



ETUDE 3D DE L'INTERACTION HOULE STRUCTURE PAR HOLOGRAPHIE NUMERIQUE

Benoît Lebon^{ab*}, Gaële Perret^a, Stanislas Grare^b, Daniel Allano^b, Gilles Godard^b, Sébastien Coëtmelec^b, Denis Lebrun^b, Jérôme Brossard^a

(a) Laboratoire Onde et Milieux Complexes (LOMC) UMR 6294 CNRS, 76600, Le Havre, France

(b) Complexe de Recherche Interprofessionnel en Aérothermochimie (CORIA) UMR 6614 CNRS, 76801, Saint Etienne du Rouvray, France

*Correspondant: benoit.lebon@etu.univ-lehavre.fr

Résumé : L'holographie numérique dans l'axe est utilisée pour étudier la dynamique de la houle au voisinage d'une plaque immergée. L'objectif est de pouvoir accéder à la distribution tridimensionnelle de vitesses pour mieux comprendre la nature des processus intervenant dans la déstabilisation des tourbillons.

1 Introduction

L'étude expérimentale de dynamiques tridimensionnelles en dynamique des fluides reste un défi. Les techniques les plus répandues donnent soit une information locale (ADV, LDV), soit sont difficiles à mettre en œuvre et sont onéreuses (stéréo-PIV, tomo-PIV...). L'holographie numérique dans sa configuration dans l'axe, permet, en enregistrant la figure de diffraction produite par un champ de particules éclairées par une lumière cohérente, de reconstruire la position en 3D de chaque particule [1] [2]. Ainsi en éclairant plusieurs fois le champ de particule sur un même hologramme, on peut en suivre le déplacement et donc extraire le champ de vitesse 3D en n'utilisant qu'une caméra et une diode laser. L'émergence de capteurs CCD de plus en plus performants permet de sonder des volumes de plus en plus importants [3] et place aujourd'hui l'holographie numérique comme une véritable alternative pour caractériser les écoulements tridimensionnels. Nous avons donc choisi d'utiliser l'holographie numérique pour étudier l'éclatement d'un filament tourbillonnaire généré par la houle au bord de structures immergées. Cette étude vise à compléter les travaux réalisés par A. Poupardin lors de sa thèse au LOMC [4] où le problème est simplifié en étudiant la dynamique de la houle sur une plaque immergée. Son étude par PIV 2D de la dynamique tourbillonnaire a permis de bien connaître les mécanismes de formation des tourbillons et leur évolution autour de la plaque. En aval de la plaque, deux tourbillons contrarotatifs sont générés, le premier au bord supérieur par décollement de la couche limite puis le second au bord inférieur par instabilité de Kelvin Helmholtz. L'étude qualitative de la dynamique 3D a permis une estimation de la vitesse dans l'axe de ces tourbillons de l'ordre de 0.1m/s qui permettrait d'expliquer l'origine de leur

déstabilisation. Nous cherchons donc à accéder avec précision à la distribution de vitesse axiale au cœur du tourbillon pour mieux comprendre la nature des processus intervenant dans la déstabilisation des tourbillons. La configuration retenue pour sa simplicité de mise en œuvre est l'holographie en ligne. Pour augmenter la taille du volume de mesure nous avons travaillé en faisceau convergent. Nous présenterons ici la mise en place de l'expérience ainsi que les premiers résultats que nous confronterons aux mesures de vitesse 2D obtenus par PIV [5].

2 Dispositif expérimental

2.1 Configuration hydrodynamique

L'expérience est conduite dans un canal à houle de 10m de long, 30cm de largeur et hauteur (figure 1). La plaque utilisée est épaisse de $e=3mm$, de manière à limiter l'amplitude du déplacement par flexion, longue de $L_p=25cm$ et de même largeur L que le canal. Le niveau d'eau au repos est de $h_0=20cm$. La plaque est immergée à $p=7cm$.

