



HAL
open science

Compression 1D en holographie numérique en ligne: optimisation du positionnement des images jumelles et diminution du taux d'obscuration

F. R.A. Onofri, Paul Bresson, Fabrice Lamadie, Lilian Chabrol

► To cite this version:

F. R.A. Onofri, Paul Bresson, Fabrice Lamadie, Lilian Chabrol. Compression 1D en holographie numérique en ligne: optimisation du positionnement des images jumelles et diminution du taux d'obscuration. CFTL 2024 - Congrès Francophone de Techniques Laser, M. Elhajem; S. Simoens, Sep 2024, Lyon, France. hal-04797713

HAL Id: hal-04797713

<https://hal.science/hal-04797713v1>

Submitted on 22 Nov 2024

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.

Compression 1D en holographie numérique en ligne: optimisation du positionnement des images jumelles et diminution du taux d'obscuration

Paul BRESSON^{1*}, Fabrice LAMADIE¹, Fabrice ONOFRI^{2*}

¹ CEA, DES, ISEC, DMRC, Univ Montpellier
30207 Bagnols-sur-Ceze, Marcoule, France

² Aix-Marseille Université, CNRS, IUSTI, UMR 7343
13453 Marseille, France

* (auteurs correspondants paul.bresson@cea.fr; fabrice.onofri@univ-amu.fr)

Résumé- La densité maximale de particules observables par holographie numérique en ligne (HNL) est à priori limitée par le taux de remplissage du capteur par les hologrammes. Partant de cette hypothèse, les auteurs ont mis au point une méthode de compression optique unidimensionnelle permettant de réduire l’empreinte des hologrammes sur le capteur. Son efficacité est tout d’abord étudiée numériquement, au moyen d’un modèle de propagation et de rétropropagation basé sur les intégrales de Rayleigh-Sommerfeld et le formalisme matriciel ABCD, puis expérimentalement, sur des gouttes piégées dans un champ acoustique ou pulvérisées. Les différents résultats obtenus montrent effectivement une réduction très significative du taux de remplissage du capteur. En revanche, par rétropropagation directe, les gains en termes de granulométrie et de positionnement des particules sont beaucoup plus tenus qu’attendus. La méthode permet néanmoins d’améliorer les critères d’échantillonnage du champ reconstruit ainsi que de réduire les effets délétères des « images jumelles ». Les auteurs pensent que cette méthode de compression optique, en limitant les interférences entre hologrammes, devrait être beaucoup plus intéressante pour les méthodes de restitution paramétriques et inverses.

1. Introduction

L’holographie numérique en ligne (HNL) est souvent présentée comme une technique d’imagerie sans lentille pouvant être utilisée pour la caractérisation simultanée des positions 3D, des trajectoires, des vitesses, des formes et des tailles de particules statiques ou en mouvement dans des milieux dilués [1-5]. Son aptitude à caractériser une large gamme de particules (gouttelettes, bulles, agrégats, bactéries) sur une large plage de tailles (typiquement du micromètre au millimètre) a conduit à son utilisation dans de nombreux domaines de recherche, allant de la mécanique des fluides à la physique des suspensions ou bien encore la biologie [6-11]. Dans une configuration de propagation en espace libre (sans optique, ni interfaces, ni gradients), la précision du positionnement des particules par HNL dépend principalement de la taille et de la position des particules le long de l’axe optique z par rapport à la caméra matricielle, ainsi que des caractéristiques de cette dernière.

Pour la caractérisation des écoulements à phase(s) dispersée(s), cette technique optique est principalement utilisée en espace libre. La lumière diffractée par les particules est collectée directement, sans optique, par le capteur CCD ou CMOS d’une caméra numérique à haute résolution (et éventuellement à haute vitesse). En biologie et dans d’autres domaines [2, 10, 11], c’est le contraire. L’HNL est quasi systématiquement utilisée en combinaison avec un système de collecte de lumière (généralement un microscope) ayant un facteur de grossissement élevé, constant sur le champ. En modifiant virtuellement la position et taille du capteur (et/ou des particules), ce système optique améliore considérablement la précision

absolue sur le positionnement et la granulométrie des particules, mais il conduit à une réduction drastique des dimensions latérales du champ d'observation.

