

Détection de bulles, gouttes et particules solides dans un écoulement à partir des jets photoniques réels ou virtuels reconstruits par holographie numérique en ligne

Fabrice Lamadie, Matthias P.L. Sentis, Yosri Haddad, Fabrice R. A. Onofri

▶ **To cite this version:**

Fabrice Lamadie, Matthias P.L. Sentis, Yosri Haddad, Fabrice R. A. Onofri. Détection de bulles, gouttes et particules solides dans un écoulement à partir des jets photoniques réels ou virtuels reconstruits par holographie numérique en ligne. 16ème Congrès Francophone de Techniques Laser pour la mécanique des fluides, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris Saclay, IRSN, Sep 2018, Dourdan, France. hal-02097669

HAL Id: hal-02097669
https://hal.science/hal-02097669

Submitted on 12 Apr 2019

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.

Détection de bulles, gouttes et particules solides dans un écoulement à partir des jets photoniques réels ou virtuels reconstruits par holographie numérique en ligne

Fabrice LAMADIE[1], Matthias SENTIS[1], Yosri HADDAD[1,2] et Fabrice ONOFRI[2]

[1]CEA, DEN, DMRC, F-30207 Bagnols-sur-Cèze, France
[2]Aix-Marseille Université, CNRS, IUSTI, UMR 7343, 13453, Marseille, France

Email auteur correspondant : fabrice.lamadie@cea.fr, fabrice.onofri@univ-amu.fr

L'holographie numérique en ligne (HN) est une technique d'imagerie volumétrique adaptée à la caractérisation des écoulements diphasiques dilués, en permettant la mesure simultanée de la position dans l'espace, du déplacement, de la forme et de la taille de particules (bulles, gouttes, etc.). Dans de nombreux domaines, qu'ils concernent la recherche aussi bien que l'industrie, la connaissance de la composition des particules est aussi d'un très grand intérêt. Avec l'holographie, une telle mesure peut être réalisée à partir de l'analyse de leur champ proche, région dans laquelle les contributions des différents processus de diffusion de la lumière (diffraction, réfraction, etc.) peuvent être plus facilement distinguées. Ceci est particulièrement vrai pour le phénomène de jet photonique (tel que nommé par la communauté électromagnétique) qui s'apparente, dans le cadre de l'optique géométrique à une caustique générée par les rayons simplement réfractés par une particule transparente. La position du maximum d'intensité de cette caustique est directement liée au rayon et à la partie réelle de l'indice de réfraction relatif de la particule. Sa localisation dans l'espace par rapport au centre de la particule permet d'en déterminer l'indice de réfraction. Dans cette communication, nous montrons que, dans le cadre de l'approximation scalaire de la diffraction, le jet photonique reconstruit par HN correspond à la tache d'Airy d'une lentille sphérique. De façon plus surprenante, cette tache d'Airy est reconstruite de façon réelle pour les particules ayant un indice relatif supérieur à un et de façon virtuelle pour les particules dont l'indice relatif est plus petit que l'unité. L'analogie avec les notions d'images virtuelles et réelles couramment employées en optique géométrique pour les lentilles convergentes et divergentes est évidente. Outre son intérêt théorique, ce concept fournit une solution simple et numériquement efficace pour caractériser la composition des particules qu'elles soient solides, liquides ou gazeuses. Il ouvre de vastes perspectives pour l' étude des écoulements multiphasiques. Cette nouvelle approche a été validée expérimentalement en laboratoire sur un écoulement triphasique, montrant qu'il est possible d'obtenir simultanément la position dans l'espace, la vitesse (et l'accélération), la trajectoire, la taille et la composition de particules en mouvement dans un fluide

1 Introduction

L'holographie numérique en ligne (HN) est une technique d'imagerie volumétrique particulièrement efficace pour mesurer simultanément les positions 3D, les trajectoires, les vitesses, les formes et tailles de particules statiques ou en mouvement [16]. Comme elle permet de couvrir une large gamme de taille de particules, du micromètre au millimètre, elle trouve des applications dans de nombreuses disciplines scientifiques allant de la caractérisation des solides jusqu'à la mécanique des fluides en passant par la biologie [9, 24, 23, 26, 25]. Dans ces domaines, comme dans l'industrie, la détermination de la composition des particules est aussi un enjeu majeur. Avec l'holographie numérique, une telle mesure peut être effectuée de trois façons:

- Premièrement, en exploitant les propriétés morphologiques des particules et des relations de calibration très précises entre géométrie et composition [25, 5].
- Deuxièmement, en utilisant des comparaisons directes entre les hologrammes expérimentaux et des simulations numériques calculées avec une théorie exacte de diffusion de la lumière (par exemple la théorie de Lorenz Mie) via une méthode d'estimation paramétrique basée sur les moindres carrés [22]. Les temps de calcul peuvent dans ce cas devenir totalement prohibitifs quand la taille

des particules augmente (au-delà de quelques centaines de micromètres comme considéré dans ce travail).

