps.

L'expérience que nous avons construite est loin d'être optimale de ce point de vue: le chargement du piège magnéto-optique par deux distributeurs d'atomes placés directement sous la fibre multimode est proche d'être la pire situation possible, et l'installation des composants optiques sur des supports indépendant de l'enceinte à vide, et donc de la fibre optique, est un autre défaut corrigable de notre plateforme expérimentale. Les variations observées expérimentalement, qui nous imposent de mesurer une nouvelle matrice de transmission toutes les semaines environ, doivent alors être considérées comme une borne inférieure de la stabilité qu'il est possible d'obtenir dans un contexte similaire. Une expérience d'atomes froids peut rester en service pendant plusieurs années, et si des améliorations de notre système sont possibles, comme utiliser une autre source atomique ou solidariser l'enceinte et les systèmes optiques, il semble peu réaliste d'at-

teindre une stabilité suffisante pour pouvoir caractériser la fibre une fois pour toutes lors de l’assemblage de l’enceinte. Il est dès lors nécessaire de prévoir un moyen de mesurer régulièrement la matrice de transmission du système.

Le dispositif de génération des modes d’entrée, basé sur une matrice de micro-miroirs, offre de très bonnes performances pour parcourir la base choisie. Un système mobile comme celui-ci, installé devant la fibre pour en mesurer la matrice de transmission avant d’être retiré durant la manipulation d’atomes froids, présente cependant des désavantages pratiques considérables et ne paraît pas être une solution applicable pour une expérience sensiblement plus complexe que la nôtre. Le plus simple est alors d’installer à demeure un dispositif optique de haute résolution face à la fibre, qui permet par la suite d’en mesurer la matrice de transmission aussi souvent que nécessaire. Cela peut donner l’impression d’être face à un problème récursif: nous avons en effet besoin d’un système optique de haute résolution pour obtenir un système optique de haute résolution. Il est toutefois à mentionner qu’un certain nombre d’expériences de manipulation atomique utilisent deux systèmes de grandes ouvertures numériques, faisant face l’un à l’autre [50, 104]: une fibre optique multimode pourrait dans ce cas remplacer l’un des deux, ce qui permet d’économiser la moitié de l’espace occupé, sa matrice de transmission pouvant être mesurée grâce à l’autre système optique.

Ce problème de la mesure de la matrice de transmission est générale à toutes les applications d’imagerie en milieu complexe, et de nombreuses solutions ont été proposées pour produire des “étoiles guides” afin de mesurer des matrices de transmissions, par exemple grâce à des effets acousto-optiques [105] malheureusement difficiles à transposer à des applications sous ultra-vide. Nous disposons en revanche de sources lumineuses de très petites dimensions: des atomes froids. Ceux-ci présentent de plus une réponse fortement non linéaire à une excitation lumineuse, et il est possible d’employer des techniques de super-résolution, comme la microscopie à déplétion par émission stimulée (stimulated-emission-depletion, STED) qui a valu le prix Nobel de Chimie en 2014 à Stefan W. Hell, Eric Betzig et William Moerner et peut être aisément adaptée à un nuage d’atomes froids. Cela permettrait de caractériser la fibre multimode avec un faisceau de relativement grande dimension, produit par un système de faible ouverture numérique, l’ensemble atomique servant de support au point source lumineux. Un rapide calcul d’ordre de grandeur de la densité atomique du nuage que nous amenons devant la fibre permet de conclure que cette solution est impraticable dans notre cas: nous estimons en effet la densité à 10^{11} atomes/cm³ = 0.1 atomes/μm³. Une région d’une taille de l’ordre du micromètre contient donc très peu d’atomes, et le signal produit est trop faible pour être mesuré. En revanche, les condensats de Bose-Einstein peuvent avoir des densités atomiques bien plus élevées, de l’ordre de 10^{14} atomes/cm³ = 100 atomes/μm³, et la mise en œuvre d’une telle stratégie serait alors plus réaliste.

Une approche différente consisterait à étudier en détail et tenter de modéliser les processus de “dégradation” de la matrice de transmission, et de réussir à les corriger au moins en partie. Nous avons observé que l’effet de dégradation principal est la translation de la fibre multimode par rapport au système d’imagerie, qui pourrait être mesurée et corrigée. De même, les fluctuations thermiques agissent d’une manière spécifique sur la propagation dans la fibre, qu’il doit être possible de caractériser. Il est également en-

visageable d'utiliser les atomes comme un indicateur de la dimension d'un micro-piège, en mesurant par exemple le taux de pertes collisionnelles, et d'optimiser de cette façon la focalisation à travers la fibre sans avoir besoin d'accéder à l'extrémité distale. Cela pourrait permettre de conserver sur de longues périodes la mesure d'une matrice de transmission, dont les variations lentes seraient périodiquement corrigées de cette manière.

L'utilisation d'une fibre multimode pour imager et manipuler des atomes froids avec une grande résolution semble au premier abord la solution rêvée aux problèmes d'encombrement spatial que soulève la conception d'une expérience d'atomes froids, à plus forte raison lorsqu'il s'agit de les coupler à un autre système quantique qui doit nécessairement être placé à proximité. Les techniques d'optique en milieu complexe sont toutefois délicates à mettre en œuvre, en particulier lorsque l'une des extrémités de la fibre est inaccessible, maintenue sous vide proche des atomes. Le dispositif présenté dans cette thèse peut difficilement prétendre être une alternative à l'utilisation d'un système optique de haute résolution plus classique, d'une part en raison de la complexité du montage interférentiel demandé, et d'autre part puisque nous avons besoin d'un autre accès de grande ouverture numérique pour mesurer la matrice de transmission. En dépit des difficultés rencontrées pour approcher suffisamment un nuage d'atomes froids de son extrémité, nous atteignons à travers la fibre multimode une résolution micrométrique, proche de la limite théorique, aussi bien pour l'imagerie que pour la manipulation atomique. De très nombreuses voies restent à explorer pour améliorer la stabilité du système et faciliter la caractérisation de la fibre multimode, qui pourrait alors être avantageusement substituée à un objectif de microscope.

Dispositif de génération des modes d'entrée

A.1. Matrice de micro-miroirs	107
A.2. Limite de résolution du système	112
A.3. Interpolation d'un écran de phase	113

Nous proposons ici un traitement plus rigoureux du système optique qui permet d'exciter indépendamment les modes d'entrée de la matrice de transmission, décrit à la section 3.2. Une modélisation plus précise du DMD est tout d'abord présentée, qui prends en compte la discrétisation des pixels et la configuration réflective, et nous introduisons la notion d'angle de blaze qui permet de maximiser l'intensité de l'ordre de diffraction utilisé. Dans une seconde partie, nous chercherons à calculer la limite de résolution du dispositif pour trouver une valeur très proche de celle mesurée. La troisième partie est consacrée à la procédure d'interpolation des écrans de phase mesurés nécessaire pour conserver une résolution limitée par la diffraction sur toute la surface de l'espace de travail.

A.1. Matrice de micro-miroirs

La matrice de micro-miroirs que nous avons utilisée est constituée de miroirs carrés de $7.637\ \mu\text{m}$ de côtés [87], qui peuvent basculer entre deux positions. Dans la position

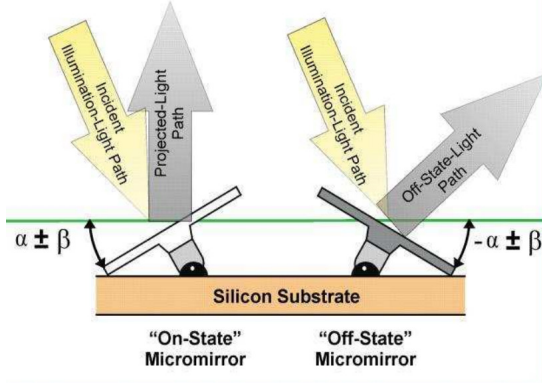


FIGURE A.1. – Fonctionnement d'un miroir de DMD [87]

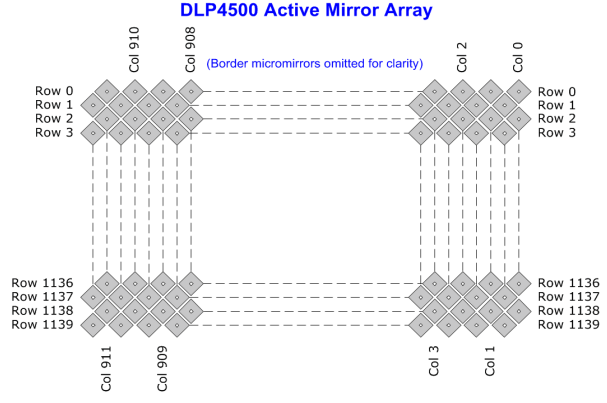


FIGURE A.2. – Disposition des pixels sur l'écran du DMD [87].

allumée (respectivement éteinte), un miroir forme un angle α (respectivement $-\alpha$) avec le plan de la matrice (voir figure A.1). Le mode de fabrication des DMD impose que l'axe de basculement d'un miroir soit confondu avec sa diagonale. Pour que celui-ci corresponde à l'axe vertical de l'expérience, les miroirs sont tournés de 45° et disposés comme représenté sur la figure A.2. Cela a pour conséquence que la distance entre deux rangées de pixels sur l'axe horizontal est égal à la diagonale des miroirs, soit $a = 10.8 \mu\text{m}$, tandis que celle sur l'axe horizontal n'est que de $\frac{a}{2} = 5.4 \mu\text{m}$. Cela est uniquement dû à la numérotation des pixels choisis, et les deux axes sont parfaitement symétriques.

Nous allons maintenant essayer de donner une représentation mathématique plus rigoureuse d'un tel dispositif optique. L'onde incidente sur le DMD est décomposée sur la base des ondes planes, dont on ne considèrera par simplicité qu'une seule composante $E_i(\vec{r}) = E_1 e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}}$. La dimension finie de la matrice de micro-miroirs ainsi que le profil d'intensité du faisceau laser incident ont pour seul effet d'augmenter la taille des points focalisés dans l'espace distal, ce qui sera discuté dans l'annexe A.2 et ne sera pas pris en compte ici.