Pour étudier la dynamique tourbillonnaire, on choisit des paramètres de houle tels que le nombre d'harmoniques produit soit faible et que l'influence de la plaque sur la surface libre reste limitée. On génère ainsi avec un batteur une houle régulière de période $T=1,015s$, d'amplitude $a=11mm$ et de longueur d'onde $\lambda_{houle}=1,24m$. On a alors un rapport $L_p/\lambda_{houle}=0.2$ qui nous permet d'avoir une réflexion de l'ordre de 20% et un faible coefficient d'amortissement de la houle par la plaque [6]. En bout de canal une plage en mousse permet de limiter la réflexion de la houle. Dans cette configuration, on mesure par la méthode de Goda et Suzuky [7] avec deux sondes résistives une onde réfléchie d'amplitude $a_r=2,4mm$ soit $a/a_r=0.22$, ce qui est en adéquation avec [6].

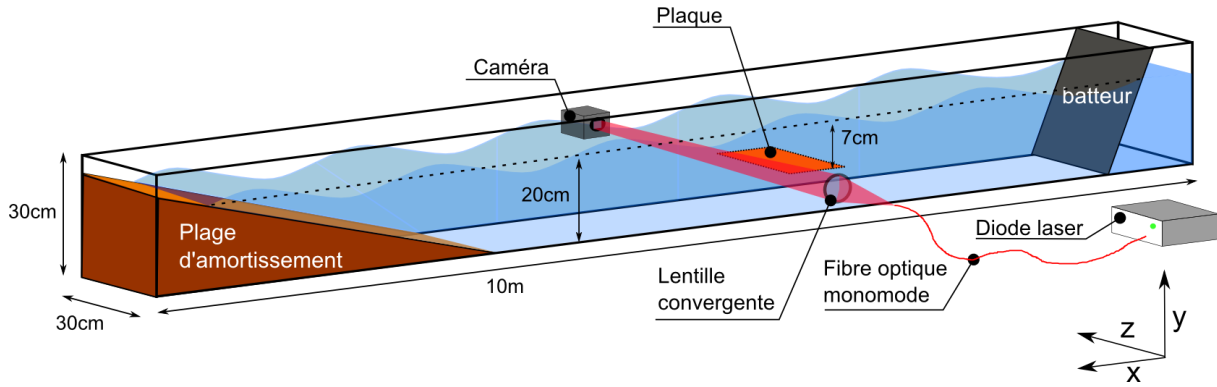


Figure 1 : Schéma du canal à houle du LOMC avec le montage d'holographie dans l'axe.

2.2 Ensemencement

Les traceurs choisis sont des bulles d'air générées par électrolyse sur le bord de la plaque. Celle-ci est réalisée en métal que l'on recouvre d'isolant sur toute sa surface en ne laissant qu'une fente de 5mm de large situé sur la tranche à 3cm du bord du canal coté caméra. Une deuxième plaque est placée au fond du canal pour assurer la conduction. On dispose ainsi d'un système peu intrusif, les fils conducteurs que l'on fait passer le long de la paroi en amont de la plaque perturbent peu l'écoulement dans la zone de mesure. Pour obtenir des hologrammes avec un bon rapport signal sur bruit, il faut peu d'objets entre la source et le capteur CCD [8], on cherche donc à avoir peu de bulles.

Il faut aussi que les bulles soient de faible diamètre afin de pouvoir être considérées comme passives [9] et d'être suffisamment entraînées par l'écoulement. On vérifie ce point en mesurant la taille des bulles par holographie numérique [10] [11] [12]. On applique une tension de 1.5V délivrée à 1A, on détecte en moyenne 227 bulles par hologrammes multi-expositions. La distribution du diamètre des bulles est présentée sur la figure 1. Les bulles générées ont majoritairement un diamètre de l'ordre de 30µm ce qui donne une vitesse de flottabilité de l'ordre 0.5mm/s soit deux ordres de grandeur en dessous de la dynamique des tourbillons observés (~40mm/s). On négligera donc leur action sur l'écoulement.