- Troisièmement, en exploitant les propriétés de focalisation (voir par exemple [13, 14]) de la lumière par les particules transparentes.

Cette troisième approche, sur laquelle porte cette communication, repose tout d'abord sur l'idée qu'une particule grande devant la longueur d'onde, transparente et sphérique, se comporte comme une lentille boule de focale f focalisant les rayons "réfractés" ($p = 1$). Ensuite, et de manière plus fondamentale, l'hologramme reconstruit en champ proche contient des informations exploitables sur cette caustique alors que dans le champ lointain celles-si sont "brouillées" par la diffraction. Dans le cadre de l'approximation paraxiale de l'optique géométrique, f ne dépend que du rayon, a, et de la partie réelle de l'indice de réfraction de la particule, m, avec $f = ma/\left[2(m-1)\right]$ [7]. Déterminer la position du maximum d'intensité de cette caustique ou "jet photonique" (terme utilisé en électromagnétisme [11]) permet donc de remonter à l'indice m si l'on mesure a de façon classique. Il semble que Tian *et al.* [23] aient été les premiers à proposer d'exploiter cette singularité pour mesurer l'indice de réfraction de gouttes et de bulles isolées. Plus récemment et de façon totalement indépendante, Sentis *et al.* [17, 19] ont montré que cette approche était applicable à la mesure de la composition de gouttes ($m \approx 1$) dans un écoulement diphasique liquide-liquide. Enfin, Choi *et al.* [4], ainsi que Kapfenberger *et al.* [9] dans un second temps, ont utilisé cette analogie entre particules transparentes et lentilles boules pour améliorer la précision du positionnement suivant l'axe optique. Dans l'ensemble de ces travaux, cette méthode a été introduite en utilisant l'optique géométrique supportée par quelques simulations avec la théorie de Lorenz-Mie.

Reprenant des travaux récemment publiés [20], la première partie de cette communication propose une description de la nature du jet photonique dans le cadre de l'approximation de Fresnel de la théorie scalaire de la diffraction. S'appuyant sur cette démonstration, la deuxième partie décrit des premiers essais expérimentaux réalisés sur un dispositif de laboratoire. Ils confirment le potentiel de cette approche pour la caractérisation simultanée de la dynamique, la granulométrie et la composition des écoulements à phases dispersées.

2 Description du phénomène de jet photonique selon l'optique physique

Dans cette première partie, on considère une onde plane non polarisée définie par son champ électrique, E_i, et sa longueur d'onde, λ. Elle se propage le long d'un axe z dans un milieu non absorbant d'indice de réfraction m_2. Elle éclaire une particule sphérique et transparente de rayon a, d'indice de réfraction réel m_1, ou encore d'indice relatif $m = m_1/m_2$. En HN, une telle particule peut simplement être modélisée comme une surface 2D, $\Sigma_p\left(x_p, y_p; z_p\right)$, perpendiculaire à l'axe de propagation z dans le repère cartésien $(Oxyz)$ (pour simplifier les notations, la particule est centrée dans ce repère, c'est à dire que $x_p = y_p = z_p = 0$). De la même façon, le capteur holographique peut être assimilé à une surface 2D, $\Sigma_s\left(x_s, y_s; z_s\right)$ perpendiculaire à l'axe optique z et située à une distance z_s du centre de la particule (voir le schéma présenté en figure 1).

Avec ce type de configuration holographique, l'intensité électromagnétique totale moyennée dans le temps sur Σ_s résulte de l'interférence entre le champ incident E_i, et le champ diffracté par la particule, E_s. On peut donc écrire que l'intensité enregistrée vaut: $I_t = (\varepsilon c/2)\left|E_i + E_s\right|^2$ (voir [8, 7, 6, 1, 23, 22, 3]), où ε et c sont respectivement la permittivité électrique et la vitesse de propagation de la lumière dans le milieu environnant la particule. Dans le cadre de l'approximation scalaire de Fresnel de la diffraction [7], le champ diffracté, E_s, à une distance z_s, est le produit de convolution (noté $\otimes$) entre le champ électrique dans la plan de la particule, E_p, et la réponse impulsionnelle du propagateur de Fresnel h_{z_s}:

$$\begin{aligned} E_s\left(x,y\right) = \left[E_p \otimes h_{z_s}\right]\left(x,y\right) = \frac{exp\left(jkz_s\right)}{j\lambda z_s}\exp\left[j\frac{k\rho^2}{2z_s}\right] \\ \times \iint_{-\infty}^{+\infty} E_p\left(x_p,y_p\right)\exp\left[j\frac{k\rho_p^2}{2z_s}\right]\exp\left[-\frac{jk}{z_s}\left(xx_p+yy_p\right)\right]dx_p dy_p \end{aligned} \tag{1}$$

avec j l'unité imaginaire, $k = 2\pi m_2/\lambda$ le nombre d'onde et $\rho = \sqrt{x^2+y^2}$, $\rho_p = \sqrt{x_p^2+y_p^2}$, deux distances radiales. On rappelle que le respect des conditions de Fresnel impose que $z_s - z_p > \left[\pi a^4/\left(4\lambda\right)\right]^{1/3}$.

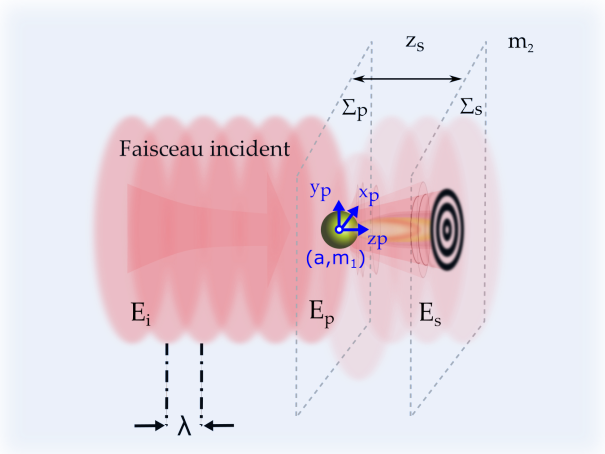


Figure 1: Schéma général d'un montage holographique dit de Gabor (les notations font référence aux équations).

Classiquement, on fait en HN l'hypothèse que le champ diffracté E_p est proportionnel au champ incident et que ce dernier vaut $E_i = 1$ en $z = z_p$. Ceci permet de simplifier l'expression de l'intensité totale et d'écrire:

$$I_t(x,y) = \frac{\varepsilon c}{2}\left[1 + \left|\left[E_p \otimes h_{z_s}\right](x,y)\right|^2 + \left\{\left[E_p \otimes h_{z_s}\right](x,y)\right\}^* + \left[E_p \otimes h_{z_s}\right](x,y)\right] \tag{2}$$

où $*$ désigne le conjugué complexe. Les deux premiers termes de cette équation sont des termes continus qui n'ont pas réellement d'influence sur le processus de reconstruction [6, 7]; seuls les deuxième et troisième termes contribuent à la structure d'interférence que l'on nomme "hologramme" [7]. En général, on fait aussi l'hypothèse que l'intensité du champ diffusé est faible par rapport à l'intensité directement transmise, autrement dit que le terme quadratique $|[E_p \otimes h_{z_s}]|^2$ peut être négligé dans l'équation 2 [15]. Ceci permet d'écrire le champ reconstruit $E_r = [I_t \otimes h_{z_s}]$ à la distance z_r sous la forme :

$$E_r(x,y) = \frac{\varepsilon c}{2}\left\{1 + \left[E_p^* \otimes h_{z_r - z_s}\right](x,y) + \left[E_p \otimes h_{z_r + z_s}\right](x,y)\right\} \tag{3}$$

A cette étape, il est possible de négliger le terme unité dans l'équation 3 sans modifier la suite de la démonstration.

Si on ne tient compte que des rayons réfractés une fois (notés $p = 1$ voir [8, 27, 18]), le champ dans le plan de la particule s'écrit: $E_p = A \times exp[j\phi]$, où A est un terme d'amplitude et ϕ un terme de phase. Dans l'approximation paraxiale, la variation d'amplitude des rayons $p = 1$ est négligée (on considère que $A(\rho) = 1$ pour $\rho^2 \leq a^2$ et que $A(\rho) = 0$ en dehors) et le front d'onde s'interprète comme la fonction parabolique suivante [7, 13]:

$$\phi(\rho) = 2ka - \frac{k\rho^2}{2f} \text{ pour } \rho^2 \leq a^2 \text{ et } \phi(\rho) = 0 \text{ en dehors} \tag{4}$$

En associant les equations (1), (3) et (4), et après simplification, on obtient finalement pour le champ