A.1.1. Disposition des pixels et ordres diffractés

Soit $M(\vec{r})$ le champ réfléchi par un miroir du DMD dont le centre est confondu avec l'origine de l'espace $\vec{r} = \vec{0}$, dont nous calculerons plus tard l'expression et qui dépend bien évidemment du vecteur d'onde du champ incident \vec{k}_i . On note $\vec{r}_{m,n}$ la position du centre de miroir m, n de la matrice, $*$ le produit de convolution et δ la fonction delta de Dirac. Le champ émis par une matrice de miroir infinie peut alors s'écrire:

$$E_{\text{mat}}(\vec{r}) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} M_{m,n}(\vec{r}) = M(\vec{r}) * \left[e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}} \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(\vec{r} - \vec{r}_{m,n}) \right] \quad (\text{A.1})$$

Dans le cas d'un réseau carré aligné sur les axes x et y du plan du DMD, on a $\vec{r}_{m,n} = ma\vec{u}_x + na\vec{u}_y$. Le champ réfléchi peut alors se réécrire:

$$E_{\text{carré}}(\vec{\mathbf{r}}) = M(\vec{\mathbf{r}}) * \left[e^{i\vec{\mathbf{k}}_i \vec{\mathbf{r}}} \times \delta(r_z) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(r_x - ma) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(r_y - na) \right] \quad (\text{A.2})$$

$$= M(\vec{\mathbf{r}}) * \left[e^{i\vec{\mathbf{k}}_i \vec{\mathbf{r}}} \times \delta(r_z) \text{III}_a(r_x) \text{III}_a(r_y) \right] \quad (\text{A.3})$$

Il s'agit ainsi du champ émis par un miroir, convolué par le produit de deux peignes de Dirac III_a d'espacement a qui représentent la périodicité du réseau. La transformée de Fourier de ce champ fait apparaître les ordres de diffractions d'un réseau infini:

$$\tilde{E}_{\text{carré}}(\vec{\mathbf{k}}) = \tilde{M}(\vec{\mathbf{k}}) \times \left[\delta(\vec{\mathbf{k}} - \vec{\mathbf{k}}_i) * \text{III}_{k_a}(k_x) \text{III}_{k_a}(k_y) \right] \quad (\text{A.4})$$

$$= \tilde{M}(\vec{\mathbf{k}}) \times \text{III}_{k_a}(k_x - k_{i,x}) \text{III}_{k_a}(k_y - k_{i,y}) \quad (\text{A.5})$$

qui sont alors répartis sur une grille carrée de pas $k_a = \frac{2\pi}{a}$ centrée sur le vecteur $\vec{\mathbf{k}}_i$ dans l'espace des vecteurs d'ondes. Cette grille d'ordres diffractés est multipliée par la transformée de Fourier du champ émis par un seul miroir $\tilde{M}(\vec{\mathbf{k}})$ qui représente un profil d'amplitude assez large, les miroirs étant petits dans l'espace réel.

La disposition des miroirs sur le DMD que nous avons utilisé est légèrement plus compliquée (voir figure A.2). Elle peut être décrite comme la superposition de deux réseaux carrés identiques de période a , décalés l'un par rapport à l'autre d'un vecteur $\vec{\mathbf{r}}_0 = \frac{a}{2} (\vec{\mathbf{u}}_x + \vec{\mathbf{u}}_y)$. Les positions des centres des miroirs sont données par la distribution:

$$\Pi_{\text{DMD}}(\vec{\mathbf{r}}) = \text{III}_a(r_x) \text{III}_a(r_y) * [\delta(\vec{\mathbf{r}}) + \delta(\vec{\mathbf{r}} - \vec{\mathbf{r}}_0)] \quad (\text{A.6})$$

$$\Leftrightarrow \tilde{\Pi}_{\text{DMD}}(\vec{\mathbf{k}}) = \text{III}_{k_a}(k_x) \text{III}_{k_a}(k_y) \times \left(1 + e^{i\frac{a}{2}(k_x+k_y)} \right) \quad (\text{A.7})$$

Le champ réfléchi s'exprime, dans l'espace de Fourier:

$$\tilde{E}_{\text{DMD}}(\vec{\mathbf{k}}) = \tilde{M}(\vec{\mathbf{k}}) \times \left[\delta(\vec{\mathbf{k}} - \vec{\mathbf{k}}_i) * \tilde{\Pi}_{\text{DMD}}(\vec{\mathbf{k}}) \right] \quad (\text{A.8})$$

$$= \tilde{M}(\vec{\mathbf{k}}) \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(k_x - k_{i,x} - mk_a) \delta(k_y - k_{i,y} - nk_a) \left(1 + e^{i\pi(m+n)} \right) \quad (\text{A.9})$$

L'ordre m, n possède ainsi une amplitude nulle si $m + n$ est impaire: la moitié des ordres que l'on obtient avec un seul des deux réseaux est maintenant absente. Pour simplifier le dispositif expérimental, nous avons choisi de n'utiliser que les faisceaux qui appartiennent au plan horizontal, c'est-à-dire que l'on considère $k_{i,y} = 0$ et $n = 0$. On peut alors simplifier l'équation (A.8) pour obtenir l'expression du champ réfléchi dans le plan horizontal:

$$\tilde{E}_H(\vec{\mathbf{k}}) = \tilde{M}(\vec{\mathbf{k}}) \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(k_x - k_{i,x} - mk_a) (1 + e^{im\pi}) \quad (\text{A.10})$$

$$= 2\tilde{M}(\vec{\mathbf{k}}) \times \sum_{m'=-\infty}^{\infty} \delta(k_x - k_{i,x} - 2m'k_a) \quad (\text{A.11})$$

$$= 2\tilde{M}(\vec{\mathbf{k}}) \times \text{III}_{2k_a}(k_x - k_{i,x}) \quad (\text{A.12})$$

En se limitant au plan horizontal, la matrice de miroirs peut ainsi être traitée comme un simple réseau unidimensionnel de période $\frac{a}{2}$.

Les ordres de diffractions, qui correspondent aux pics du peigne de Dirac de l'équation (A.12), sont donnés par la relation:

$$k_x = k_{i,x} + 2mk_a \quad m \in \mathbb{Z} \quad (\text{A.13})$$

A.1.2. Angle de blaze

L'expression exacte du champ $M(\vec{\mathbf{r}})$ est relativement complexe, et n'apporte que peu d'information sur le problème. Qualitativement, il s'agit du champ diffracté par une ouverture carrée, qui correspond dans l'espace des vecteurs d'ondes à un pic¹ dont la largeur est inversement proportionnelle à la dimension des miroirs. Ceux-ci étant relativement petits ($\approx 7.6 \mu\text{m}$), l'onde diffractée est assez étendue dans l'espace de Fourier. Ainsi, l'image d'un seul miroir dans l'espace distal possède une taille caractéristique de l'ordre de $500 \mu\text{m}$, plus grande que la zone considérée.

Nous ne chercherons donc pas à donner une expression analytique de $M(\vec{\mathbf{r}})$, mais simplement à déterminer la position du maximum de sa transformée $\tilde{M}(\vec{\mathbf{k}})$ dans l'espace de Fourier, qui est donnée par la direction de propagation géométrique. Pour un réseau en transmission, cela correspond simplement à la direction du faisceau incident, donnée par $\vec{\mathbf{k}}_i$, qui est également celle de l'ordre non diffracté ($m = 0$ dans l'équation (A.12)). Cela limite la fraction de puissance qu'il est possible d'envoyer dans un ordre diffracté: il est en particulier impossible d'avoir plus de puissance dans l'ordre 1 que dans l'ordre 0.

Dans notre cas, le plan de la surface d'un miroir allumé n'est pas le même que celui de l'écran, avec lequel il forme un angle α (voir figure A.1). Il est dans ce cas plus aisé de raisonner en termes d'angles que de vecteurs d'onde, et l'on note θ_i l'angle formé par le faisceau incident avec l'axe perpendiculaire au plan de l'écran du DMD, tel que $k_{i,x} = k \sin(\theta_i)$. Le faisceau réfléchi se propageant dans l'autre sens, l'angle θ qu'il forme avec la normale à l'écran est cette fois défini par: $k_x = -k \sin(\theta)$. La réflexion spéculaire par un miroir, qui fixe la direction $k_{r,x} = -k \sin(\theta_r)$ du maximum d'intensité de l'onde réfléchie, impose la relation:

$$\theta_r - \alpha = -(\theta_i - \alpha) \Leftrightarrow \theta_r = 2\alpha - \theta_i \quad (\text{A.14})$$

1. produit de deux fonctions sinus cardinal

Il est ainsi possible de superposer le maximum de l'enveloppe $\tilde{M}(\vec{\mathbf{k}})$ avec un ordre diffracté $m \neq 0$, qui peut être plus brillant que l'ordre 0: on parle alors d'un réseau blazé, en adaptant le terme anglais, ou de réseau à échellette. En introduisant l'équation (A.13), on peut écrire la condition de blaze pour l'ordre m d'un réseau de période spatiale $\frac{a}{2}$:

$$\begin{aligned} & \begin{cases} \theta_r = 2\alpha - \theta_i \\ k_{r,x} = k_{i,x} + 2mk_a \end{cases} \\ \Rightarrow \sin(\theta_r) + \sin(\theta_i) &= -2m \frac{k_a}{k} \\ \Rightarrow \sin(\alpha - (\theta_i - \alpha)) + \sin(\alpha + (\theta_i - \alpha)) &= -2m \frac{k_a}{k} \\ \Rightarrow 2 \sin(\alpha) \cos(\theta_i - \alpha) &= -2m \frac{k_a}{k} \end{aligned}$$

Les angles d'incidence et de réflexion géométriques sont donnés par:

$$\begin{cases} \theta_i = \alpha - \arccos \left[\frac{-mk_a}{k \sin(\alpha)} \right] \\ \theta_r = 2\alpha - \theta_i \end{cases} \quad (\text{A.15})$$

Comme nous l'avons vu à la section 3.2.1, l'espace distal que nous avons considéré n'est pas réellement centré sur un ordre diffracté de la matrice des miroirs, mais décalé dans l'espace de Fourier d'un vecteur $\vec{\mathbf{K}}_0 = K_0 \vec{\mathbf{u}}_{k_x}$ (voir figure 3.6). La condition de blaze permettant de placer le maximum de l'enveloppe au milieu de l'espace distal devient ainsi:

$$\begin{cases} k_{r,x} = k_{i,x} + 2mk_a + K_0 \\ \theta_r = 2\alpha - \theta_i \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} \theta_i = \alpha - \arccos \left[\frac{-2mk_a - K_0}{2k \sin(\alpha)} \right] \\ \theta_r = 2\alpha - \theta_i \end{cases} \quad (\text{A.16})$$

Il s'est avéré nécessaire de respecter l'équation (A.16) lors de la construction du dispositif pour obtenir le profil d'intensité le plus constant possible sur l'ensemble de l'espace distal.