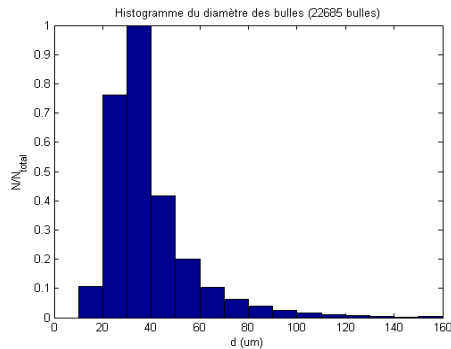


Figure 2 : Distribution du diamètre des bulles mesuré par holographie numérique (µm).

2.3 Enregistrement et restitution des hologrammes

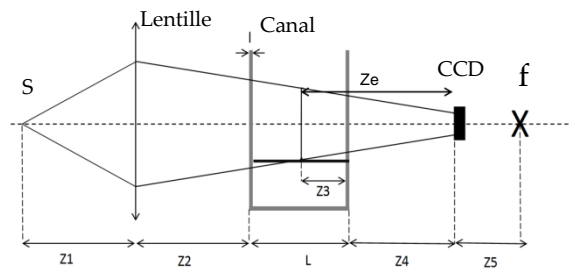


Figure 3: Configuration optique de l'holographie en ligne, S, source laser, CCD, capteur de la caméra, f le point de convergence du faisceau : z1=63cm, z2=9cm, L=30cm, l=1cm, z4=8,5cm, z5=44,2cm, zc distance objet capteur.

Nous utilisons la configuration de l'holographie en ligne, les hologrammes sont enregistrés au moyen d'une caméra CCD 4M pixels Basler aca2040 sans objectif. Le capteur est composé de 2000x2000 pixels carrés de coté 5,5µm. On éclaire le champ de particule avec une diode laser fibrée (Coherent CUBE) de puissance 30mW émettant à la longueur d'onde λ=640nm. Pour assurer la convergence du faisceau, une lentille de focal 350mm est placée entre la diode et le canal tel que présenté sur la figure 3. On enregistre ainsi la figure d'interférences produite par la superposition du faisceau convergent et de la lumière diffractée par le champ de particules. Lorsque la condition de champ lointain pour une particule de diamètre d est satisfaite (πd²/4λz_c << 1), on peut alors traiter les hologrammes comme s'ils avaient été enregistrés par une onde plane en appliquant un facteur de grandissement K [13]. En négligeant le bruit introduit par la caméra, la fonction d'intensité d'une particule située à une distance z du capteur s'écrit alors :

$$I_z(x, y) = 1 - \left[O^{**} (h_z + \bar{h}_z) \right] (x, y) \tag{1}$$

Où 1-O(x,y) est la fonction objet, $h_z = 1/i\lambda z * \exp(i\pi(x^2 + y^2) / \lambda z)$ est le noyau de Fresnel et le symbole ** correspondant au produit de convolution.

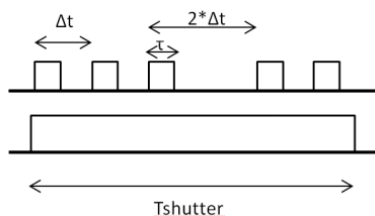


Figure 4 Commande de la caméra et de la diode laser, $T_{shutter}$: temps d'exposition de la caméra, τ largeur d'impulsion, Δt intervalle de temps entre deux impulsions. Pour suivre le déplacement des bulles d'air, cinq impulsions successives sont enregistrées sur un même hologramme [14]. La durée de l'impulsion laser est de $\tau=4\mu s$ et l'intervalle de temps entre deux impulsions est de $\Delta t=2ms$. La faible durée d'impulsion permet de négliger la déformation de la figure d'interférence liée au déplacement de la bulle. Pour lever l'incertitude sur l'orientation de la vitesse lors du traitement, on double l'intervalle de temps entre le 3^{ème} et le 4^{ème} pulse pour rendre asymétrique le motif. La figure 4 montre le signal de commande envoyé à la caméra et à la diode pour l'acquisition des hologrammes multi-exposition. Dans le cas de n expositions, dans cette étude $n=5$, la caméra enregistre les n figures de diffraction d'une même particule à différentes positions, l'exposition résultante est la somme de chaque exposition.

$$E(x, y) = \sum_{i=0}^{n-1} \tau I_z^i(x, y) \tag{2}$$

Soit

$$E(x, y) = \sum_{i=0}^{n-1} \tau \left[1 - \left[O^{i} \ast \ast (h_z + \bar{h}_z) \right] \right] (x, y) \tag{3}$$

L'hologramme enregistré est donc équivalent à un hologramme de n particules éclairé sur une durée de $n\tau$ secondes. La seule différence est que le contraste de chaque image restituée est réduit n fois par rapport à l'intensité du fond.