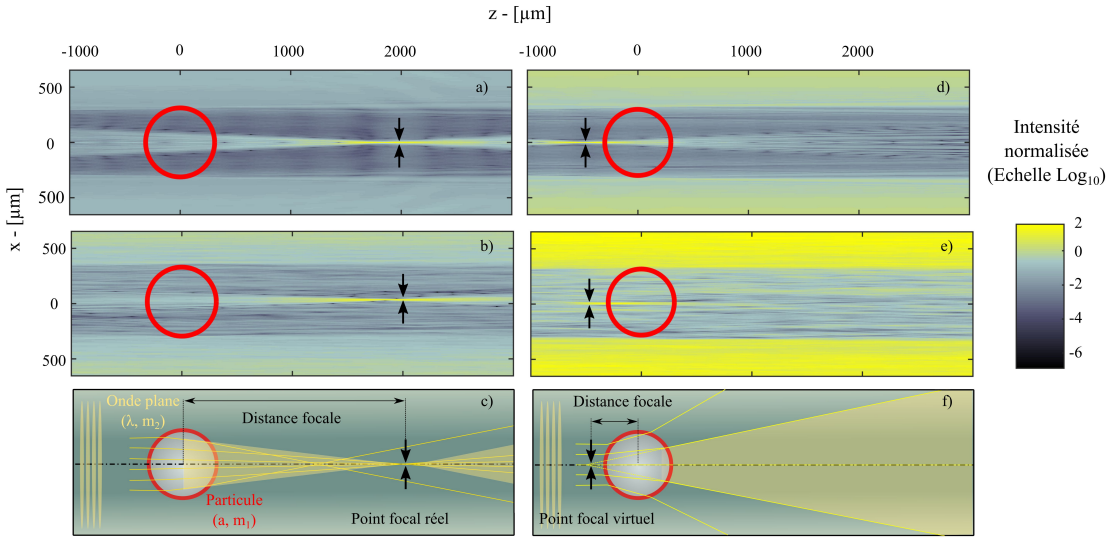


Figure 2: (a-d) Coupe de l'intensité du champ proche reconstruite par holographie: (a-c) cas d'une goutte d'huile dans de l'eau $(a = 292\mu m, m = 1.0785)$, (d-f) cas d'une bulle d'air dans de l'eau $(a = 281\mu m, m = 0.7505)$ - (a, d) Hologrammes calculés avec la théorie de Lorenz Mie - (b, e) Acquisitions expérimentales - (c, f) Calculs d'optique géométrique correspondants.

reconstruit[1]:

$$\begin{aligned} E_r(x,y) = \frac{\varepsilon c}{2}\Bigg[& \frac{exp\left[jk\left(z_r - z_s - 2a\right)\right]}{j\lambda\left(z_r - z_s\right)} exp\left[\frac{jk\rho^2}{2\left(z_r - z_s\right)}\right] \iint_{-\infty}^{+\infty} A\left(x_p, y_p\right) \\ & \times exp\left[\frac{jk\rho_p^2}{2}\left(\frac{1}{z_r - z_s} + \frac{1}{f}\right)\right] exp\left[-\frac{jk\left(xx_p + yy_p\right)}{z_r - z_s}\right] dx_p dy_p \\ & + \frac{exp\left[jk\left(z_r + z_s + 2a\right)\right]}{j\lambda\left(z_r + z_s\right)} exp\left[\frac{jk\rho^2}{2\left(z_r + z_s\right)}\right] \iint_{-\infty}^{+\infty} A\left(x_p, y_p\right) \\ & \times exp\left[\frac{jk\rho_p^2}{2}\left(\frac{1}{z_r + z_s} - \frac{1}{f}\right)\right] exp\left[-\frac{jk\left(xx_p + yy_p\right)}{z_r + z_s}\right] dx_p dy_p \Bigg] \end{aligned} \tag{5}$$

Cette reconstruction est remarquable pour deux valeurs spécifiques de z_r:

(i) pour $z_r = z_s$, la distance de reconstruction correspond à la distance séparant le plan de la particule de celui du capteur et l'équation 5 devient:

$$\begin{aligned} E_r(x,y;z_r = z_s) = \frac{\varepsilon c}{2}\Bigg[& A(x,y)\, exp\left[-jk2a + \frac{jk\rho^2}{2f}\right] \\ & + \frac{exp\left[j2k\left(z_s + a\right)\right]}{j2\lambda z_s} exp\left[j\frac{k\rho^2}{4z_s}\right] \iint_{-\infty}^{+\infty} A\left(x_p, y_p\right) \\ & \times exp\left[\frac{jk\rho_p^2}{2}\left(\frac{1}{2z_s} - \frac{1}{f}\right)\right] exp\left[-\frac{jk\left(xx_p + yy_p\right)}{2z_s}\right] dx_p dy_p \Bigg] \end{aligned} \tag{6}$$

Dans la partie droite de cette équation, le premier terme décrit l'hologramme reconstruit et le second terme "l'image jumelle" (voir par exemple [6, 7]) qui présente ici une forme inhabituelle en raison des rayons réfractés.