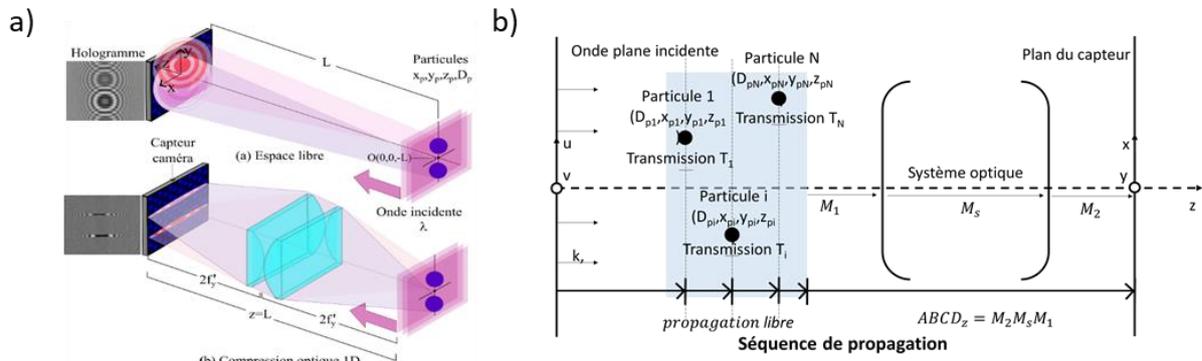


Fig.1 a) Schéma de principe de la méthode de compression cylindrique des hologrammes, b) Modèle de propagation entre les plans incident (u,v) et celui du capteur (x,y) , où M_1 , M_2 , et M_3 sont respectivement les matrices de transfert des particules vers le système optique, du système optique lui-même, et du système optique vers le capteur.

La Densité Maximale de Particules (DMP) pouvant être gérée par l'HNL est un autre point critique de cette technique, et des techniques optiques de granulométrie en général. Jusqu'à présent, seul un critère de « densité d'obscurité » maximal était clairement défini. Ce dernier, introduit il y a plus de 50 ans, est basé sur le calcul de l'ombre géométrique des particules sur le capteur [12]. La DMP est une grandeur qui dépend notamment de la concentration en particules et des dimensions de l'écoulement, de la position du capteur par rapport au champ de particules et, in fine, du Taux de Remplissage du Capteur (TRC) par les hologrammes individuels et leurs interférences. On s'attend, a priori, à ce qu'un fort TRC perturbe les méthodes de restitutions des hologrammes, que ce soit avec des méthodes directes par rétropropagation [3-5], ou des méthodes inverses, paramétriques ou non [13-15].

Cette communication étudie l'effet d'un système optique comprimant les hologrammes de chaque particule suivant une dimension, au moyen de lentilles cylindriques, sans changer les dimensions du champ observé. Cette compression permet de réduire fortement le TRC, diminuant ainsi l'empreinte des hologrammes et leurs zones d'interférence. Cette solution originale, avec des conditions d'échantillonnage différentes suivant les deux dimensions latérales, permet également de réduire l'impact des « images jumelles » sur la qualité des reconstructions obtenues par rétropropagation

Il est à noter que, bien que cette compression unidimensionnelle n'ait jamais été étudiée en HNL, elle a déjà été largement utilisée pour compresser des images en intensité et des images interférométriques [16].

Après cette introduction, la seconde partie de l'article présente un modèle permettant de propager et rétropropager les hologrammes à travers un système optique (d'imagerie ou non). Il est basé sur les intégrales de Rayleigh-Sommerfeld et, dans la limite paraxiale, sur le formalisme matriciel ABCD. Les conditions d'échantillonnage du champ propagé sont dérivées et discutées. L'algorithme direct pour identifier et caractériser les particules en deux étapes est ensuite brièvement présenté, ainsi que la problématique des « images jumelles ». La troisième partie résume les principaux résultats d'une étude numérique et expérimentale visant à dégager les avantages et limites de la solution proposée. La dernière partie est une conclusion générale avec perspectives.