Salah *et al.* [14] ont montré qu'au-delà de 10 expositions, la réduction du rapport signal sur bruit empêchait une exploitation correcte des hologrammes.

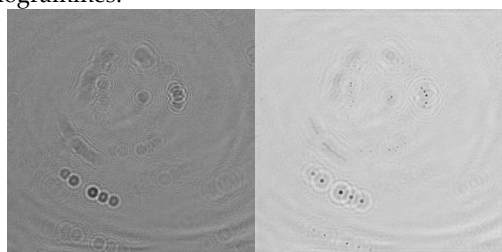


Figure 5 : Exemple d'hologramme multi-exposition pour $\Delta t=2ms$ et $\tau=4\mu s$ (à gauche) et sa restitution à $z_r=97mm$ (à droite).

3 Etalonnage

L'utilisation d'un faisceau convergent entraîne un grandissement $K=z_r/z_e$, où z_r est la distance de restitution donnée sous l'hypothèse de l'onde plane.

Pour l'étalonner on utilise une mire avec des carrés concentriques de dimensions connues. La mire est déplacée le long de l'axe optique avec une translation pilotée par une vis millimétrique permettant de connaître le déplacement mécanique à $0,1mm$ près. On enregistre des hologrammes de la mire pour une dizaine de positions espacées de $2mm$, on estime alors le grandissement K avec la formule [15] :

$$K = \frac{z_5 + z_r}{z_5} \tag{4}$$

La valeur de z_r est donnée lors de la restitution numérique de l'hologramme comme étant le meilleur plan de mise au point. La valeur du rayon de courbure z_5 , distance entre le point de convergence du faisceau et le capteur CCD, ne peut être mesuré directement car le point de convergence du faisceau est situé derrière la caméra. On le retrouve par régression linéaire en posant :

$$z_m = \frac{1}{\frac{1}{z_5} + \frac{1}{z_r}} \tag{5}$$

Où z_m est la valeur de z_e calculée à partir du plan de mise au point z_r , d'une estimation de la courbure théorique z_5 et de $z_{th}=z_3/n_{eau}+l/n_{verre}+z_4/n_{air}$ la distance corrigée entre l'objet et le capteur CCD dans l'espace image, n_{eau} étant l'indice optique du milieu traversé et l l'épaisseur de la paroi du canal. Comme la mesure absolue de z_4 n'est pas précise du fait de l'incertitude sur la position du capteur, les mesures sont effectuées en distances relatives par rapport à un plan de référence ($z_m^0; z_{th}^0$) et on a la relation :

$$(z_m - z_m^0) = \hat{a} \frac{(z_{th} - z_{th}^0)}{n_{eau}} + b \tag{6}$$

Où : \hat{a} est l'estimateur de pente et b un paramètre d'offset. En imposant une pente $\hat{a}=1$, la méthode consiste à varier par incrément (z_5) pour que ce critère soit respecté, et donc d'estimer une courbure unique pour l'ensemble du champ de mesure. En appliquant cette méthode on obtient ainsi $z_5=-442mm$. La valeur négative de z_5 est liée au fait que le faisceau de référence est convergent et par conséquent, le plan de focalisation est situé derrière le capteur.