(ii) pour $z_r = z_s - f$, la distance de reconstruction correspond au plan de focalisation de la lentille

[1]Dans l'équation 5, puisque $E_p = 0$ pour $\rho^2 > a^2$, les limites des intégrales ont été étendues de $\pm a$ à $\pm\infty$.

boule associée et l'équation 5 s'écrit:

$$\begin{aligned} E_r\left(x,y;z_r=z_s-f\right) &= \frac{\varepsilon c}{2}\left[-\frac{exp\left[-jk\left(f+2a\right)\right]}{j\lambda f}exp\left[-j\frac{k\rho^2}{2f}\right]\right. \\ &\iint_{-\infty}^{+\infty} A\left(x_p,y_p\right)exp\left[\frac{jk\left(xx_p+yy_p\right)}{f}\right]dx_pdy_p \\ &+\frac{exp\left[jk\left(2z_s-f+2a\right)\right]}{j\lambda\left(2z_s-f\right)}exp\left[j\frac{k\rho^2}{2\left(2z_s-f\right)}\right]\iint_{-\infty}^{+\infty} A\left(x_p,y_p\right) \\ &\left.\times exp\left[\frac{jk\rho_p^2}{2}\left(\frac{1}{2z_s-f}-\frac{1}{f}\right)\right]exp\left[-\frac{jk\left(xx_p+yy_p\right)}{2z_s-f}\right]dx_pdy_p\right] \end{aligned} \tag{7}$$

Dans cette dernière équation, le second terme de droite s'apparente à un terme de "bruit" lié à l'image jumelle. Le premier terme est quant à lui la transformée de Fourier d'une ouverture circulaire et peut être reformulé de la façon suivante:

$$E_r\left(x,y;z_r=z_s-f\right)=-\frac{\varepsilon c}{2}\frac{exp\left[-jk\left(f+2a\right)\right]}{j\lambda f}exp\left[-j\frac{k\rho^2}{2f}\right]\times\left[2\pi a^2\frac{J_1\left(ka\rho/f\right)}{ka\rho/f}\right]+\cdots \tag{8}$$

avec J_1 la première fonction sphérique de Bessel. A partir de cette équation, il est possible de calculer l'intensité correspondante :

$$I_t\left(\rho;z_r=z_s-f\right)=2\varepsilon c\left(\frac{\pi a^2}{\lambda f}\right)^2\left[\frac{J_1\left(ka\rho/f\right)}{ka\rho/f}\right]^2 \tag{9}$$

Il est aisé de reconnaitre dans cette dernière équation l'expression du disque d'Airy décrivant la tache de focalisation d'une lentille boule éclairée par une onde plane [7, 2]. Cette fonction est très bien décrite dans la littérature [12, 10] et il est facile d'en déduire le profil axial du jet photonique reconstruit par HN:

$$I_t\left(0;z_r\right)=\left(\frac{\pi\tilde{a}^2}{\lambda f}\right)^2\left(1-\frac{z_r-f}{z_r}\right)^2\left[\frac{\sin\left(k\tilde{a}^2\left(z_r-f\right)/\left(4fz_r\right)\right)}{\left(k\tilde{a}^2\left(z_r-f\right)/\left(4fz_r\right)\right)}\right]^2 \tag{10}$$

avec $\tilde{a}=Nf\delta/2\left(z_r-f\right)$ le rayon de la pupille limitée aux rayons qui éclairent le capteur (N pixels de δ de côté).

3 Résultats numériques et expérimentaux

Deux résultats découlent des calculs qui précédent:

- Premièrement, dans le cadre de l'approximation scalaire de Fresnel de la diffraction, le jet photonique reconstruit par HN prend la forme d'un disque d'Airy. Ses profils d'intensité radiaux et axiaux sont parfaitement décrits (voir les équations 9 et 10 ainsi que la figure 3).
- Deuxièmement et de façon plus surprenante,comme cela a été numériquement observé par Tian *et al.* [23], pour les particules réfringentes ($m>1$ et $f>0$) le jet photonique est reconstruit devant la particule ($|z_r|<|z_s|$) comme une image réelle alors que pour les particules réfléchissantes ($m<1$ et $f<0$) il est reconstruit derrière la particule ($|z_r|>|z_s|$) comme une image virtuelle (sans existence énergétique comme le montrent les calculs directs du champ proche obtenu avec la théorie de Lorenz Mie).