2. Aspects théoriques

2.1. Simulation des hologrammes et conditions d'échantillonnage

En espace libre, l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld permet d'évaluer l'amplitude diffractée U_z à une distance z d'une onde plane électromagnétique non polarisée, de longueur d'onde λ et de vecteur d'onde $k = 2\pi n_1/\lambda$, se propageant le long de l'axe z dans un milieu continu avec un indice de réfraction n_1 . Dans des conditions paraxiales, la formulation de Collins [17] permet d'y inclure les paramètres du système optique caractérisé par une matrice de transfert ABCD(z) à quatre coefficients. U_z s'exprime alors comme la convolution entre le champ initial et un opérateur de propagation h_z :

$$U_z(x, y) = \frac{e^{ikz}}{i\lambda B_z} e^{i\frac{kC_z}{2A_z}[x^2+y^2]} [U(u, v) * h_z(u, v)] \left(\frac{x}{A_z}, \frac{y}{A_z}\right) \#(1)$$

où i est l'unité imaginaire, $h_z(u, v) = e^{i\frac{kA_z}{2B_z}(u^2+v^2)}$ est la réponse impulsionnelle (*Impulse Response*, IR) de l'opérateur de propagation et l'astérisque (*) représente l'opérateur de produit de convolution. La simulation d'un hologramme se fait alors en propageant le champ, de particule en particule (cf. figure 1.b).

En termes de propagation, il est possible de définir un système équivalent en espace libre (et donc sans optique) équivalent au système réel avec optique, en modifiant simplement la position et la taille effectives du plan d'observation (c.-à-d. la « caméra réelle »). Ceci revient à observer les particules à l'aide d'une « caméra virtuelle » (équivalente à) qui est elle-même l'image formée par le système optique de la caméra réelle. Pour ce faire, la taille de la caméra virtuelle est divisée par le coefficient $A(z)$, et sa distance aux objets observés, ici des particules, est donnée par la formule :

$$z_{eq} = \frac{B(z)}{A(z)} \# (2)$$

L'utilisation d'un système optique permet donc de modifier virtuellement les grandeurs dimensionnelles (taille du capteur et des pixels) de la caméra, ainsi que sa position, et ceci même à des distances physiquement inaccessibles. Ces atouts sont à la base du fort développement de la microscopie holographique.

Dans la littérature, la convolution de l'équation 1 est généralement calculée par transformée de Fourier. La phase de l'opérateur de propagation h_z doit donc être échantillonnée en respectant le critère de Shannon-Nyquist. Pour des échantillons uniformes, d'intervalle Δx (taille des pixels) dans un champ d'observation de taille L (taille du capteur), la condition d'échantillonnage est en régime IR:

$$\frac{\lambda z_{equ}}{n_1 L \Delta x} > 1 \# (3)$$

Cette dernière est valide lorsque la caméra se situe à une distance importante des particules. Si la caméra est plus proche, au lieu d'échantillonner h_z , on échantillonne plutôt sa transformé de Fourier et l'on parle de « *Transfer Function (TF)* », $H_z(f_x, f_y) = i\lambda \frac{B_z}{n_1 A_z} e^{-\frac{i\pi \lambda B_z}{n_1 A_z}[f_x^2 + f_y^2]}$, avec f_x et f_y les fréquences spatiales dans les directions x et y . Les conditions d'échantillonnage s'inversent et deviennent $\lambda z_{equ}/(n_1 L \Delta x) > 1$ (TF).

Dans le régime TF, les hautes fréquences de l'hologramme sont correctement échantillonnées. Ce qui permet généralement une meilleure restitution des particules

analysées. Dans le cas où des lentilles cylindriques sont présentes dans le système optique, la distance de propagation et la condition d'échantillonnage sont différentes suivant les axes x et y. Dans certaines situations, il peut ainsi s'avérer intéressant de calculer l'opérateur de propagation avec un régime IR suivant une direction et un régime TF suivant l'autre. On remarquera que, les distances de propagation étant différentes suivant les axes, la taille des figures de diffraction l'est aussi, ce qui induit l'effet de compression souhaité sur le capteur.