On peut alors évaluer le grandissement K entre espace objet et espace image en utilisant la formule (4) que l'on représente sur la figure 6. On peut ensuite obtenir le grandissement en tout point à partir d'un plan de référence en $z_r=z_{ref}$ et en posant $G=K(z_{ref})$. En exprimant alors z_5 en fonction de G et z_{ref} dans l'équation (4) on montre facilement que :

$$K(z_r) = (G-1) \frac{z_r}{z_{ref}} + 1 \tag{8}$$

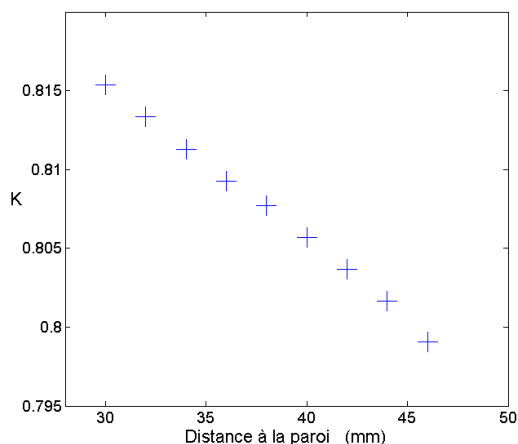


Figure 6: Evolution du grandissement K en fonction de la distance à la paroi z3.

Dans la zone d'émission de bulle, le grandissement sera donc compris entre K=0.79 et K=0.82 soit un champ dans le plan transverse d'environ 1.4x1.4cm².

4 Résultats expérimentaux

4.1 Identification des trajectoires

Chaque hologramme est restitué sur 130 plans compris entre z_r=85mm et z_r=150mm par pas de 0.5mm, et les coordonnées 3D des bulles sont extraites par un logiciel développé au CORIA. Les cinq impulsions étant enregistrées sur un même hologramme, les trajectoires sont reconstituées à partir des cinq positions occupées successivement par chaque particule. Le programme développé pour cette reconnaissance est basé sur un critère de plus proche voisin. Il peut être décomposé de la façon suivante :

- Sélection d'une bulle "b1"
- Calcul de la distance aux autres bulles
- Élimination des particules trop éloignées (d₁₂<ΔT*v_{max}) et sélection du plus proche voisin "b2"
- Répétition du processus à partir de b2, en imposant cette fois |d₂₃- d₁₂| / d₁₂<10% et α₁₂₃< α_{max}, où d_{nm} est la distance entre les bulles b_m et b_n et α₁₂₃ l'angle entre les deux vecteurs. Si b₃ convient, on réitère pour chercher b₄, sinon l'algorithme reprend à partir d'un autre site b₃. Si aucun site ne convient, on reprend à partir d'un autre site b₂ et on recommence en éliminant les combinaisons qui ne fonctionnent pas.
- Le programme procède de même pour b₄ et b₅.

Quand les 5 points sont sélectionnés, on enregistre la trajectoire. Pour chaque particule, on cherche ainsi toute les possibilités et enregistre toutes les trajectoires compatibles.

Ce programme, en pratique, identifie tous les ensembles de 5 points compatibles avec une trajectoire, il suppose donc que la densité de bulles soit suffisamment faible pour limiter le nombre de trajectoires candidates. Dans notre expérience, on a

cherché à limiter le nombre de bulle comme illustré dans l'exemple montré sur la figure 6.

Les valeurs de v_{max} et α_{max} sont importantes pour restreindre le nombre de trajectoires candidates et dépendent des caractéristiques de l'écoulement. L'intervalle de temps entre les deux expositions Δt dépend de la gamme de vitesse. Une campagne PIV effectuée préalablement sur cette expérience indique que les vitesses sont inférieures à 0,4m/s. Par conséquent nous avons fixé Δt=2ms comme indiqué dans le paragraphe §2.3. Une limitation de α_{max} à 20° permet de limiter le nombre de fausses trajectoires.

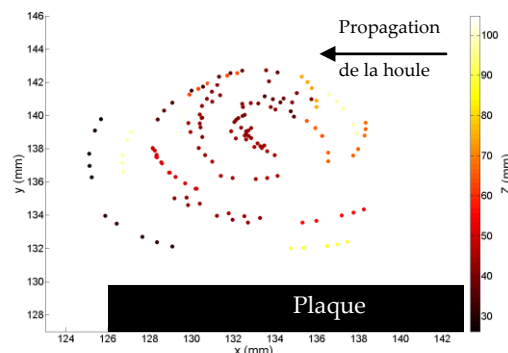


Figure 7: Exemple d'extraction de trajectoires à partir des marques, on représente en noir la plaque. L'orientation des vecteurs de vitesse se déduit à partir d'une séquence asymétrique des impulsions.