A.1.3. Hologramme binaire discret

Pour l'instant, nous avons considéré que tous les miroirs du DMD étaient dans la position allumée. Dans la position éteinte, ils forment un angle $-\alpha$ avec l'écran, et réfléchissent la lumière dans une direction complètement différente $\theta_{\text{éteint}} = -2\alpha - \theta_i$. Nous allons maintenant nous intéresser à l'affichage de motifs sur le DMD, c'est-à-dire à l'allumage de **certain**s miroirs uniquement, et les miroirs éteints seront simplement considérés comme absents.

Dans la section 3.2.1, nous avons considéré que le DMD nous permettait d'imposer un masque d'intensité **binaire** et **continu**, représenté par une fonction $h(\vec{\mathbf{r}}) \in [0, 1]$ définie sur la surface de l'écran et dont nous avons expliqué l'obtention. En réalité, afficher une

telle fonction sur le DMD revient à allumer les pixels m, n lorsque le masque vaut 1 au centre du miroir, c'est-à-dire $h(\vec{\mathbf{r}}_{m,n}) = 1$.

Cela revient directement à multiplier la distribution $\Pi_{\text{DMD}}(\vec{\mathbf{r}})$ qui représente la position des centres des miroirs par le masque $h(\vec{\mathbf{r}})$. Le champ réfléchi par le DMD s'exprime dans l'espace de Fourier:

$$\tilde{E}_{\text{DMD}}(\vec{\mathbf{k}}) = \tilde{M}(\vec{\mathbf{k}}) \times [\delta(\vec{\mathbf{k}} - \vec{\mathbf{k}}_i) * \tilde{\Pi}_{\text{DMD}}(\vec{\mathbf{k}}) * \tilde{h}(\vec{\mathbf{k}})] \quad (\text{A.17})$$

Ainsi, chaque ordre diffracté par le réseau des miroirs du DMD est maintenant convolué par la transformé de Fourier du masque affiché. On se limite comme pour l'équation (A.12) au plan horizontal, dans lequel nous ne considérerons qu'un seul ordre m diffracté. Le champ correspond est:

$$\tilde{E}_m(\vec{\mathbf{k}}) = \tilde{M}(\vec{\mathbf{k}}) \times \tilde{h}(\vec{\mathbf{k}} - \vec{\mathbf{k}}_i - 2mk_a \vec{\mathbf{u}}_{k_x}) = \tilde{M}(\vec{\mathbf{k}}) \times \tilde{h}(\vec{\mathbf{k}} - \vec{\mathbf{k}}_m) \quad (\text{A.18})$$

Il s'agit donc bien directement de la transformée de Fourier du masque $h(\vec{\mathbf{r}})$ affiché sur le DMD, centrée sur la direction de l'ordre diffracté m donnée par le vecteur $\vec{\mathbf{k}}_m$ et modulée par l'enveloppe $\tilde{M}(\vec{\mathbf{k}})$ correspondant à la diffraction sur un miroir.

Le décalage dans l'espace de Fourier d'un vecteur $\vec{\mathbf{k}}_m$ introduit une déformation du champ dans l'espace distal, qui se traduit principalement pour un agrandissement de l'image formée d'un facteur $\frac{1}{\cos(\theta_r)}$. Pour cette raison, nous avons décidé d'utiliser l'ordre de diffraction pour lequel la condition de blaze impose l'angle réfléchi le plus faible possible. Il s'agit dans notre cas de l'ordre $m = -3$: en considérant un déplacement $K_0 = 1.6 \times 10^5 \text{ rad m}^{-1}$, on obtient des angles d'incidence et de réflexion par rapport au plan du DMD $\theta_i = 6^\circ$ et $\theta_r = 18^\circ$. L'agrandissement correspondant vaut $\frac{1}{\cos(\theta_r)} = 1.05 \approx 1$.

A.2. Limite de résolution du système

Afin d'estimer correctement la résolution maximale théorique du dispositif de génération des modes d'entrées, trois éléments différents doivent être pris en compte.

Tout d'abord, le champ incident sur le DMD n'est pas réellement une onde plane, mais un faisceau gaussien collimaté, dont le col¹ est de $w_0 = 5.42 \text{ mm}$ au niveau de l'écran. L'image attendue dans l'espace distal est alors également une gaussienne, de largeur de col:

$$w_L = \frac{2f}{Gkw_0} = 0.40 \mu\text{m} \quad (\text{A.19})$$

ou $G = 3$ est le grossissement du télescope placé après le DMD.

Il est également nécessaire de prendre en compte la dimension de l'écran. L'image d'une ouverture rectangulaire dans le plan Fourier d'une lentille est le produit de deux fonctions sinus cardinal au carré $\text{sinc}^2\left(\frac{GkL}{2f} \vec{\mathbf{q}}\right)$, ou L est la dimension de l'écran selon la

1. défini comme la demi-largeur à $1/e^2$ du profil d'intensité du faisceau

direction considérée. Une telle fonction peut être approximée par une fonction gaussienne dont nous avons estimé le col par un ajustement numérique:

$$w_E \approx 2.23 \frac{2f}{GkL} \quad (\text{A.20})$$

Aussi, la dimension de l'écran du DMD¹ impose une limite de résolution sur les axes horizontal (x) et vertical (y):

$$w_{E,x} = 0.49 \mu\text{m} \quad (\text{A.21})$$

$$w_{E,y} = 0.78 \mu\text{m} \quad (\text{A.22})$$

L'ouverture de la lentille de projection représente le dernier terme limitant la résolution que nous avons pris en compte. Son image dans l'espace distal est cette fois une tâche d'Airy, qui peut être approximée par une fonction gaussienne de largeur de col:

$$w_O \approx 2.82 \frac{2f}{kD} = 0.61 \mu\text{m} \quad (\text{A.23})$$

La figure de diffraction totale attendue est alors la convolution de ces trois images, dont la largeur est donnée par:

$$w_{\text{total}} = \sqrt{w_L^2 + w_E^2 + w_O^2} \quad (\text{A.24})$$

ce qui donne finalement la résolution maximale attendue:

$$w_{\text{total},x} = 0.88 \mu\text{m} \quad (\text{A.25})$$

$$w_{\text{total},y} = 1.07 \mu\text{m} \quad (\text{A.26})$$

A.3. Interpolation d'un écran de phase

Le procédé de mesure des aberrations optiques du DGME est décrit à la section 3.2.2, et nous permet d'atteindre une résolution proche de la limite imposée par la diffraction (voir annexe A.2). Ce procédé permet de mesurer la différence de phase entre chacune des 48×30 régions de l'écran du DMD et la région centrale de référence. L'écran de phase mesuré possède alors une définition de 48×30 pixels, bien inférieure à celle de l'écran du DMD de 912×1140 . Pour pouvoir calculer les hologrammes à afficher, il est donc nécessaire d'augmenter la résolution de la mesure des aberrations et de calculer la phase à corriger pour chaque micro-miroir de la matrice, ce qui est effectué par interpolation linéaire de l'écran de phase.

L'interpolation de champs bidimensionnels est un problème bien connu qui se résout facilement par des méthodes numériques. Le cas d'un écran de phase est cependant un peu particulier en raison de la structure cyclique des valeurs mesurées: une phase de 0 est en effet identique à une phase de 2π . Une interpolation naïve d'un écran de phase conduit

1. $9855 \times 6161.4 \mu\text{m}$ [87]

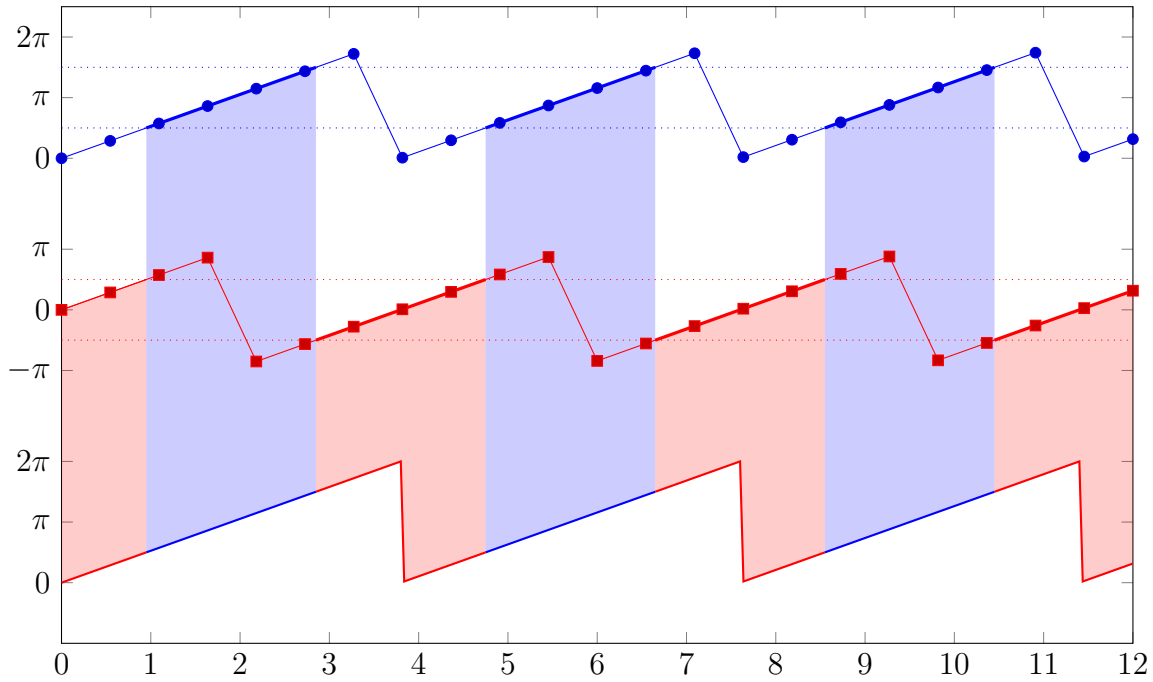


FIGURE A.3. – Principe de l'interpolation de phase, représenté ici pour le cas d'une phase linéaire à une dimension. Une interpolation linéaire naïve (en haut) donne des valeurs aberrantes au niveau des sauts de phase. Ceux-ci peuvent être déplacés par une translation globale de π , représentée en rouge, ce qui permet de reconstruire l'interpolation sans sauts, en bas.