Pour une lentille cylindrique suivant y de focale effective F'_y insérée dans un montage en configuration de Gabor, entre l'écoulement et le capteur, à $2F'_y$ du capteur, la taille du champ d'observation (grandissement de -1) est conservée (cf. figure 3.a). Les matrices de transfert $ABCD_{x,y}$ correspondantes ont pour formes à une distance z :

$$\begin{pmatrix} A_{z,y} & B_{z,y} \\ C_{z,y} & D_{z,y} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & -z - 4F'_y \\ -\frac{1}{F'_y} & 1 - \frac{z - 2F'_y}{F'_y} \end{pmatrix} \# (4)$$

$$\begin{pmatrix} A_{z,x} & B_{z,x} \\ C_{z,x} & D_{z,x} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \# (5)$$

La taille totale d'un motif de diffraction dépend du diamètre de la particule et de sa distance à la caméra. Elle peut être assimilée au diamètre du disque d'Airy $2\lambda z/D_{part}$ correspondant. En connaissant les distances de propagation équivalentes le long des deux axes principaux du système optique, on peut donc calculer le taux de compression cylindrique du système [18] :

$$\frac{D_{pattern,x}}{D_{pattern,y}} = \frac{\max\left(\frac{2\lambda z_{equ,x}}{D_{part}}, D_{part}\right)}{\max\left(\frac{2\lambda z_{equ,y}}{D_{part}}, D_{part}\right)} = \frac{\max\left(\frac{2\lambda z}{D_{part}}, D_{part}\right)}{\max\left(\frac{2\lambda \left|4F'_y - z\right|}{D_{part}}, D_{part}\right)} \# (6)$$

A titre d'exemple, pour une particule de $D_{part} = 87\mu m$, $z=4F'_y=600$ mm et $\lambda = 0.6328\mu m$, le taux de compression cylindrique obtenu avec l'équation précédente est de $\approx 1:100$. Il est optimal lorsque la distance particule-caméra est égale à $4F'_y$. À noter qu'il n'est pas possible de réduire la taille du motif de diffraction en dessous du diamètre de la particule (sauf si l'on change le grandissement du système, mais alors le champ d'observation n'est plus conservé).

2.2. Reconstruction des particules par rétropropagation et « particule jumelle »

L'amplitude du champ diffracté par une particule au niveau du capteur peut se mettre sous la forme $U_z(x, y) \propto [(1 - T) * h_z(u, v)](x/A_z, y/A_z)$, où T représente la transmission de la particule modélisée dans cet article comme un disque opaque. Le fait de mesurer l'intensité du champ électromagnétique, plutôt que son amplitude complexe, nous fait perdre l'information sur la phase du champ, et donc l'information sur sa direction de provenance suivant z. Ceci conduit au problème bien connu des « images jumelles » ou « particules jumelles » [19]. L'intensité enregistrée par le capteur peut alors s'exprimer de la manière suivante :

$$I_z(x, y) \propto 1 - [T * h_z]\left(\frac{x}{A_z}, \frac{y}{A_z}\right) - [T * \overline{h_z}]\left(\frac{x}{A_z}, \frac{y}{A_z}\right) + \left|[T * h_z]\left(\frac{x}{A_z}, \frac{y}{A_z}\right)\right|^2 \# (7)$$

L'expression de droite est constituée de quatre termes correspondant respectivement à : l'onde de référence, la diffraction de la particule réelle, la diffraction d'une particule dite «

jumelle » et un dernier terme généralement considéré comme négligeable du fait de sa faible intensité relative. Dans le cas de l'utilisation d'un faisceau collimaté au niveau des particules (i.e. cas où A et C sont indépendants de z), les particules jumelles se situent alors à une distance $z_{eq}(z_{jum}) = -z_{eq}(z)$, symétrique par rapport au plan de la caméra virtuelle. Une autre manière d'appréhender le concept des particules jumelles est de considérer qu'il existe deux positions des particules suivant z pour lesquelles l'on peut obtenir le même motif de diffraction, l'une avant la caméra et l'autre derrière (cf. figure 2.a).

La méthode de restitution par rétropropagation directe consiste à calculer le champ avec l'équation 1, aux distances $z, z + dz, z + 2dz \dots$ où les particules réelles sont présumées se situer, à l'aide de l'intensité $I(x, y)$ enregistrée expérimentalement (ou calculée numériquement). On obtient alors des reconstructions des particules. La reconstruction de chaque particule est malheureusement perturbée par la diffraction de sa particule jumelle $R \approx 1 - T - [[T * \overline{h_z}] * \overline{h_z}]$ distante de $2z_{eq}$, mais aussi de toutes les autres particules jumelles.

