



HAL
open science

MESURES LAGRANGIENNES D'EVAPORATION DE GOUTTES PAR HN EN LIGNE ET APPROCHE 'PROBLEMES INVERSES'

Jean-Louis Marié, Loïc Méès, Nathalie Grosjean, Corinne Fournier

► **To cite this version:**

Jean-Louis Marié, Loïc Méès, Nathalie Grosjean, Corinne Fournier. MESURES LAGRANGIENNES D'EVAPORATION DE GOUTTES PAR HN EN LIGNE ET APPROCHE 'PROBLEMES INVERSES'. 3ème rencontre francophone d'holographie numérique appliquée à la métrologie des fluides, Nov 2014, Ecully, France. hal-01112800

HAL Id: hal-01112800

<https://hal.science/hal-01112800>

Submitted on 3 Feb 2015

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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial - NoDerivatives 4.0
International License

MESURES LAGRANGIENNES D'EVAPORATION DE GOUTTES PAR HN EN LIGNE ET APPROCHE 'PROBLEMES INVERSES'

J.L.Marié¹, L. Méès¹, N.Grosjean¹, C.Fournier²

¹ *Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique (LMFA), UMR 5509, CNRS, Ecole Centrale de Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, INSA Lyon, 36 avenue Guy de Collongue, 69134 Ecully, France*

² *Laboratoire Hubert Curien UMR5516, CNRS – Université Jean-Monnet, Télécom Saint-Etienne, 42000 Saint-Etienne, France.*

jean-louis.marie@ec-lyon.fr

MOTS CLES

Holographie Numérique, Sillages Évaporants, Théorie de Lorenz-Mie

RESUME

Nous utilisons l'Holographie Numérique en ligne pour obtenir des informations quantitatives sur l'évaporation de gouttes de Diéthyl éther en quasi chute libre dans l'air, en suivant les gouttes le long de leurs trajectoires. Les hologrammes sont reconstruits à l'aide d'une approche de type 'problèmes inverses' qui permet une mesure précise de la position et de la taille des gouttes. En présence d'évaporation, la partie centrale des hologrammes est modifiée par les gradients d'indice optique dans le film d'air et de vapeur qui entoure les gouttes [1]. Cette partie centrale, non prise en compte dans le modèle de formation d'hologramme utilisé, est masquée lors de la reconstruction [2]. Les trajectoires et tailles des gouttes sont ainsi mesurées de l'injection jusqu'à la fin de l'évaporation. Une fois l'éther complètement évaporé, les diamètres mesurés atteignent un plateau. Les gouttes sont alors composées exclusivement d'eau provenant de la condensation de l'air humide à la surface de la goutte et accumulée tout au long du processus d'évaporation. Cette explication est étayée par des estimations d'indice optique faites à partir de mesures de la lumière diffusée à l'angle d'arc-en-ciel et par la comparaison des résultats expérimentaux avec ceux fournis par un modèle d'évaporation/condensation [3].

I. INTRODUCTION

L'évaporation de gouttes est un domaine de recherche que l'on rencontre dans de nombreuses situations: séchage par pulvérisation, injection de carburant, dispersion atmosphérique, physique des nuages... Dans une large majorité de cas, les gouttes se vaporisent dans des écoulements turbulents et une des questions clés est de savoir si la turbulence influence ou non l'évaporation. Dans la mesure où la turbulence contribue à disperser les gouttes, on peut s'attendre à ce que leur taux d'évaporation dépende de la trajectoire qu'elles suivent et des régions de l'écoulement où elles s'accumulent. En même temps, l'évolution en taille causée par l'évaporation modifie les forces agissant sur les gouttes et par la même leur trajectoire, dans un couplage inverse complexe. Comprendre un tel couplage est l'une des questions encore ouvertes en mécanique des fluides. La meilleure approche pour étudier expérimentalement ce couplage est de mesurer le changement de phase de la goutte en la suivant le long de sa trajectoire, réalisant ce que l'on appelle un « suivi Lagrangien ».