à obtenir une phase autour de π entre deux valeurs mesurées respectivement proche de 0 et de 2π , ce qui n'a pas de sens physique. Une première solution au problème de l'interpolation d'une image contenant des "sauts de phase" est de préalablement calculer un écran de phase "déplié" qui ne contient pas de sauts et peut prendre des valeurs supérieures à 2π . Si cela est très facile à une dimension, le cas d'un écran bidimensionnel est beaucoup plus compliqué est les algorithmes existant donnent des résultats peu satisfaisants dans notre cas.

Ce problème peut être élégamment contourné pour interpoler un écran de phase. La solution que nous utilisons est de calculer l'interpolation de deux images: une représentant la phase prise entre 0 et 2π et l'autre la phase prise entre $-\pi$ et π . Les sauts de phase de la première image correspondent aux passages de la phase de 0 à 2π , tandis qu'ils sont situés sur la deuxième image entre $-\pi$ et π (voir figure A.3). Il suffit de sélectionner le résultat de la première interpolation pour les pixels dont la valeur est comprise entre $\frac{\pi}{2}$ et $\frac{3\pi}{2}$ et celui de la seconde lorsque la phase est entre $-\frac{\pi}{2}$ et $\frac{\pi}{2}$ pour obtenir un écran de phase de haute résolution, dépourvu de saut de phase.

Piégeage d'un atome unique

B.1. Statistique sub-Poissonienne	116
B.2. Pertes à deux corps	117
B.3. Caractérisation	119

Le chapitre 4 porte sur la production d'une pince optique microscopique. La dimension du piège généré, que nous estimons à $1.2\mu\text{m}$, est suffisante pour capturer un atome unique. L'efficacité de détection du dispositif de conjugaison de phase, détaillé à la section 4.3, est théoriquement suffisante pour déceler la fluorescence d'un atome unique. Le faisceau excitateur l'expulse toutefois trop vite du piège pour que nous puissions le mettre en évidence, et c'est pourquoi nous avons produit une mélasse optique au bout de la fibre, qui fait l'objet de la section 4.4. Pour des raisons que nous n'avons pas eu le temps d'identifier, et de corriger, nous ne sommes pas parvenus à mettre en évidence la capture d'un atome isolé, bien que l'efficacité estimée du système de détection transverse le permette en théorie.

Nous allons maintenant décrire la technique employée pour essayer de capturer et détecter un atome unique. Après avoir clarifié cette notion, caractérisée par une distribution sub-Poissonienne, Nous introduisons le mécanisme de pertes à deux corps qui permet d'obtenir un atome, et un seul, avec une forte probabilité. Les différentes signatures expérimentales d'un tel objet sont discutées dans une troisième partie.

B.1. Statistique sub-Poissonienne

Il est en réalité relativement aisé d'obtenir un atome unique, de la même manière qu'il est aisé de produire des photons uniques en atténuant grandement un faisceau laser. Dans notre cas, un grand nombre d'atomes est initialement présent dans le piège et nous pourrions facilement introduire un mécanisme qui leur permet de s'en échapper (par exemple en les chauffant avec un faisceau à résonance), ce qui conduirait au bout d'un certain temps à avoir **en moyenne** un seul atome dans le piège.

Cette approche présente un problème majeur: le seul moyen de limiter la probabilité d'obtenir plusieurs atomes dans le piège est en effet de réduire le nombre moyen n_0 d'atomes piégés, ce qui diminue également la probabilité d'en capturer un seul et augmente les chances d'observer un piège vide. Par exemple, pour avoir moins de 1% de chances d'obtenir deux atomes dans le piège, la probabilité d'en capturer un seul n'est que de 13% au maximum et le piège est vide dans 86% des cas. Cela s'explique par le fait que chaque atome possède une certaine probabilité d'être expulsé du piège, indépendamment de ce qui arrive aux autres. En considérant un très grand nombre d'atomes initialement dans le piège, on obtient alors une statistique Poissonienne pour le nombre final d'atomes, dont la variance est égale à la moyenne:

$$P(n) = \frac{n_0^n}{n!} e^{-n_0} \quad \Rightarrow \quad \Delta n^2 = n_0 \quad (\text{B.1})$$

Pour mieux comprendre cette limitation, intéressons-nous un instant au cas analogue de l'émission de photons par une source lumineuse: de manière similaire, un faisceau laser d'intensité constante correspond à un flux de photon émis de manière probabiliste indépendamment les uns des autres et le nombre de photons produit par intervalle de temps suit alors une statistique Poissonienne. Il est très facile d'obtenir une source de lumière pour laquelle la distribution statistique du nombre de photons par intervalle de temps est super-Poissonienne: c'est par exemple le cas d'un rayonnement thermique dont l'intensité fluctue au cours du temps, ce qui correspond à des photons groupés (bunching en anglais, voir figure B.1). En revanche, une source dont la statistique d'émission est sub-Poissonienne est considérée comme non-classique, et fait nécessairement intervenir un mécanisme d'interaction entre les photons émis (en utilisant par exemple un émetteur quantique individuel). Les photons ne sont alors pas générés indépendamment les uns des autres, et sont dégroupés (anti-bunching, voir figure B.1). La fonction d'autocorrélation en intensité $g^{(2)}(\tau)$ du flux de photons fournit un critère régulièrement utilisé pour mettre en évidence la statistique d'émission, une source super-Poissonienne étant caractérisé par $g^{(2)}(0) > 1$ tandis qu'une source est sub-Poissonienne si $g^{(2)}(0) < 1$.

La situation est exactement la même dans le cas d'atomes capturés dans un piège dipolaire: de nombreux phénomènes, comme la fluctuation du taux de pertes, peuvent conduire à observer une distribution super-Poissonienne du nombre d'atomes dans le piège, c'est-à-dire dont la variance est supérieure à celle d'une loi de Poisson. En revanche, aucun processus stochastique agissant sur chaque atome **indépendamment** ne peut produire une distribution sub-Poissonienne, dont la variance est plus faible que la moyenne. Un mécanisme qui permet aux atomes de s'échapper du piège et qui agit sur

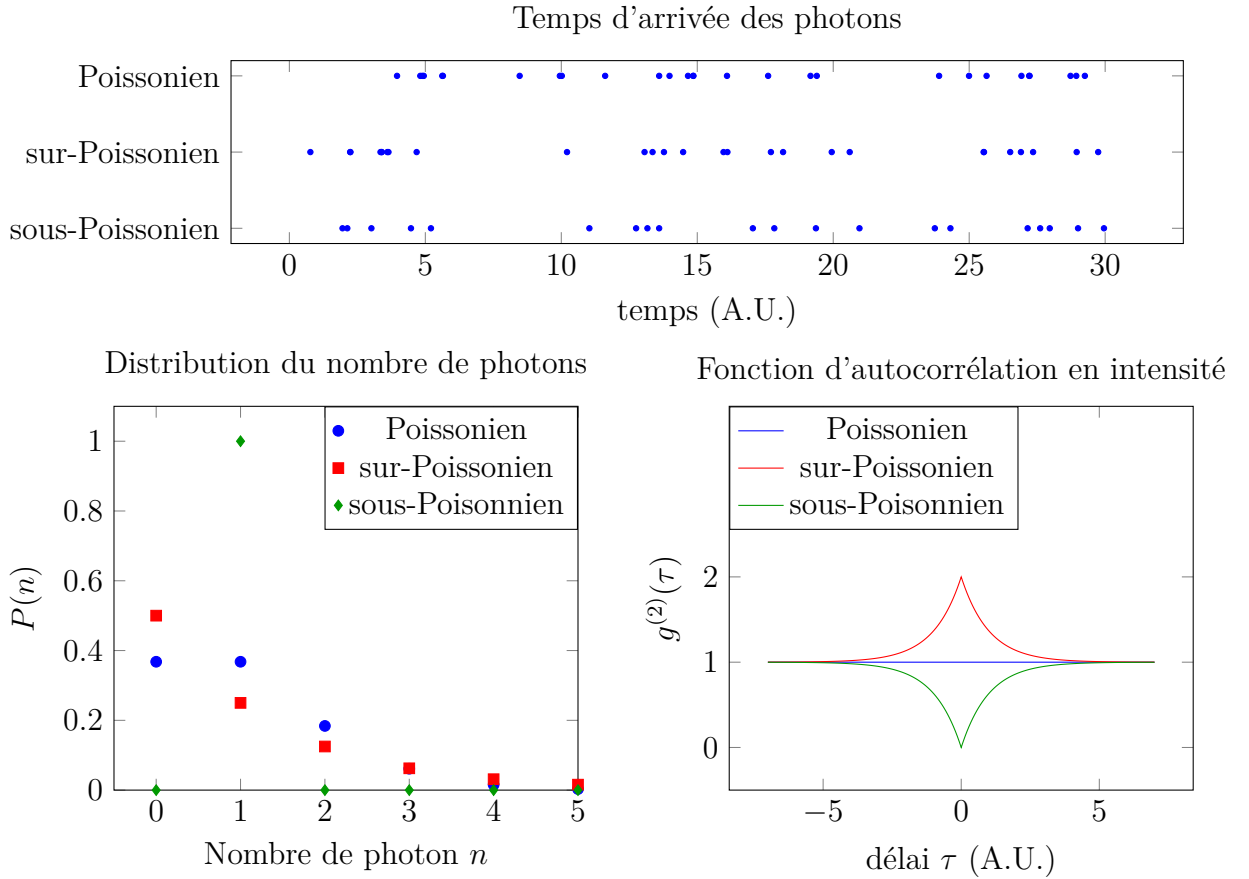


FIGURE B.1. – *Statistique d'émission d'une source lumineuse. En haut, les temps d'arrivée des photons émis par une source Poissonienne, sur-Poissonienne (bunching) et sous-Poissonienne (anti-bunching). En dessous, les distributions statistiques du nombre de photons émis dans un intervalle temporel par les trois sources, et les fonction d'autocorrélation en intensité correspondantes.*

chacun d'entre eux individuellement, ce que l'on appellera un mécanisme de pertes à un corps, ne peut alors pas permettre d'obtenir une statistique sub-Poissonienne du nombre d'atomes finalement piégés. Pour produire un atome unique avec une grande probabilité, il est donc nécessaire d'introduire un mécanisme d'interaction entre les atomes.