Il existe une autre distance permettant cette reconstruction : la distance à laquelle l'opérateur de propagation est égal au conjugué de la solution initiale. On reconstruit alors la particule jumelle (cf. figure 2.a). Dans le cas d'un système en espace libre, les deux solutions sont symétriques par rapport à la caméra réelle et donc faciles à distinguer les unes des autres. Avec un système optique, des particules jumelles peuvent être localisées dans la zone observée, induisant une grande confusion sur la nature des particules reconstruites (réelles ou virtuelles). L'introduction d'une lentille cylindrique dans le système optique produit des particules virtuelles qui ne sont que des « demi-jumelles » des particules réelles. En effet, elles sont situées en même temps à deux distances de propagation équivalentes z_{eq} suivant x et y (voir figure 2.a). La rétropropagation du champ à la position de l'une des demi-jumelles ne permettant de reconstruire que la moitié des fréquences spatiales de la particule, cela rend les demi-jumelles distinguables des particules réelles (cf. figure 2.c, 2.e). Finalement, ceci diminue de manière significative la confusion possible entre particules réelles et particules virtuelles, et *in fine*, augmente la détectabilité et la précision du positionnement des particules dans l'écoulement.

Dans notre procédure de restitution, la première étape du traitement par rétropropagation consiste à identifier le nombre de particules et leurs positions dans le plan du détecteur. Pour ce faire, une approche inspirée par la méthode HYBRID [20] est utilisée. La seconde étape consiste à extraire la position des particules le long de l'axe optique (cf. figure 2.b) avec une fonction de focus. Pour ce faire, nous utilisons une fonction de focalisation basée sur la variance de la partie réelle de l'intensité des pixels situés sur les bords des particules.

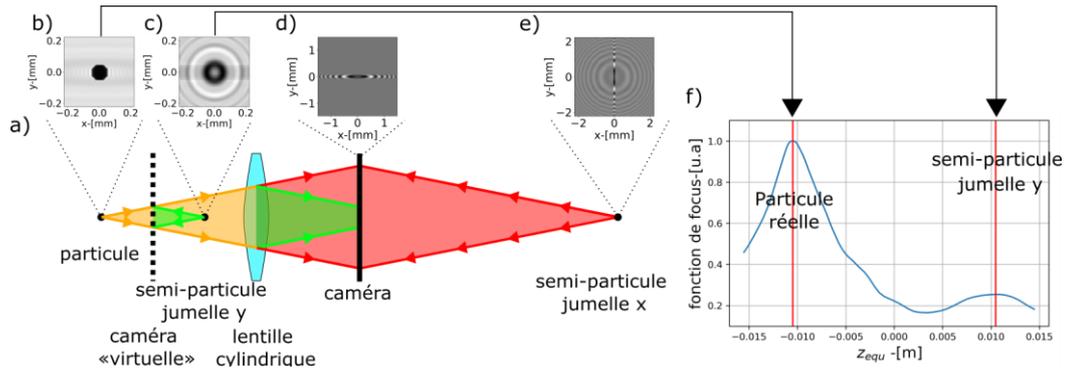


Figure 2 : a) Illustration du positionnement avec une lentille cylindrique d'une particule réelle et sa demi-jumelles suivant y . Le rouge indique le parcours des rayons suivant l'axe x ; le vert, suivant l'axe y ; et le jaune, ceux en commun pour les deux directions. b) Résultat de la reconstruction de la particule, c) Reconstruction du champ dans le plan de la demi-jumelle suivant y , d) Intensité enregistrée par la caméra réelle, e) Reconstruction du champ dans le plan de la semi-jumelle suivant y , f) Exemple de fonction de focus appliquée au voisinage de la caméra virtuelle ($z_{equ} = 0$)

3. Résultats numériques et expérimentaux préliminaires

3.1. Etude numérique : illustration

Toutes les simulations ont été réalisées pour des paramètres qui décrivent au mieux les conditions expérimentales, voir ci-dessous. Le montage consiste en un système $4F'_y$ en configuration de Gabor avec deux lentilles cylindriques plan-convexes, rectangulaires, placées dos-à-dos pour minimiser les aberrations. Une série de simulations a été réalisées sur des trains (jets) de gouttes inclinés suivant l'axe z sur 15 mm et centré en $x=0$, pour différents diamètres (50, 100, 200, 400 et 800 nm) de gouttes. D'un train de gouttes à l'autre, la distance inter-particules (bord à bord) augmente de 0.1 à 20 rayons par pas de 0,1 rayon (de 0.1 à 3 rayons) puis de 1 rayon. Le TRC, le taux de détection, la précision du positionnement 3D et la détermination du diamètre sont comparés avec ceux obtenus avec un système en espace libre.