Nous avons montré récemment que l'holographie numérique (HN) en ligne avec une approche de type 'problèmes inverses' (API, IPA en anglais) [4, 5] est bien adaptée à de telles mesures [6]. Ces premiers résultats ont été obtenus en injectant des gouttes de fréon dans une turbulence quasi homogène et isotrope, générée par des jets synthétiques. Les évolutions en taille des gouttes ont été mesurées le long de leurs trajectoires 3D à partir d'hologrammes enregistrés avec une caméra rapide (à 3 kHz). Nous avons ainsi trouvé que l'API choisie pour traiter les hologrammes permettait d'atteindre la précision sur les mesures de positions et de diamètre requises pour ce genre d'étude. Nous avons également mis en évidence que les gradients thermiques et/ou de vapeur produits à l'interface des gouttes par l'évaporation modifie la partie centrale du réseau de franges et génère une image de sillage derrière chaque goutte, dont il faut tenir compte dans le traitement. Malheureusement, des difficultés

rencontrées dans l'injection du fréon (givrage, instabilité) n'avaient pas permis de générer des gouttes de taille bien contrôlée, qui puissent être piégées dans la turbulence suffisamment longtemps pour mesurer des taux d'évaporation significatifs et suivre la totalité du processus d'évaporation.

Pour s'affranchir de ces difficultés, et montrer les performances de l'API pour un tel suivi, nous avons modifié notre stratégie en réalisant une seconde expérience sur un jet de gouttes mono-disperse de Diéthyl éther. Ce fluide a été choisi car il est plus facile à injecter que le fréon et il s'évapore très rapidement dans les conditions ambiantes, si bien que la totalité du processus d'évaporation peut être étudiée. Afin de mieux pouvoir observer et comprendre les modifications des hologrammes dues à l'évaporation (excès de brillance et sillage), l'évaporation des gouttes d'éther a été étudiée dans un premier temps dans des conditions de chute libre. Les premiers résultats de cette étude ont été rapportés dans [1, 2]. La vitesse de chute des gouttes étant faible dans ce cas, le film de vapeur entourant la goutte est quasiment de symétrie sphérique. Ceci permet de décrire les modifications des hologrammes de manière rigoureuse à l'aide de la Théorie de Lorenz-Mie en modélisant la goutte évaporante comme une sphère à couches concentriques, composée d'un cœur liquide et de multiples couches gazeuses. La comparaison des hologrammes expérimentaux avec ce modèle [1] prouve l'implication des gradients d'indice autour de la goutte dans les modifications observées et justifie l'emploi d'un masque [2, 6] pour les traiter dans le processus de reconstruction par l'API. Parallèlement à ce travail théorique, les trajectoires des gouttelettes et l'évolution de leurs diamètres ont été reconstruites par morceaux avec cette technique de masque, dans 3 zones plus ou moins éloignées de l'injecteur [2]. Comme attendu, les résultats montrent une évolution du diamètre selon une loi en d^2 (le carré du diamètre évolue linéairement avec le temps), pendant 70 ms environ. Cependant, le taux d'évaporation mesuré est plus important que celui prédit par un modèle d'évaporation simple et au-delà de 70 ms, les diamètres atteignent une valeur plateau qui ne peut pas être attribuée à une limite de résolution de la technique de mesure.

Les résultats présentés ici et dans [3] apportent une explication à ces deux observations. D'abord, le montage optique a été modifié pour augmenter le champ d'observation et permettre l'enregistrement de trajectoires complètes de l'injection à la fin de l'évaporation. Ensuite, des mesures de lumière diffusée à l'angle d'arc-en-ciel et des comparaisons avec un modèle d'évaporation/condensation à deux composants permettent d'attribuer la présence du plateau dans les mesures de diamètre à la condensation de la vapeur d'eau présente dans l'air ambiant.