4.2 Extraction des champs de vitesse

Le champ de vitesse est déduit du déplacement mesuré pour chaque particule en tenant compte du grandissement [15] :

$$\begin{cases} u = \frac{x_{i+1} - x_i}{K(z_i)\Delta t} \\ v = \frac{y_{i+1} - y_i}{K(z_i)\Delta t} \\ w = \frac{z_{i+1} - z_i}{K^2(z_i)\Delta t} \end{cases} \quad (9)$$

On note que pour la composante axiale (w) de la vitesse, le facteur de grandissement est appliqué au carré. En effet, remarquant que :

$$z_r = \frac{z_e z_5}{z_5 - z_e} \quad (10)$$

et en différenciant (10) par rapport à z_e on obtient:

$$dz_r = \left(\frac{z_5}{z_5 - z_e} \right)^2 dz_e \quad (11)$$

Un petit déplacement Δz_e d'un objet situé à une distance z_e d'un capteur se traduira donc dans l'image restituée par un déplacement Δz_r=K² Δz_e avec K=z₅/(z₅-z_e).

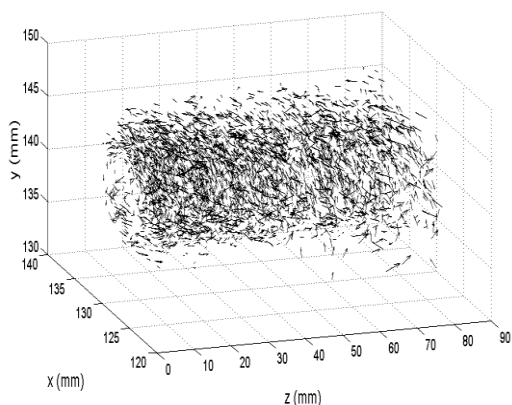


Figure 8: Exemple de champ de vecteur 3D extrait de 100 hologrammes.

4.3 Champ de vitesse 2D

La validation de nos résultats est réalisée par comparaison avec ceux de Poupardin [5] représentés sur les figures 9 et 10.

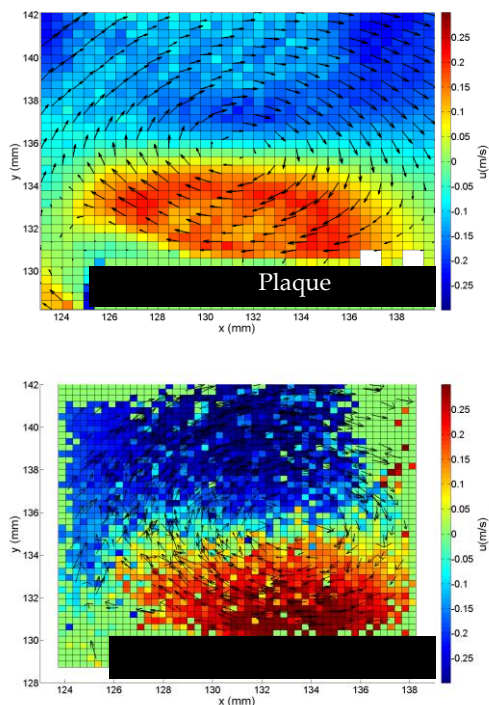


Figure 9 Champ de vitesse 2D obtenus par PIV [5] (en haut) et par holographie multi-exposition (en bas). Les vecteurs vitesses (u,v) sont superposés à la première composante de vitesse u.

Les résultats PIV sont obtenus en moyennant les champs instantanés d’une même phase sur 300 périodes. Nos données holographiques, sont la projection 2D des vitesses obtenue sur 500 hologrammes enregistrés à la même phase en se synchronisant sur le batteur du canal.