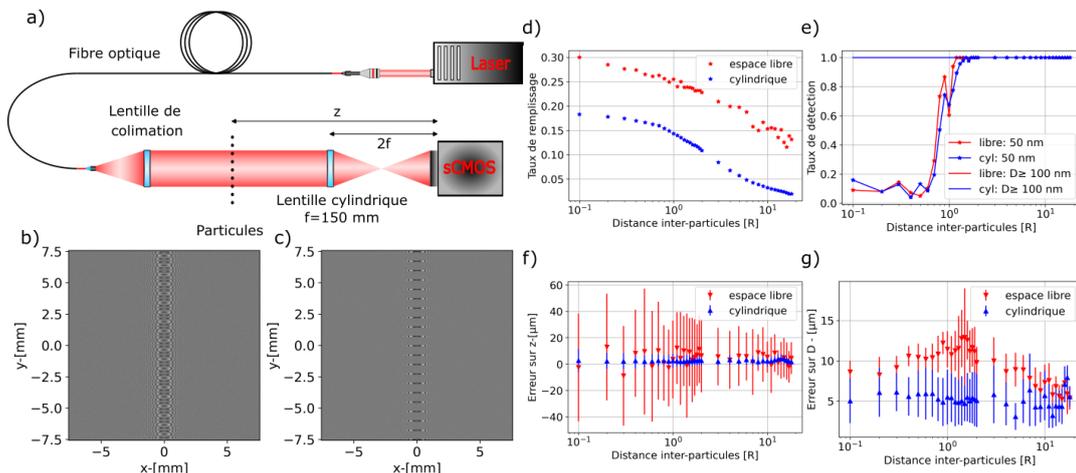


Figure 3 : a) Montage expérimental simulé, b) hologramme en espace libre de gouttes ($D_p=100 \mu\text{m}$) espacées bord à bord de $650 \mu\text{m}$, c) même hologramme avec la compression, d) TRC moyenné sur les diamètres en fonction de l'écart bord à bord des particules, e) Taux de détection des particules, f) Erreur sur le positionnement suivant l'axe optique, g) Erreur sur le diamètre restitué.

Pour des raisons pratiques, le TRC est défini ici par la surface sur laquelle l'amplitude des motifs de diffraction dépassent 20% de l'amplitude maximale. Comme prévu, il est bien plus faible avec le montage utilisant la lentille cylindrique qu'avec le montage en espace libre. De plus, l'erreur de positionnement des particules suivant l'axe optique et sur leur diamètre est

légèrement réduite, ce qui est dû au régime d'échantillonnage du champ, en régime IR selon l'axe x et en régime TF selon l'axe y (régime IR dans les deux axes pour l'espace libre). Le taux de détection des particules reste sensiblement identique pour les deux configurations. La variation de l'erreur avec la densité linéique en particules varie peu. Dans ce cas, le taux de remplissage du capteur, tel que défini, ne semble pas être un critère déterminant pour évaluer *a priori* la qualité de la reconstruction par rétropropagation directe. Les interférences entre les différents motifs de diffraction sont aussi bien « déconvoluées » par le modèle de rétropropagation en espace libre qu'avec la compression cylindrique.

3.2. Etude expérimentale

Le dispositif expérimental est composé d'un laser HeNe ($\lambda = 0,6328 \mu\text{m}$, 10 mW) non polarisé. Son faisceau, couplé à une fibre monomode, est élargi pour obtenir au niveau de la zone de mesure un faisceau collimaté de 48 mm de diamètre. Une caméra CCD haute résolution (Imager ProX4M de Lavision GmbH; 14bit ; 2048x2048 et 7,4 μm pixels carrés) est placée dans l'axe du faisceau. La partie compression optique et l'enregistrement sont identiques à ceux décrits dans la Fig. 1, avec $F'_y=0.15\text{mm}$ ou $F'_y=0.30\text{mm}$ et $50 \times 50 \text{mm}^2$, pour la focale et les dimensions des lentilles plan-convexes utilisées. Un système ombroscopique a été synchronisé et installé perpendiculairement [21] au système holographique, afin d'obtenir des images de référence des gouttes. Le temps d'exposition de chaque caméra a été réduit à 20 μs pour éviter les effets de flou de bougé. Les particules caractérisées sont des gouttelettes stationnaires d'eau et de DEHS (Di-Ethyl-Hexyl-Sebacic-Acid-Ester) en lévitation dans un piège acoustique [22] ainsi que des gouttes d'eau pulvérisées directement dans le volume de mesure.