Ceci fournit une méthode simple pour discriminer les particules réfringentes des particules réfléchissantes (par exemple des bulles de gaz et des gouttes dans un liquide). De surcroit, l'indice de réfraction relatif de toutes ces particules peut être estimé quantitativement en utilisant l'équation qui lie la focale, f, au rayon ,a, tout deux évalués à partir des hologrammes rétro-propagés. A titre d'illustration, la figure 2 montre des coupes d'intensité en champ proche et qui passent par le centre de la particule ($y=0$). Les coupes (a, b, c) correspondent à une goutte et les coupes (d, e, f) à une bulle. Ici, (b, e) sont reconstruites à partir d'hologrammes enregistrés expérimentalement et (a, d) à partir d'hologrammes simulés avec la théorie de Lorenz Mie. Dans les deux cas, le jet photonique est clairement visible et se trouve bien devant ou derrière la particule en fonction de sa composition. L'analogie avec l'optique géométrique est également validée par les coupes (c, f) calculées avec le logiciel ZEMAX®.

Pour aller plus loin, la figure 3 compare les profils d'intensité axiaux reconstruits pour trois particules transparentes dans de l'eau: une bulle d'air, une goutte d'huile de silicone et une bille de verre, ainsi que deux particules absorbantes: un bille de carbone et une bille d'or. Ces profils sont issus de la reconstruction d'hologrammes simulés avec la théorie de Lorenz Mie. On constate clairement que, comme attendu, les billes de carbone et d'or ne produisent pas de jet photonique. Cette caractéristique, déjà soulignée par Tian *et al.* [23], fournit un moyen simple pour différencier particules transparentes et particules fortement absorbantes. Pour les particules transparentes, le profil d'intensité axial du jet photonique est bien asymétrique comme le prédit l'équation 10. Si la position de son maximum d'intensité correspond bien à la focale de la lentille correspondante, l'accord entre le profil prédit par l'équation 10 et le profil reconstruit par HN n'est que qualitatif. Cet écart est en majeure partie imputable à la simplicité de notre modèle de phase pour la particule, E_p, qui ne tient pas compte des aberrations optiques, des interférences d'ordre supérieur ni même, plus simplement, des coefficients de Fresnel [8, 18]).

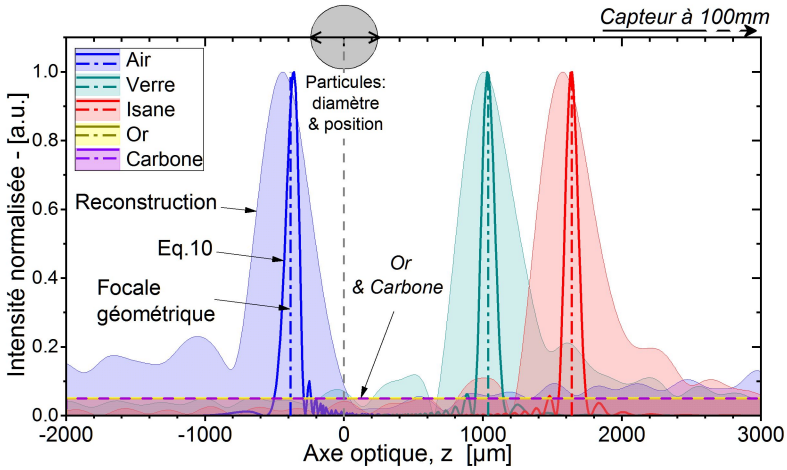


Figure 3: Profils axiaux d'intensité en champ proche pour cinq types de particules (gazeuse, liquide et solide avec $a = 250\mu m$). Ils ont été reconstruits à partir d'hologrammes simulés avec la théorie de Lorenz Mie, considérant un capteur de 2000×2000 pixels carrés de $5.0\mu m$ de côté placé à $z_r = 100mm$ des particules. Les focales et profils d'Airy correspondants sont également tracés.