B.2. Pertes à deux corps

Les pertes d'atomes du micro-piège par chauffage ou par collision avec des particules non piégées sont appelées "pertes à un corps" et agissent sur chaque atome indépendamment. La variation du nombre d'atomes provoquée par ces phénomènes peut s'exprimer comme [106]:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{un-corps}} = -\gamma(t)N(t) \quad (\text{B.2})$$

où $\gamma(t)$ est le taux de pertes à un corps instantané, indépendant du nombre d'atomes $N(t)$ dans le piège. Un mécanisme de pertes qui fait intervenir deux atomes, comme une collision entre deux atomes piégés, est quant à lui qualifié de "perte à deux corps" et conduit à une variation du nombre d'atomes piégés de la forme [106]:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{\text{deux-corps}} = -\frac{\beta}{V}N(t)(N(t) - 1) \quad (\text{B.3})$$

avec β le taux de pertes à deux corps et V le volume effectif du piège. Les pertes à deux corps sont ainsi prépondérantes sur les pertes à un corps si et seulement si:

$$\gamma(t)N(t) \leq \frac{\beta}{V}N(t)(N(t) - 1) \quad \Leftrightarrow \quad N(t) \geq \frac{\gamma(t)V}{\beta} + 1 \quad (\text{B.4})$$

Les mécanismes de pertes à un corps dominent donc les pertes à deux corps lorsque le nombre N d'atomes piégés est suffisamment faible. Toutefois, si $\gamma(t)V \ll \beta$ c'est-à-dire si le piège est suffisamment confinant, les pertes à un corps restent négligeables devant celles à deux corps tant que le nombre d'atomes dans le piège est supérieur à $N = 1$. Physiquement, tant que plus de deux atomes sont présents dans le piège, ils sont expulsés très rapidement par des mécanismes à deux corps. Ceux-ci deviennent impossibles lorsque le piège ne contient qu'un seul atome, ou aucun, et le temps de vie d'un atome unique est imposé par les pertes à un corps et peut être beaucoup plus long [106]. Dans le cas où les deux atomes impliqués dans le processus de pertes à deux corps sont expulsés du piège, les deux issues $N = 1$ et $N = 0$ sont équiprobables tandis que la probabilité d'obtenir deux atomes ou plus devient rapidement négligeable [107]. Cette distribution de probabilité, définie par $P(0) = P(1) = \frac{1}{2}$ et $P(N \geq 2) = 0$ possède une variance égale à $\frac{1}{4}$, soit la moitié de son espérance: il s'agit bien d'une distribution sub-Poissonienne. Pour atteindre un tel résultat, il est donc nécessaire de permettre aux atomes de s'échapper deux par deux du piège très rapidement, tout en conservant un temps de vie pour un atome individuel suffisamment grand.

La présence de lumière proche d'une résonance atomique permet d'introduire un processus appelé "fuites radiatives"[108], qui consiste en la formation d'un état lié à deux atomes par absorption d'un photon et qui leur permettent d'acquérir une énergie cinétique suffisante pour échapper au potentiel de piégeage. Une étude extensive de ce phénomène de collisions assistées par de la lumière quasi-résonante est proposée dans la référence [106]. Cet effet permet d'augmenter le taux de pertes à deux corps β de plusieurs ordres de grandeur, ce qui permet d'atteindre la condition $\gamma(t)V \ll \beta$ pour des volumes de pièges accessibles expérimentalement. Dans le cas du ^{87}Rb , il est alors possible d'utiliser ce mécanisme pour préparer un atome unique dans une pince optique dont la largeur de col est de l'ordre de $1 \mu\text{m}$ [48]. Si la lumière est désaccordée sur le bleu de la transition, il est possible de contrôler l'énergie fournie aux atomes au cours du processus de fuite radiative, ce qui permet de s'assurer qu'un seul des deux atomes est expulsé du piège. La probabilité d'obtenir un atome dans le piège peut alors être très grande: les auteurs de [109] parviennent ainsi à produire des atomes uniques avec une probabilité supérieure à 80 %.

Dans notre cas, la largeur de col du faisceau du micro-piège est de $w = 1.2 \mu\text{m}$, ce qui nous permet d'estimer le volume de piégeage à $V = \pi^2 w^4 / \lambda \approx 26 \mu\text{m}^3$. L'ordre de grandeur du taux de pertes à deux corps mesuré dans des situations similaires à la nôtre est de $\beta \sim 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s} = 10^3 \mu\text{m}^3/\text{s}$ [69, 110]. Le temps caractéristique du phénomène de pertes à deux corps attendu pour notre expérience est alors donné par:

$$\tau_{\text{deux corps}} = \frac{V}{\beta} \sim 10 \text{ ms} \quad (\text{B.5})$$

Il est plus difficile d'estimer le taux de pertes à un corps, de nombreux mécanismes y contribuant. Le temps de vie des atomes dans le réseau mobile après transport est beaucoup plus élevé que la valeur estimée à l'équation (B.5) (voir section 2.3.2), mais il est impossible de mesurer les pertes à un corps introduites par le faisceau proche de résonance indépendamment des pertes à deux corps sans capturer préalablement un atome unique [106].

B.3. Caractérisation

Afin de mettre en évidence la capture d'un atome unique dans une pince optique, il est nécessaire de pouvoir mesurer la population dans le piège. Un faisceau proche de résonance étant envoyé sur les atomes pour favoriser le mécanisme de pertes à deux corps qui permet de produire un atome unique (voir annexe B.2), la méthode usuelle de détection est de collecter la lumière émise par fluorescence par les atomes au cours du processus.

En moyennant l'intensité mesurée sur un grand nombre de réalisations expérimentales on obtient ainsi une mesure du nombre moyen d'atomes dans le piège au cours de l'expérience. Cela permet de mettre en évidence le mécanisme de pertes à deux corps, caractérisé par une décroissance rapide de la population du piège jusqu'à atteindre une valeur moyenne de $\frac{1}{2}$ qui correspond à l'obtention équiprobable d'un piège vide ou d'un piège contenant un seul atome. Ce mécanisme est alors impossible et seules les pertes à un corps interviennent, ce qui conduit à une diminution du nombre d'atomes dans le piège potentiellement beaucoup plus lente. Bien qu'elle ne constitue absolument pas une preuve expérimentale de la production d'un atome unique, l'obtention d'une telle courbe permet de mesurer le temps caractéristique du phénomène de pertes à deux corps, ainsi que le temps de vie de l'atome unique dans la pince optique.

Si l'on s'intéresse à une seule réalisation expérimentale, la situation est différente: on ne mesure alors plus la population **moyenne** dans le piège, mais le nombre effectif d'atomes à un instant donné. Celui-ci est bien entendu entier, ce qui conduit à une intensité mesurée **quantifiée**. Ceci peut être aisément mis en évidence en dressant l'histogramme du nombre de photons détectés par intervalle de temps, qui fait apparaître des pics discrets correspondants aux différentes populations du piège [48, 109]. Si le taux d'émission par fluorescence d'un atome est f_{fluor} , le nombre moyen de photons mesurés par le détecteur pendant une durée Δt est alors:

$$n_{\text{det}}(N) = f_0 \Delta t + N \eta f_{\text{fluor}} \Delta t \quad (\text{B.6})$$

où N est le nombre d'atomes dans le piège et η est l'efficacité totale de détection. f_0 est le signal détectés lorsque le piège est vide, qui comprend à la fois le bruit de mesure (comme les coups d'obscurité) et les autres sources de bruit de fond (par exemple de la lumière résiduelle arrivant sur le détecteur).

Le processus d'émission spontanée est en réalité aléatoire, et le nombre de photons détectés suit une loi Poissonienne (on néglige ici le temps de cohérence atomique devant l'intervalle Δt considéré). Les pics de l'histogramme ne sont alors pas infiniment étroits, mais présentent une largeur $\Delta n_{\text{det}} = \sqrt{n_{\text{det}}}$. On peut alors en déduire un critère de séparation des deux premiers pics (correspondant aux populations $N = 0$ et $N = 1$):

$$n_{\text{det}}(1) - n_{\text{det}}(0) \geq \sqrt{n_{\text{det}}(1)} + \sqrt{n_{\text{det}}(0)} \quad (\text{B.7})$$

$$\Leftrightarrow \eta f_{\text{fluor}} \Delta t \geq 2\sqrt{f_0 \Delta t} + 1 \quad (\text{B.8})$$

Ce critère est sans grandes surprises plus facile à respecter lorsque l'efficacité de détection η est élevée et le bruit de fond f_0 est faible. Il est également possible de séparer les deux pics en augmentant l'intervalle Δt . Cela n'est pas toujours réalisable en pratique: la probabilité qu'un l'atome quitte le piège pendant l'intervalle doit en effet rester faible pour que le nombre d'atomes soit quantifié, ce qui signifie que l'intervalle Δt doit être négligeable devant le temps de vie dans la pince optique. Pour cette raison, il n'est pas possible d'augmenter arbitrairement la durée Δt , et une bonne efficacité de détection est nécessaire.

L'ordre de grandeur de la fréquence d'émission f_{fluor} d'un atome est donné par la largeur de raie de la transition, de l'ordre de la dizaine de mégahertz dans notre cas. Le système de détection à travers la fibre par inversion analogique, décrit à la section 4.3, possède une efficacité de détection $\eta \approx 7.9 \times 10^{-5}$ et un niveau de bruit en l'absence d'atome de $f_0 = 1$ kHz (voir section 4.3.2). Le signal attendu pour un atome unique est alors d'environ $\eta f_{\text{fluor}} \approx 740$ Hz, difficile à distinguer du bruit: pour satisfaire à l'équation (B.8) il faudrait choisir un intervalle de plus de 10 ms. Le signal de fluorescence mesuré décroît rapidement (voir section 4.3.3) et nous n'observons aucun signe de la capture d'un atome unique, dont le temps de vie dans le piège semble trop court. Nous pensons que cela est dû au fait d'utiliser un faisceau unique pour exciter les atomes, ce qui a pour effet de les réchauffer, et c'est pour cette raison que nous produisons une mélasse optique au niveau du micro-piège, décrite dans la section 4.4.

Le dispositif de détection transverse qui fait l'objet de la section 4.4.2 présente quant à lui une efficacité $\eta \approx 1.2 \times 10^{-3}$ qui laisse attendre un signal de quelques dizaines de kilohertz, du même ordre de grandeur que le bruit $f_0 \approx 10$ kHz. Cela permet théoriquement d'obtenir un histogramme discrétisé pour une durée d'intervalle inférieure à une milliseconde, bien plus réalistes. Par manque de temps, nous ne sommes pas parvenus à observer cette signature expérimentale de la capture d'un atome unique. Il est possible que la mélasse optique soit mal alignée sur le micro-piège et expulse l'atome plus rapidement que nous pouvons le détecter, ou encore qu'un défaut expérimental du système de détection abaisse l'efficacité réelle de détection.