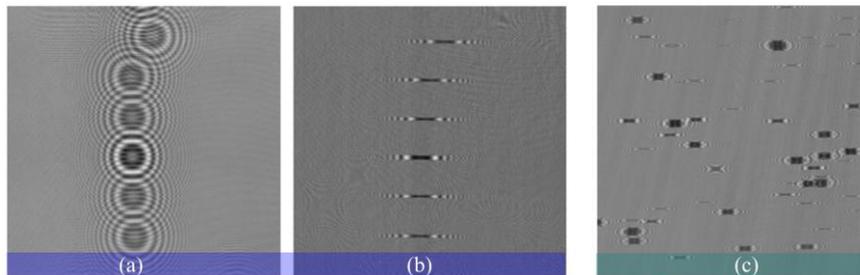


Fig. 4 Hologrammes (a) en espace libre et (b-c) avec compression optique de gouttes ($D_p=150 \mu\text{m}$) de (a-b) DEHS en suspension dans un piège acoustique et (c) d'un spray de gouttes d'eau ($D_p=300 \mu\text{m}$).

La figure 4 montre des hologrammes expérimentaux de (a-b) gouttes de DEHS dans le piège acoustique, ou de (c) gouttes d'eau pulvérisées obtenus (a) en espace libre et (b-c) avec un doublet de lentilles cylindriques de $F'_y=0.30\text{mm}$. La distance gouttes-caméra était ici de 600mm. La figure 4.c montre que les hologrammes expérimentaux présentent des typologies très proches de celles simulées (cf. **Erreur ! Source du renvoi introuvable.**). Pour les gouttes en lévitation, Fig. 4 (a-b), les comparaisons avec les images ombroscopiques montrent que le positionnement 3D de ces gouttes est obtenu avec une précision micrométrique transversalement et, en moyenne, de $\pm 418 \mu\text{m}$ le long de l'axe optique ($\pm 655 \mu\text{m}$ en espace libre) et une précision de l'ordre de $\pm 5 \mu\text{m}$ ($\pm 7 \mu\text{m}$ en espace libre) pour les diamètres. Ces différences de précision s'expliquent par le régime d'échantillonnage en transformée de Fourier (TF) suivant une seule direction pour la compression, tandis qu'il est en régime d'illumination cohérente (IR) pour le montage en espace libre [3]. Le taux d'obscurcissement de l'hologramme quant à lui diminue de 16% à 0.6% (soit d'un facteur 27). Ces aspects seront détaillés lors de la présentation orale de ce travail en cours.

4. Conclusion et perspectives

La compression optique en holographie, via des lentilles cylindriques, permet de diminuer sensiblement le taux d'obscuration du capteur, optimisant ainsi son utilisation sans impacter les reconstructions par rétropropagation. Elle permet également de modifier le régime d'échantillonnage du champ par le capteur, ce qui peut d'améliorer la précision sur l'estimation du diamètre et du positionnement suivant l'axe optique. De plus, l'utilisation d'une lentille cylindrique résout le problème de positionnement des particules jumelles en « fractionnant en deux » ces dernières, ce qui les rends plus aisément distinguables des particules réelles. Cependant, l'intérêt de la compression cylindrique pour les méthodes de rétropropagation semble plutôt limité, car ces dernières sont très robustes à la superposition des interférences entre les hologrammes individuels. En revanche, elle devrait présenter un grand intérêt pour les méthodes inverses basées sur l'analyse un à un des profils des hologrammes individuels.

Remerciements

Ce travail a été financé par la direction des Energies du CEA (projet SIACY du programme SIMU). Il a aussi bénéficié d'une aide de l'État gérée par l'Agence Nationale de la Recherche, portant la référence ANR-23-CE51-0023.