Le champ de mesure de l’holographie en faisceau convergent est suffisant pour observer l’ensemble du

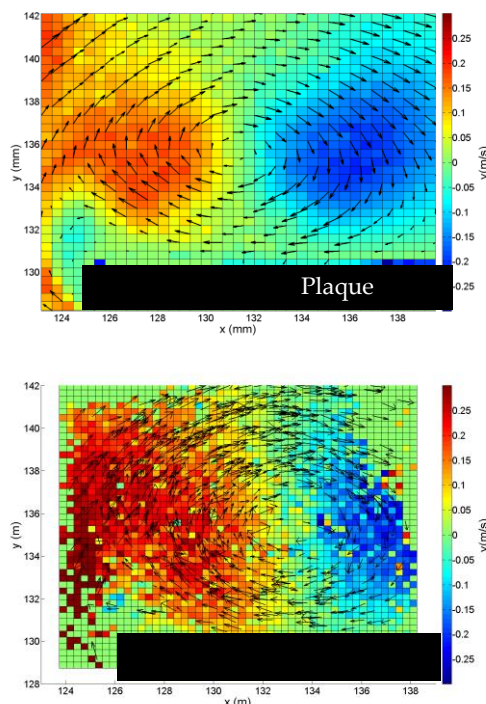


Figure 10 : Champ de vitesse 2D obtenus par PIV [5] (en haut) et par holographie multi-exposition (en bas). Les vecteurs vitesses (u,v) sont superposés à la première composante de vitesse v.

tourbillon lors sa naissance au bord supérieur de la plaque. Qualitativement, la comparaison des résultats montrent que l’holographie capture correctement la dynamique 2D. La couche limite formée sur la plaque se décolle en bord de plaque et s’enroule sur la partie supérieure. Quantitativement, les vitesses obtenues par holographie sont du même ordre de grandeur que celles obtenues par PIV.

4.4 Vitesse axiale w

L’utilisation d’un faisceau convergent impose $K < 1$ et donc comme nous l’avons vu au paragraphe 4.2, un déplacement Δz_r dans l’image restituée est alors K^2 fois inférieur au déplacement réel. Il faut donc un déplacement plus important, supérieur au millimètre, dans l’axe pour avoir une mesure significative. Les résultats en multi-expositions ne nous ont pas permis d’observer avec certitude la vitesse w. Cela peut être dû à un problème de temps d’exposition trop court ou une observation à un temps où l’apparition des structures 3D n’a pas encore eu lieu. D’autres protocoles de mesures sont en cours d’étude. Nous avons notamment réalisé des mesures à 191Hz qui nous a permis de suivre la trajectoire d’une bulle dans le temps, ce que l’on représente sur la figure 11. On y observe un déplacement dans l’axe de l’ordre de 0.06m/s ce qui correspond aux estimations de Poupardin [4].

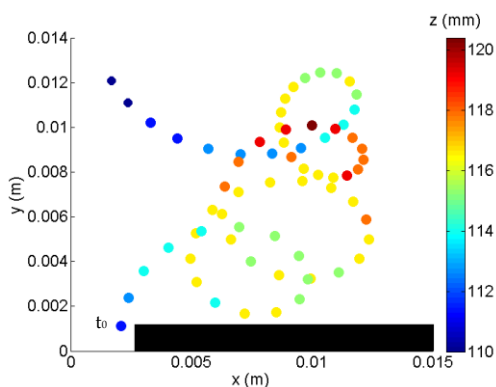


Figure 11: Trajectoire suivie par une particule sur 350ms, t_0 désigne la première position.

5 Conclusion et perspectives

L'holographie numérique a été appliquée au suivi de bulles d'air au cœur d'un tourbillon. Le dispositif d'acquisition ne nécessitant qu'une diode laser de faible puissance et un capteur CCD a pu être facilement installé sur le canal. Malgré la grande dimension du volume sondé, le rapport signal sur bruit est satisfaisant et a permis l'exploitation des hologrammes multi-expositions pour la dynamique 2D du tourbillon en accord avec les résultats obtenus par PIV. La mesure précise de la composante de vitesse axiale w des bulles, qui est encore à améliorer, correspond aux travaux en cours pour pouvoir mener une étude approfondie de la dynamique 3D des tourbillons.