Une autre manière de démontrer empiriquement la production d'un émetteur quantique isolé consiste à mesurer la fonction d'autocorrélation en intensité du flux de photon

émis: un atome ne peut en effet pas émettre deux photons en même temps, et la fonction $g^{(2)}(\tau)$ présente un creux autour de $\tau = 0$. C'est la preuve d'une statistique d'émission sub-Poissonienne (voir annexe B.1) qui ne peut pas être due à un mécanisme classique et est donc considérée comme une signature sans équivoque d'un atome unique [69, 111]. Cet effet est plus difficile à observer qu'un histogramme quantifié, et nous n'avons pas tenté d'effectuer cette mesure.

Bibliographie

- ¹J. J. THOMSON, « XL. Cathode rays », The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science **44**, 293-316 (1897) (cf. p. 1).
- ²W. GERLACH et O. STERN, « Der experimentelle nachweis der richtungsquantelung im magnetfeld », Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei **9**, 349-352 (1922) (cf. p. 1).
- ³M. K. E. L. PLANCK, « Zur theorie des gesetzes der energieverteilung im normalspectrum », Verhandl. Dtsc. Phys. Ges. **2**, 237 (1900) (cf. p. 1).
- ⁴C. DAVISSON et L. H. GERMER, « Diffraction of electrons by a crystal of nickel », Physical review **30**, 705 (1927) (cf. p. 1).
- ⁵E. SCHRÖDINGER, « Are There Quantum Jumps? Part I », The British Journal for the Philosophy of Science **3**, 109-123 (1952) (cf. p. 1).
- ⁶S. J. FREEDMAN et J. F. CLAUSER, « Experimental Test of Local Hidden-Variable Theories », Phys. Rev. Lett. **28**, 938-941 (1972) (cf. p. 1).
- ⁷A. ASPECT, P. GRANGIER et G. ROGER, « Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell's Inequalities », Phys. Rev. Lett. **49**, 91-94 (1982) (cf. p. 1).
- ⁸A. EINSTEIN, B. PODOLSKY et N. ROSEN, « Can quantum-mechanical description of physical reality be considered complete? », Physical review **47**, 777 (1935) (cf. p. 1).
- ⁹J. F. CLAUSER, « Experimental distinction between the quantum and classical field-theoretic predictions for the photoelectric effect », Phys. Rev. D **9**, 853-860 (1974) (cf. p. 2).
- ¹⁰P. GRANGIER, G. ROGER et A. ASPECT, « Experimental evidence for a photon anticorrelation effect on a beam splitter: a new light on single-photon interferences », EPL (Europhysics Letters) **1**, 173 (1986) (cf. p. 2).

- ¹¹F. DIEDRICH et H. WALTHER, « Nonclassical radiation of a single stored ion », Physical review letters **58**, 203 (1987) (cf. p. 2).
- ¹²D. M. EIGLER et E. K. SCHWEIZER, « Positioning single atoms with a scanning tunnelling microscope », Nature **344**, 524 (1990) (cf. p. 2).
- ¹³D. AVERIN et K. LIKHAREV, « Coulomb blockade of single-electron tunneling, and coherent oscillations in small tunnel junctions », Journal of low temperature physics **62**, 345-373 (1986) (cf. p. 2).
- ¹⁴S. HAROCHE, « Nobel Lecture: Controlling photons in a box and exploring the quantum to classical boundary », Rev. Mod. Phys. **85**, 1083-1102 (2013) (cf. p. 2).
- ¹⁵D. J. WINELAND, « Nobel Lecture: Superposition, entanglement, and raising Schrödinger's cat », Rev. Mod. Phys. **85**, 1103-1114 (2013) (cf. p. 2).
- ¹⁶R. P. FEYNMAN, « Simulating physics with computers », International journal of theoretical physics **21**, 467-488 (1982) (cf. p. 2).
- ¹⁷C. H. BENNETT et D. P. DIVINCENZO, « Quantum information and computation », nature **404**, 247 (2000) (cf. p. 2).
- ¹⁸M. A. NIELSEN et I. CHUANG, *Quantum computation and quantum information*, 2002 (cf. p. 2).
- ¹⁹J. L. O'BRIEN, « Optical quantum computing », Science **318**, 1567-1570 (2007) (cf. p. 2).
- ²⁰A. OURJOUNTSEV, R. TUALLE-BROURI, J. LAURAT et P. GRANGIER, « Generating optical Schrödinger kittens for quantum information processing », Science **312**, 83-86 (2006) (cf. p. 2).
- ²¹D. KIPLINSKI, C. MONROE et D. J. WINELAND, « Architecture for a large-scale ion-trap quantum computer », Nature **417**, 709 (2002) (cf. p. 2).
- ²²H. HÄFFNER, C. F. ROOS et R. BLATT, « Quantum computing with trapped ions », Physics reports **469**, 155-203 (2008) (cf. p. 2).
- ²³J. I. CIRAC et P. ZOLLER, « A scalable quantum computer with ions in an array of microtraps », Nature **404**, 579 (2000) (cf. p. 2).
- ²⁴M. G. DUTT, L. CHILDRESS, L. JIANG, E. TOGAN, J. MAZE, F. JELEZKO, A. ZIBROV, P. HEMMER et M. LUKIN, « Quantum register based on individual electronic and nuclear spin qubits in diamond », Science **316**, 1312-1316 (2007) (cf. p. 2).
- ²⁵G. BALASUBRAMANIAN, P. NEUMANN, D. TWITCHEN, M. MARKHAM, R. KOLESOV, N. MIZUOCHI, J. ISOYA, J. ACHARD, J. BECK, J. TISSLER et al., « Ultralong spin coherence time in isotopically engineered diamond », Nature materials **8**, 383 (2009) (cf. p. 2).
- ²⁶M. H. DEVORET et J. M. MARTINIS, « Implementing qubits with superconducting integrated circuits », in *Experimental aspects of quantum computing* (Springer, 2005), p. 163-203 (cf. p. 2).

- ²⁷M. D. REED, L. DICARLO, S. E. NIGG, L. SUN, L. FRUNZIO, S. M. GIRVIN et R. J. SCHOELKOPF, « Realization of three-qubit quantum error correction with superconducting circuits », *Nature* **482**, 382 (2012) (cf. p. 2).
- ²⁸D. MARCOS, M. WUBS, J. TAYLOR, R. AGUADO, M. D. LUKIN et A. S. SØRENSEN, « Coupling nitrogen-vacancy centers in diamond to superconducting flux qubits », *Physical review letters* **105**, 210501 (2010) (cf. p. 2).
- ²⁹A. WALLRAFF, D. I. SCHUSTER, A. BLAIS, L. FRUNZIO, R.-S. HUANG, J. MAJER, S. KUMAR, S. M. GIRVIN et R. J. SCHOELKOPF, « Strong coupling of a single photon to a superconducting qubit using circuit quantum electrodynamics », *Nature* **431**, 162 (2004) (cf. p. 2).
- ³⁰C. MONROE, « Quantum information processing with atoms and photons », *Nature* **416**, 238 (2002) (cf. p. 2).
- ³¹I. BLOCH, J. DALIBARD et S. NASCIMBENE, « Quantum simulations with ultracold quantum gases », *Nature Physics* **8**, 267 (2012) (cf. p. 2).
- ³²M. SAFFMAN, T. G. WALKER et K. MØLMER, « Quantum information with Rydberg atoms », *Reviews of Modern Physics* **82**, 2313 (2010) (cf. p. 2).
- ³³T. H. MAIMAN et al., « Stimulated optical radiation in ruby », (1960) (cf. p. 2).
- ³⁴D. WINELAND et H. DEHMELT, « Proposed 10^{14} delta upsilon less than upsilon laser fluorescence spectroscopy on $t1+$ mono-ion oscillator iii », **20**, 637-637 (1975) (cf. p. 2, 13).
- ³⁵T. W. HÄNSCH et A. L. SCHAWLOW, « Cooling of gases by laser radiation », *Optics Communications* **13**, 68-69 (1975) (cf. p. 2, 13).
- ³⁶D. J. WINELAND, R. E. DRULLINGER et F. L. WALLS, « Radiation-Pressure Cooling of Bound Resonant Absorbers », *Phys. Rev. Lett.* **40**, 1639-1642 (1978) (cf. p. 2, 13).
- ³⁷E. RAAB, M. PRENTISS, A. CABLE, S. CHU et D. E. PRITCHARD, « Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure », *Physical Review Letters* **59**, 2631 (1987) (cf. p. 2, 13).
- ³⁸W. PETRICH, M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER et E. A. CORNELL, « Stable, Tightly Confining Magnetic Trap for Evaporative Cooling of Neutral Atoms », *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352-3355 (1995) (cf. p. 2).
- ³⁹S. CHU, J. E. BJORKHOLM, A. ASHKIN et A. CABLE, « Experimental Observation of Optically Trapped Atoms », *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314-317 (1986) (cf. p. 2).
- ⁴⁰M. H. ANDERSON, J. R. ENSHER, M. R. MATTHEWS, C. E. WIEMAN et E. A. CORNELL, « Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor », *science*, 198-201 (1995) (cf. p. 2).
- ⁴¹K. B. DAVIS, M. -.-O. MEWES, M. R. ANDREWS, N. J. van DRUTEN, D. S. DURFEE, D. M. KURN et W. KETTERLE, « Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms », *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969-3973 (1995) (cf. p. 2).