La figure 4 présente des resultats expérimentaux obtenus avec cette approche et un montage standard [19]. De façon succincte, ce dernier est composé d'un laser HeNe ($\lambda = 0.6328\mu m$,$10mW$) dont le faisceau est mis en forme par une lentille de collimation et d'une caméra S-CMOS (2560×2160 pixels carrés de $6.5\mu m$ de coté, fréquence d'acquisition: $50Hz$) placée dans une configuration de Gabor (à $z_s = 100mm$ du centre d'un réservoir rempli d'eau). A la base de ce réservoir, deux injecteurs génèrent des "trains" de gouttes d'Isane ($m = 1.0826$) et de bulles d'air ($m = 0.7505$) ascendantes. Dans le même temps, un troisième injecteur placé en partie haute du réservoir, lâche des billes de verre ($m = 1.1370$) qui sédimentent rapidement. La figure 4 montre les résultats obtenus en traitant 100 hologrammes acquis dans cette configuration (chacun contenant entre 1 et 10 particules). On voit clairement que les trois types de particules sont parfaitement discriminés. La figure 5 montre la reconstruction complète (position dans l'espace, vitesse obtenue par "tracking" [21], taille et composition) d'une des acquisitions de la séquence. On peut notamment remarquer sur cette figure que, contre toute attente, les bulles et les gouttes ont presque les mêmes vitesses alors que leurs vitesses terminales diffèrent sensiblement. Nous expliquons cela par un effet de sillage. La mise en évidence de cette particularité illustre parfaitement le l'intérêt d'ajouter la mesure de composition aux fonctionnalités de l'holographie.

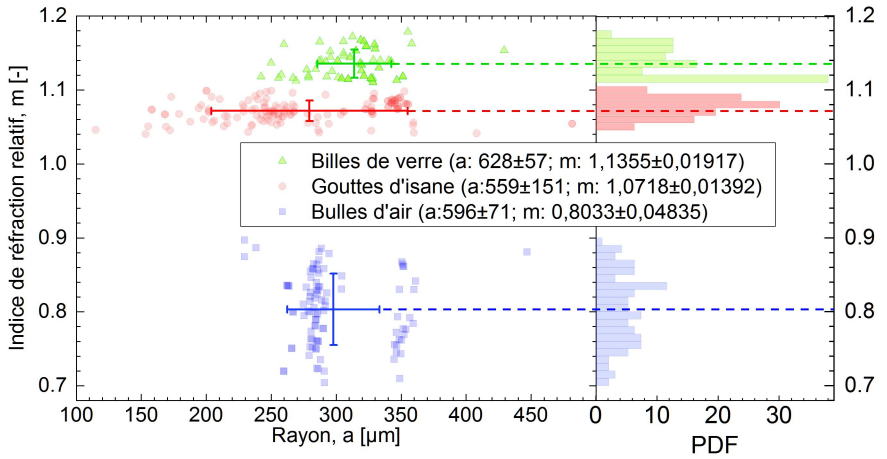


Figure 4: (a) Corrélation entre l'indice de réfraction relatif (composition) et le rayon des particules mesurés expérimentalement sur un flux de bulles d'air, de gouttes d'Isane et de billes de verre. (b) Distributions (PDF) correspondantes pour les indices de réfraction .

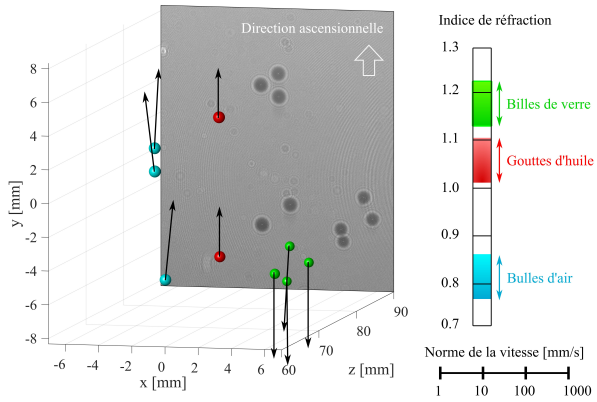


Figure 5: Reconstruction d'un hologramme de la série de résultats présentés en figure 4 - Le code couleur des particules indique la composition.

4 Conclusion et perspectives

Ces travaux montrent tout l'intérêt de la reconstruction du champ proche lors de la caractérisation de particules transparentes par HN: proposer une évaluation de la composition en plus des caractéristiques classiquement mesurées (vitesse, taille, etc.). A ce stade d'avancement de nos travaux, la résolution sur les mesures de l'indice de réfraction reste encore modeste et perfectible. Les travaux futurs porteront sur l'amélioration de cette résolution via, notamment, une complexification du modèle décrivant la fonction de phase de la particule.

Ce travail a été soutenu par le CEA-DEN, Projet DISN/PAREC et l'Agence Nationale de la Recherche, projet AMO-COPS (ANR-13-BS09-0008-02 et -01).

References

[1] C. F. Bohren and D. Huffman. *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*. Wiley-Blackwell, 2007.

[2] M. Born and E. Wolf. *Principles of optics*. Pergamon press, Oxford, England, 1980.

[3] F. C. Cheong, P. Kasimbeg *et al.* Holographic characterization of colloidal particles in turbid media. *Appl Phys Lett*, 111(15):153702, 2017.