6 Remerciements

Cette étude est financée par le projet «Développement de Techniques optiques 3D pour écoulements complexes» du LABEX EMC3 (Energy, Materials and Clean Combustion Center), et la Région Haute Normandie.

7 Références

[1] J. D. Trolinger, R. A. Belz et W. M. Farmer, «Holographic Techniques for the Study of Dynamic Particle Fields», *Appl. Opt.*, vol. 8, n° 15, pp. 957-961, May 1969.

[2] G. Haussmann et W. Lauterborn, «Determination of size and position of fast moving gas bubbles in liquids by digital 3-D image processing of hologram reconstructions», *Appl. Opt.*, vol. 19, n° 120, pp. 3529-3535, Oct 1980.

[3] U. Schnars et W. Juptner, «Direct recording of holograms by a CCD target and numerical reconstruction», *Appl. Opt.*, vol. 33, n° 12, pp. 179-181, Jan 1994.

[4] A. Poupardin, «Dynamique tourbillonnaire - Application à l'impact environnemental de structures immergées. Thèse de doctorat, Université du Havre», 2012.

[5] A. Poupardin, G. Perret, G. Pinon, N. Boumeton, E. Rivoalen et J. Brossard, «Vortex kinematic around a submerged plate under water waves. Part I: Experimental analysis», *Eur. J. Mech. B/Fluids*. 34(2012) pp. 47-55.

[6] J. Brossard, G. Perret, L. Blonce et A. Diedhiou, «Higher harmonics induced by a submerged horizontal plate and a submerged rectangular step in a wave flume», *Coastal Engineering*, vol. 56, n° 11, pp. 11-22, 2009.

[7] Y. Goda et T. Suzuki, «Estimation of incident and reflected waves in random wave experiments», *Coastal Engineering Proceedings*, vol. 1, n° 115, 2011.

[8] M. Malek, D. Allano, S. Coëtmellec et D. Lebrun, «Digital in-line holography: influence of the shadow density on particle field extraction», *Opt. Express*, vol. 12, n° 110, pp. 2270-2279, May 2004.

[9] G. Sridhar et J. Katz, «Effect of entrained bubbles on the structure of vortex rings», *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 397, pp. 171-202, 10 1999.

[10] T. Brian J., W. John H. et Z. William R., «Application of Hologram Techniques for Particle Size Analysis», *Appl. Opt.*, vol. 6, n° 13, pp. 519-526, Mar 1967.

[11] L. Tian, N. Loomis, J. A. Dominguez-Caballero et G. Barbastathis, «Quantitative measurement of size and three-dimensional position of fast-moving bubbles in air-water mixture flows using digital holography», *Appl. Opt.*, vol. 49, n° 19, pp. 1549-1554, Mar 2010.

[12] D. Lebrun, D. Allano, L. Méès, F. Walle, F. Corbin, R. Boucheron et D. Fréchou, «Size measurement of bubbles in a cavitation tunnel by digital in-line holography», *Appl. Opt.*, vol. 50, n° 134, pp. H1-H9, Dec 2011.

[13] C. Vikram et M. L. Billet, «Some salient features of in-line Fraunhofer holography with divergent beams», *Optik (Stuttgart)*, vol. 78, n° 12, pp. 80-83, 1988.

[14] N. Salah, G. Godard, D. Lebrun, P. Paranthoen, D. Allano et S. Coëtmellec, «Application of multiple exposure digital in-line holography to particle tracking in a Benard-von Karman vortex flow», *Meas. Sci. and Tech.*, Vol. 19, 074001, 2008.

[15] D. Allano, M. Malek, F. C. F. Walle, G. Godard, S. Coëtmellec, B. Lecordier, J. Foucaut et D. Lebrun, «Three-dimensional Velocity near-wall measurements by digital in-line holography: calibration and results», *App. Optics*, Vol. 52(1), A9-A17, 2013.