- ⁴²T. NICHOLSON, S. CAMPBELL, R. HUTSON, G. MARTI, B. BLOOM, R. MCNALLY, W. ZHANG, M. BARRETT, M. SAFRONOVA, G. STROUSE, W. TEW et J. YE, « Systematic evaluation of an atomic clock at 2×10^{-18} total uncertainty », *Nature Communications* **6**, 6896 (2015) (cf. p. 2).
- ⁴³M. KASEVICH et S. CHU, « Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer », *Applied Physics B* **54**, 321-332 (1992) (cf. p. 2).
- ⁴⁴N. R. COOPER, J. DALIBARD et I. B. SPIELMAN, « Topological bands for ultracold atoms », *Rev. Mod. Phys.* **91**, 015005 (2019) (cf. p. 3).
- ⁴⁵G. ROATI, C. D'ERRICO, L. FALLANI, M. FATTORI, C. FORT, M. ZACCANTI, G. MODUGNO, M. MODUGNO et M. INGUSCIO, « Anderson Localization of a Non-Interacting Bose-Einstein Condensate », *Nature* **453**, 895-8 (2008) (cf. p. 3).
- ⁴⁶M. GREINER, O. MANDEL, T. ESSLINGER, T. W. HANSCH et I. BLOCH, « Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms », *Nature* **415**, 39-44 (2002) (cf. p. 3).
- ⁴⁷T. STÖFERLE, H. MORITZ, C. SCHORI, M. KÖHL et T. ESSLINGER, « Transition from a Strongly Interacting 1D Superfluid to a Mott Insulator », *Phys. Rev. Lett.* **92**, 130403 (2004) (cf. p. 3).
- ⁴⁸N. SCHLOSSER, G. REYMOND, I. PROTSENKO et P. GRANGIER, « Sub-poissonian loading of single atoms in a microscopic dipole trap », *Nature* **411**, 1024 (2001) (cf. p. 3, 82, 118, 119).
- ⁴⁹H. LABUHN, D. BARREDO, S. RAVETS, S. LÉSÉLEUC, T. MACRI, T. LAHAYE et A. BROWAEYS, « Tunable two-dimensional arrays of single Rydberg atoms for realizing quantum Ising models », **534**, 667 (2016) (cf. p. 3).
- ⁵⁰M. ENDRES, H. BERNIEN, A. KEESLING, H. LEVINE, E. R. ANSCHUETZ, A. KRAJENBRINK, C. SENKO, V. VULETIC, M. GREINER et M. D. LUKIN, « Atom-by-atom assembly of defect-free one-dimensional cold atom arrays », *Science* **354**, 1024-1027 (2016) (cf. p. 3, 7, 103).
- ⁵¹W. S. BAKR, J. I. GILLEN, A. PENG, S. FÖLLING et M. GREINER, « A quantum gas microscope for detecting single atoms in a Hubbard-regime optical lattice », *Nature* **462**, 74 (2009) (cf. p. 3, 7).
- ⁵²S. BERGAMINI, B. DARQUIÉ, M. JONES, L. JACUBOWIEZ, A. BROWAEYS et P. GRANGIER, « Holographic generation of microtrap arrays for single atoms by use of a programmable phase modulator », *JOSA B* **21**, 1889-1894 (2004) (cf. p. 3, 5, 7).
- ⁵³M. AIDELSBURGER, J. L. VILLE, R. SAINT-JALM, S. NASCIMBÈNE, J. DALIBARD et J. BEUGNON, « Relaxation Dynamics in the Merging of N Independent Condensates », *Phys. Rev. Lett.* **119**, 190403 (2017) (cf. p. 3, 5).
- ⁵⁴L. W. CHEUK, M. A. NICHOLS, M. OKAN, T. GERSDORF, V. V. RAMASESH, W. S. BAKR, T. LOMPE et M. W. ZWIERLEIN, « Quantum-Gas Microscope for Fermionic Atoms », *Phys. Rev. Lett.* **114**, 193001 (2015) (cf. p. 3).

- ⁵⁵G. NOGUES, A. RAUSCHENBEUTEL, S. OSNAGHI, M. BRUNE, J. RAIMOND et S. HAROCHE, « Seeing a single photon without destroying it », *Nature* **400**, 239 (1999) (cf. p. 3, 99).
- ⁵⁶E. BIMBARD, R. BODDEDA, N. VITRANT, A. GRANKIN, V. PARIGI, J. STANOJEVIC, A. OURJOUNTSEV et P. GRANGIER, « Homodyne Tomography of a Single Photon Retrieved on Demand from a Cavity-Enhanced Cold Atom Memory », *Phys. Rev. Lett.* **112**, 033601 (2014) (cf. p. 3).
- ⁵⁷R. FOLMAN, P. KRÜGER, D. CASSETTARI, B. HESSMO, T. MAIER et J. SCHMIEDMAYER, « Controlling Cold Atoms using Nanofabricated Surfaces: Atom Chips », *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4749-4752 (2000) (cf. p. 3).
- ⁵⁸J. C. KNIGHT, T. A. BIRKS, P. S. J. RUSSELL et D. M. ATKIN, « All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding », *Opt. Lett.* **21**, 1547-1549 (1996) (cf. p. 3).
- ⁵⁹K. OKAMOTO, « Chapter 3 - Optical fibers », in *Fundamentals of Optical Waveguides (Second Edition)*, sous la dir. de K. OKAMOTO, Second Edition (Academic Press, Burlington, 2006), p. 57-158 (cf. p. 4, 42, 43).
- ⁶⁰V. DOYA, O. LEGRAND, F. MORTESSAGNE et C. MINIATURA, « Speckle statistics in a chaotic multimode fiber », *Phys. Rev. E* **65**, 056223 (2002) (cf. p. 4).
- ⁶¹A. MOSK, A. LAGENDIJK, G. LEROSEY et M. FINK, « Controlling waves in space and time for imaging and focusing in complex media », *Nature Photonics* **6**, 283-292 (2012) (cf. p. 4).
- ⁶²S. M. POPOFF, G. LEROSEY, R. CARMINATI, M. FINK, A. C. BOCCARA et S. GIGAN, « Measuring the Transmission Matrix in Optics: An Approach to the Study and Control of Light Propagation in Disordered Media », *Phys. Rev. Lett.* **104**, 100601 (2010) (cf. p. 4, 7, 46, 50, 101).
- ⁶³S. M. POPOFF, G. LEROSEY, M. FINK, A. C. BOCCARA et S. GIGAN, « Image Transmission Through an Opaque Material », *Nature Communications* **1**, 81 (2010) (cf. p. 4, 7, 50, 99).
- ⁶⁴T. ČIŽMÁR et K. DHOLAKIA, « Shaping the light transmission through a multimode optical fibre: complex transformation analysis and applications in biophotonics », *Opt. Express* **19**, 18871-18884 (2011) (cf. p. 4, 33, 35, 61, 77, 99, 100, 102).
- ⁶⁵M. PLÖSCHNER, T. TYC et T. ČIŽMÁR, « Seeing through chaos in multimode fibres », *Nat Photon* **9**, 529-535 (2015) (cf. p. 4, 7).
- ⁶⁶I. N. PAPADOPOULOS, S. FARAHI, C. MOSER et D. PSALTIS, « High-resolution, lensless endoscope based on digital scanning through a multimode optical fiber », *Biomed. Opt. Express* **4**, 260-270 (2013) (cf. p. 4, 99).
- ⁶⁷Y. CHOI, C. YOON, M. KIM, T. D. YANG, C. FANG-YEN, R. R. DASARI, K. J. LEE et W. CHOI, « Scanner-Free and Wide-Field Endoscopic Imaging by Using a Single Multimode Optical Fiber », *Phys. Rev. Lett.* **109**, 203901 (2012) (cf. p. 4, 99).

- ⁶⁸V. BOYER, R. M. GODUN, G. SMIRNE, D. CASSETTARI, C. M. CHANDRASHEKAR, A. B. DEB, Z. J. LACZIK et C. J. FOOT, « Dynamic manipulation of Bose-Einstein condensates with a spatial light modulator », *Phys. Rev. A* **73**, 031402 (2006) (cf. p. 5).
- ⁶⁹S. GARCIA, D. MAXEIN, L. HOHMANN, J. REICHEL et R. LONG, « Fiber-pigtailed optical tweezer for single-atom trapping and single-photon generation », *Applied Physics Letters* **103**, 114103 (2013) (cf. p. 5, 119, 121).
- ⁷⁰F. LE KIEN, V. I. BALYKIN et K. HAKUTA, « Atom trap and waveguide using a two-color evanescent light field around a subwavelength-diameter optical fiber », *Phys. Rev. A* **70**, 063403 (2004) (cf. p. 5).
- ⁷¹E. R. ABRAHAM et E. A. CORNELL, « Teflon feedthrough for coupling optical fibers into ultrahigh vacuum systems », *Appl. Opt.* **37**, 1762-1763 (1998) (cf. p. 11).
- ⁷²D. COYNE et al., « Vacuum Compatibility, Cleaning Methods and Qualification Procedures », LIGO E960022-v24 (Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory, 2004) (2012) (cf. p. 12).
- ⁷³H. J. METCALF et P. van der STRATEN, *Laser Cooling and Trapping* (Springer-Verlag, New York, 1999) (cf. p. 13).
- ⁷⁴G. W. HOTH, E. A. DONLEY et J. KITCHING, « Atom number in magneto-optic traps with millimeter scale laser beams », *Opt. Lett.* **38**, 661-663 (2013) (cf. p. 19).
- ⁷⁵T. ARPORNTHIP, C. A. SACKETT et K. J. HUGHES, « Vacuum-pressure measurement using a magneto-optical trap », *Phys. Rev. A* **85**, 033420 (2012) (cf. p. 20).
- ⁷⁶D. ADAM STECK, « Rubidium 87 D Line Data », (2003) (cf. p. 21).
- ⁷⁷R. GRIMM, M. WEIDEMÜLLER et Y. B. OVCHINNIKOV, « Optical dipole traps for neutral atoms », in *Advances in atomic, molecular, and optical physics*, t. 42 (Elsevier, 2000), p. 95-170 (cf. p. 24, 25).
- ⁷⁸D. SCHRADER, S. KUHR, W. ALT, M. MÜLLER, V. GOMER et D. MESCHEDÉ, « An optical conveyor belt for single neutral atoms », *Applied Physics B* **73**, 819-824 (2001) (cf. p. 26, 28).
- ⁷⁹G. LEUCHS et M. SONDERMANN, « Time-reversal symmetry in optics », *Physica Scripta* **85**, 058101 (2012) (cf. p. 29).
- ⁸⁰R. A. FISHER, *Optical phase conjugation* (Academic Press, 2012) (cf. p. 30).
- ⁸¹I. N. PAPADOPOULOS, S. FARABI, C. MOSER et D. PSALTIS, « Focusing and scanning light through a multimode optical fiber using digital phase conjugation », *Opt. Express* **20**, 10583-10590 (2012) (cf. p. 32, 34, 100).
- ⁸²M. CUI et C. YANG, « Implementation of a digital optical phase conjugation system and its application to study the robustness of turbidity suppression by phase conjugation », *Opt. Express* **18**, 3444-3455 (2010) (cf. p. 32).