[4] Y.-S. Choi and S.-J. Lee. High-accuracy three-dimensional position measurement of tens of micrometers size transparent microspheres using digital in-line holographic microscopy. *Opt Lett*, 36(21):4167–4169, Nov 2011.

[5] E. J. Davies, D. Buscombe *et al.* Evaluating unsupervised methods to size and classify suspended particles using digital in-line holography. *J Atmos Oceanic Technol*, 32(6):1241–1256, 2015.

[6] L. Denis, C. Fournier *et al.* Numerical suppression of the twin image in in-line holography of a volume of micro-objects. *Meas Sci Technol*, 19(7):074004, 2008.

[7] J. W. Goodman. *Introduction to Fourier Optic*. Mac. Graw-Hill, New York, 1960.

[8] H. C. Hulst. *Light Scattering by Small Particles*. Courier Dover Publications, 1957.

[9] D. Kapfenberger, A. Sonn-Segev *et al.* Accurate holographic imaging of colloidal particle pairs by rayleigh-sommerfeld reconstruction. *Opt Express*, 21(10):12228–12237, May 2013.

[10] G. P. Karman and J. P. Woerdman. How phase and amplitude aberrations destabilize the phase singularities in the focal field of a lens. *J Opt Soc Am A*, 15(11):2862–2868, Nov 1998.

[11] S. Lecler, Y. Takakura *et al.* Properties of a three-dimensional photonic jet. *Opt Lett*, 30(19):2641–2643, Oct 2005.

[12] Y. Li and E. Wolf. Focal shifts in diffracted converging spherical waves. *Opt Commun*, 39(4):211 – 215, 1981.

[13] J. F. Nye. *Natural Focusing and Fine Structure of Light: Caustics and Wave Dislocations*. Institute of Physics Publishing, 1999.

[14] F. R. A. Onofri, K. F. Ren *et al.* Experimental validation of the vectorial complex ray model on the inter-caustics scattering of oblate droplets. *Opt. Express*, 23(12):15768–15773, Jun 2015.

[15] L. Onural and P. D. Scott. Digital decoding of in-line holograms. *Opt Eng*, 26:26 – 26 – 9, 1987.

[16] U. Schnars and W. P. O. Jüptner. Digital recording and numerical reconstruction of holograms. *Meas Sci Technol*, 13(9):R85, 2002.

[17] M. P. Sentis, L. Bruel *et al.* Digital in-line holography for the characterization of flowing particles in astigmatic optical systems. *Opt Lasers Eng*, 88:184 – 196, 2017.

[18] M. P. Sentis, F. R. Onofri *et al.* Scattering of light by large bubbles: Coupling of geometrical and physical optics approximations. *J Quant Spectrosc Radiat Transfer*, 170(Complete):8–18, 2016.

[19] M. P. L. Sentis, F. R. A. Onofri *et al.* Photonic jet reconstruction for particle refractive index measurement by digital in-line holography. *Opt Express*, 25(2):867–873, Jan 2017.

[20] M. P. L. Sentis, F. R. A. Onofri *et al.* Bubbles, drops, and solid particles recognition from real or virtual photonic jets reconstructed by digital in-line holography. *Opt Lett*, 43(12):2945–2948, Jun 2018.

[21] J. Sheng, E. Malkiel *et al.* Digital holographic microscope for measuring three-dimensional particle distributions and motions. *Appl Opt*, 45(16):3893–3901, Jun 2006.

[22] H. Shpaisman, B. J. Krishnatreya *et al.* Holographic microrefractometer. *Appl Phys Lett*, 101(9):091102, 2012.

[23] L. Tian, H. Gao *et al.* Digital holographic imaging of multi-phase flows. In *Imaging and Applied Optics*, page CWB5. Optical Society of America, 2011.

[24] L. Tian, N. Loomis *et al.* Quantitative measurement of size and three-dimensional position of fast-moving bubbles in air-water mixture flows using digital holography. *Appl Opt*, 49(9):1549–1554, Mar 2010.

[25] S.-K. Treskatis, V. Orgeldinger *et al.* Morphological characterization of filamentous microorganisms in submerged cultures by on-line digital image analysis and pattern recognition. *Biotechnol Bioeng*, 53(2):191–201, 1997.

[26] C. Wang, X. Zhong *et al.* Holographic characterization of protein aggregates. *J Pharm Sci*, 105(3):1074 – 1085, 2016.

[27] Y. Wu, X. Wu *et al.* Characterizations of transparent particle holography in near-field using debye series. *Appl Opt*, 55(3):A60–A70, Jan 2016.