Références

- [1] G. Pan, H. Meng, Digital holography of particle fields: reconstruction by use of complex amplitude, *Applied Optics* 42, 827-833, (2003)
- [2] Y.S. Choi, S.J. Lee, Three-dimensional volumetric measurement of red blood cell motion using digital holographic microscopy, *Applied Optics*, 48, 2983-2990, (2009)
- [3] F. Dubois, C. Schockaert, N. Callens, C. Yourassowsky, Focus plane detection criteria in digital holography microscopy by amplitude analysis, *Optics Express*, 14, 5895-5908, (2006)
- [4] N. Salah, G. Godard, D. Lebrun, P. Paranthoën, D. Allano, Coëtmellec S, Application of multiple exposure digital in-line holography to particle tracking in a Bénard–von Kármán vortex flow, *Measurement Science and Technology*, 19(7):074001, (2011)
- [5] L. Tian, N. Loomis, J.A. Domínguez-Caballero, G. Barbastathis, Quantitative measurement of size and three-dimensional position of fast-moving bubbles in air-water mixture flows using digital holography, *Applied Optics*, 49, 1549-1554, (2010)
- [6] J. Katz, J. Sheng, Applications of Holography in Fluid Mechanics and Particle Dynamics, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 42, 531–555, (2010)
- [7] M.K. Kim, Tomographic three-dimensional imaging of a biological specimen using wavelength-scanning digital interference holography, *Optics Express*, 7, 305–310, (2000)
- [8] E. Absil, G. Tessier, M. Gross, M. Atlan, N. Warnasooriya, S. Suck, Coppey-Moisan M, Fournier D, Photothermal heterodyne holography of gold nanoparticles, *Optics Express*, 18,780–786, (2010)
- [9] Lei Wang, Yue Zhao, Yu Wang, Yingchun Wu, Ge Song, Tao Liu, Xuecheng Wu, Modeling and verification of astigmatic digital off-axis holography for burning droplet measurement in a flame tube, *Optics and Lasers in Engineering*, 159, (2022)
- [10] Neelam Barak, Vineeta Kumari, Gyanendra Sheoran, Module for zooming in extended depth of focus in digital holographic microscopy, *Optics and Lasers in Engineering*, 161, (2023)
- [11] J. Sheng, E. Malkiel, J. Katz, Digital holographic microscope for measuring three-dimensional particle distributions and motions, *Applied Optics*, 45(16), 3893-901, (2006)
- [12] H Royer, An application of high-speed microholography: the mertology of fogs, *Nouvelle Revue d'Optique* (1974)
- [13] F. Soulez, L. Denis, E. Thiébaud, C. Fournier, C. Goepfert. Inverse problem approach in Particle Digital Holography : out-of-field particle detection made possible. *Journal of the Optical Society of America. A, Optics, image science, and vision*. (2008)

- [14] A. Berdeu, O. Flasseur, L. Denis, F. Momey, M. Loïc, et al.. joint reconstruction in in-line holography combining parametric and non-parametric inverse approaches: application to fluid mechanics. *Holophi5 : 5ème rencontre francophone d'holographie numérique appliquée à la métrologie des fluides*, (2018)
- [15] A. Carpio, T. Dimiduk, V. Selgas, P. Vidal. Optimization Methods for In-Line Holography. *SIAM Journal on Imaging Sciences*. (2018).
- [16] T. Kawaguchi, Y. Akasaka, M. Maeda, Size measurements of droplets and bubbles by advanced interferometric laser imaging technique, *Measurement science and technology*, (2002)
- [17] J. Collins, A. Stuart, Lens-system diffraction integral written in terms of matrix optics, *Journal of the Optical Society of America*, 60 (1970)
- [18] G.B. Airy, *On the Diffraction of an Object-glass with Circular Aperture*, Transactions of the Cambridge Philosophical Society, vol. 5, p. 283-291 (1835)
- [19] E. Stoykova, H. Kang, and J. Park, Twin-image problem in digital holography-a survey (Invited Paper), *Chin. Opt. Lett.* 12, 060013- (2014)
- [20] J. Gao, D.R. Guildenbecher, P.L. Reu, J. Chen, Uncertainty characterization of particle depth measurement using digital in-line holography and the hybrid method, *Optics Express* (2013),
- [21] F. Reuter, S.A. Kaiser; High-speed film-thickness measurements between a collapsing cavitation bubble and a solid surface with total internal reflection shadowmetry. *Physics of Fluids* (2019)
- [22] H. M Hertz, Standing-wave Acoustic Trap For Nonintrusive Positioning of Microparticles. *Applied Physics Reviews*, 78(8), 4845-4849. . (1995)