- ⁸³M. JANG, H. RUAN, H. ZHOU, B. JUDKEWITZ et C. YANG, « Method for auto-alignment of digital optical phase conjugation systems based on digital propagation », *Opt. Express* **22**, 14054-14071 (2014) (cf. p. 34, 100).
- ⁸⁴J. A. WHEELER, « On the Mathematical Description of Light Nuclei by the Method of Resonating Group Structure », *Phys. Rev.* **52**, 1107-1122 (1937) (cf. p. 43).
- ⁸⁵C. W. J. BEENAKKER, « Random-matrix theory of quantum transport », *Rev. Mod. Phys.* **69**, 731-808 (1997) (cf. p. 44).
- ⁸⁶R. CARMINATI, J. J. SÁENZ, J.-J. GREFFET et M. NIETO-VESPERINAS, « Reciprocity, unitarity, and time-reversal symmetry of the S matrix of fields containing evanescent components », *Physical Review A* **62**, 012712-012718 (2000) (cf. p. 45).
- ⁸⁷*DLP500NIR 0.45 WXGA Near-Infrared DMD* () (cf. p. 52, 59, 107, 108, 113).
- ⁸⁸W.-H. LEE, « Binary computer-generated holograms », *Appl. Opt.* **18**, 3661-3669 (1979) (cf. p. 53).
- ⁸⁹B. R. BROWN et A. W. LOHMANN, « Computer-generated Binary Holograms », *IBM J. Res. Dev.* **13**, 160-168 (1969) (cf. p. 53).
- ⁹⁰A. DRÉMEAU, A. LIUTKUS, D. MARTINA, O. KATZ, C. SCHÜLKE, F. KRZAKALA, S. GIGAN et L. DAUDET, « Reference-less measurement of the transmission matrix of a highly scattering material using a DMD and phase retrieval techniques », *Opt. Express* **23**, 11898-11911 (2015) (cf. p. 64, 102).
- ⁹¹A. DREMEAU et F. KRZAKALA, « Phase recovery from a Bayesian point of view: The variational approach », (2014) (cf. p. 64).
- ⁹²N. BORHANI, E. KAKKAVA, C. MOSER et D. PSALTIS, « Learning to see through multimode fibers », *Optica* **5**, 960-966 (2018) (cf. p. 65, 102).
- ⁹³J. DALIBARD et C. COHEN-TANNOUDJI, « Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited », *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1707-1720 (1985) (cf. p. 79).
- ⁹⁴F. ZERNIKE, « Phase contrast, a new method for the microscopic observation of transparent objects », *Physica* **9**, 686-698 (1942) (cf. p. 84).
- ⁹⁵W. KETTERLE, D. DURFEE et D. STAMPER-KURN, *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi,"* 1999 (cf. p. 84).
- ⁹⁶E. CZECH, B. A. AKSOY, P. AKSOY et J. HAMMERBACHER, « Cytokit: A single-cell analysis toolkit for high dimensional fluorescent microscopy imaging », *bioRxiv* (2018) (cf. p. 86).
- ⁹⁷W. H. RICHARDSON, « Bayesian-Based Iterative Method of Image Restoration* », *J. Opt. Soc. Am.* **62**, 55-59 (1972) (cf. p. 86).
- ⁹⁸M. A. FARAHANI et T. GOGOLLA, « Spontaneous Raman scattering in optical fibers with modulated probe light for distributed temperature Raman remote sensing », *Journal of Lightwave Technology* **17**, 1379 (1999) (cf. p. 89).

- ⁹⁹K. SUH et C. LEE, « Auto-correction method for differential attenuation in a fiber-optic distributed-temperature sensor », *Optics letters* **33**, 1845-1847 (2008) (cf. p. 89).
- ¹⁰⁰B. HACKER, S. WELTE, G. REMPE et S. RITTER, « A photon–photon quantum gate based on a single atom in an optical resonator », *Nature* **536**, 193 (2016) (cf. p. 99).
- ¹⁰¹T. AOKI, B. DAYAN, E. WILCUT, W. P. BOWEN, A. S. PARKINS, T. KIPPENBERG, K. VAHALA et H. KIMBLE, « Observation of strong coupling between one atom and a monolithic microresonator », *Nature* **443**, 671 (2006) (cf. p. 99).
- ¹⁰²A. S. SØRENSEN, C. H. van der WAL, L. I. CHILDRESS et M. D. LUKIN, « Capacitive Coupling of Atomic Systems to Mesoscopic Conductors », *Phys. Rev. Lett.* **92**, 063601 (2004) (cf. p. 99).
- ¹⁰³Y. KUBO, F. R. ONG, P. BERTET, D. VION, V. JACQUES, D. ZHENG, A. DRÉAU, J.-F. ROCH, A. AUFFEVE, F. JELEZKO, J. WRACHTRUP, M. F. BARTHE, P. BERGONZO et D. ESTEVE, « Strong Coupling of a Spin Ensemble to a Superconducting Resonator », *Phys. Rev. Lett.* **105**, 140502 (2010) (cf. p. 99).
- ¹⁰⁴F. NOGRETTE, H. LABUHN, S. RAVETS, D. BARREDO, L. BÉGUIN, A. VERNIER, T. LAHAYE et A. BROWAEYS, « Single-Atom Trapping in Holographic 2D Arrays of Microtraps with Arbitrary Geometries », *Phys. Rev. X* **4**, 021034 (2014) (cf. p. 103).
- ¹⁰⁵O. KATZ, F. RAMAZ, S. GIGAN et M. FINK, « Controlling light in complex media beyond the acoustic diffraction-limit using the acousto-optic transmission matrix », *Nature Communications* **10**, 717 (2019) (cf. p. 103).
- ¹⁰⁶A. FUHRMANEK, R. BOURGAIN, Y. R. SORTAIS et A. BROWAEYS, « Light-assisted collisions between a few cold atoms in a microscopic dipole trap », *Physical Review A* **85**, 062708 (2012) (cf. p. 117-119).
- ¹⁰⁷Y. H. FUNG, P. SOMPET et M. F. ANDERSEN, « Single atoms preparation using light-assisted collisions », *Technologies* **4**, 4 (2016) (cf. p. 118).
- ¹⁰⁸A. GALLAGHER et D. E. PRITCHARD, « Exoergic collisions of cold Na/e m p h>-Na », *Physical review letters* **63**, 957 (1989) (cf. p. 118).
- ¹⁰⁹T. GRÜNZWEIG, A. HILLIARD, M. MCGOVERN et M. ANDERSEN, « Near-deterministic preparation of a single atom in an optical microtrap », *Nature Physics* **6**, 951 (2010) (cf. p. 118, 119).
- ¹¹⁰S. J. M. KUPPENS, K. L. CORWIN, K. W. MILLER, T. E. CHUPP et C. E. WIEMAN, « Loading an optical dipole trap », *Phys. Rev. A* **62**, 013406 (2000) (cf. p. 119).
- ¹¹¹K. P. NAYAK et K. HAKUTA, « Single atoms on an optical nanofibre », *New Journal of Physics* **10**, 053003 (2008) (cf. p. 121).

RÉSUMÉ

Les expériences de manipulation d'atomes froids se sont considérablement complexifiées au cours des dernières années, avec en particulier l'objectif de coupler des atomes neutres à d'autres systèmes quantiques, comme le champ à l'intérieur d'une cavité, un nanorésonateur, ou encore des circuits supraconducteurs. Cela nécessite d'introduire des dispositifs variés à proximité des atomes, et a forcément pour conséquence de limiter l'accès optique utilisable pour les manipuler et les observer. Il peut être dès lors délicat d'inclure également un système optique de haute résolution, volumineux et situé près des atomes, pour des questions d'encombrement spatial. Une fibre multimode est un guide d'onde flexible de faible dimension transverse qui présente une relativement haute ouverture numérique, et constitue ainsi un système optique peu encombrant qui peut être installé à des endroits difficilement accessibles. Les technologies de modulation de front d'onde, avec en particulier le développement des écrans à cristaux liquides et des matrices de micro-miroirs, ont rendu possibles la reconstruction d'une image et la mise en forme d'un faisceau à travers une fibre multimode, et des applications en imagerie biomédicale sont activement étudiées. Cette thèse propose une première exploration expérimentale des perspectives offertes par le transfert de ces techniques au domaine de l'imagerie et de la manipulation d'atomes froids. Nous démontrons la capacité de mettre en forme un faisceau à travers une fibre optique multimode ce qui nous permet de manipuler les atomes par piégeage dipolaire, ou encore de les ralentir par refroidissement Doppler. Il est également possible de détecter le nuage atomique par absorption ou par fluorescence à travers la fibre, à condition de mesurer au préalable sa matrice de transmission. Avec une fibre de $230\ \mu\text{m}$ de diamètre, nous atteignons ainsi une résolution microscopique, limitée par la diffraction. De très nombreuses voies restent à explorer pour améliorer la stabilité du système et faciliter la caractérisation de la fibre multimode, qui pourrait alors être avantageusement substituée à un objectif de microscope.

MOTS CLÉS

Optique en milieu complexe, Modulation de front d'onde, Atomes froids, Pince optique, Imagerie haute-résolution, Fibre optique

ABSTRACT

Cold atoms experiments became considerably more complex in the past years, in particular those where neutral atoms are coupled to other quantum systems, such as the field inside a cavity, a nanoresonator or superconducting circuits. This requires introducing various devices next to the atoms, and reduces the optical access available to image and manipulate them. Adding a high-resolution optical system, bulky and close to the atoms, can then raise uneasy questions of spatial constraints. A multimode fiber is a flexible waveguide with a small transverse size and a relatively high numerical aperture, and constitutes a space-saving optical system well suited for uses in places difficult to reach. Wavefront shaping technologies, with in particular the development of liquid crystal displays and digital micro-mirror matrices, have made possible to shape a beam and to reconstruct an image through a multimode fiber, creating interesting perspectives for biomedical imaging applications. This thesis proposes a first experimental exploration of the opportunities offered by the transfer of these techniques to the field of cold atoms manipulation and imaging. We demonstrate the ability to shape a beam through a multimode optical fiber, allowing us to manipulate atoms with a dipole trap, and slow them down with Doppler cooling. We can also detect the atomic cloud through the fiber by absorption or fluorescence imaging, provided that the transmission matrix is measured beforehand. Using a fiber with a diameter of $230\ \mu\text{m}$, we reach a microscopic resolution, limited by diffraction. Many approaches could be explored to improve the system's stability and ease the characterization of the multimode fiber, providing an advantageous substitute for a microscope objective.

KEYWORDS

Optic in complex media, Wavefront shaping, Cold atoms, Optical tweezer, High-resolution imaging, Optical fiber