II. MONTAGE EXPERIMENTAL

Les gouttes sont produites par un générateur piézoélectrique, de type injecteur à la demande (MJ-AT-01 de MicroFab Technology). Il délivre des gouttes d'un diamètre d'environ 60 μm et de vitesse initiale comprise entre 0,5 et 1,1 ms^{-1} . Le fluide injecté est du Diéthyl éther fabriqué par Sigma-Aldrich, contenant moins de 0,1% d'eau résiduelle. Les gouttes sont injectées à température et pression ambiantes. Leur diamètre et vitesse initiale sont mesurés avant chaque essai par Anémométrie Phase Doppler (PDA), très près de la sortie de l'injecteur, avec la température et l'humidité relative de la pièce. En fin d'évaporation, elles sont si petites, qu'elles peuvent réagir aux faibles fluctuations de l'air ambiant et être déviées de leur trajectoire verticale. Pour conserver des trajectoires rectilignes, la fin du jet de gouttes est légèrement aspirée à travers un convergent, comme représenté sur la Fig. 1(a). Les hologrammes sont enregistrés avec un montage en ligne (Gabor). Les gouttes sont éclairées par un rayon laser ($\lambda=532$ nm) produit par un laser solide Nd:YVO4 Millennia IIs Spectra Physics. Le faisceau est focalisé par une lentille de focale 100 mm, au travers d'un trou pour réaliser un filtrage spatial et obtenir un éclairage divergent de l'ensemble du jet de gouttes. Les hologrammes sont enregistrés à une fréquence de 6,2 kHz sur le capteur CMOS (800×1280 pixels) d'une caméra Phantom V611 (taille du pixel 20 μm , facteur de remplissage 0,56). Le capteur est positionné à une distance $z_0 = 462,5$ mm du plan où les gouttes sont injectées. La distance z_s entre le point source S et le capteur CMOS est environ 1460 mm. Ce montage permet de capturer la totalité du jet. L'utilisation d'un faisceau divergent introduit un grandissement des hologrammes [7, 8] pour la taille de l'objet et les distances de reconstruction, avec un facteur de grossissement qui dépend de la coordonnée z de l'objet (voisine de 0). Une goutte sphérique de coordonnées x_n, y_n, z_n et diamètre d_n est donc reconstruite comme un objet positionné en : $x_{ne} = m(z_n)x_n$, $y_{ne} = m(z_n)y_n$, $z_{ne} = m(z_n)z_n$ et de diamètre $d_{ne} = m(z_n)d_n$ où $m(z_n)$ est défini par :

$$m(z_n) = \frac{z_s}{z_s + (z_n - z_0)}$$

Le facteur de grossissement est déduit par étalonnage en utilisant un réticule de verre avec une échelle linéaire (Edmunds Optics, # 62-252), à différentes distances z_n du capteur.

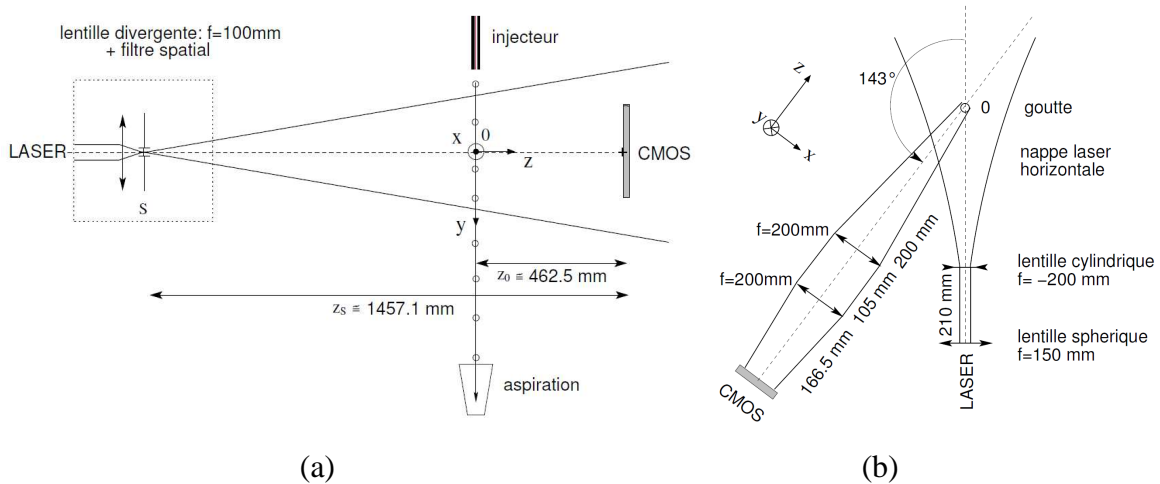


Figure 1. Montage optique. (a) Holographie numérique et (b) diffractométrie à l'angle d'arc-en-ciel.

III. RECONSTRUCTION DES HOLOGRAMMES

Les hologrammes sont reconstruits en utilisant l'approche 'problèmes inverses' proposée par [4,5]. Cette approche revient à trouver l'hologramme de synthèse le plus semblable à chaque hologramme de goutte. Le modèle de formation d'hologramme utilisé est celui d'un disque opaque de diamètre d_k , positionné en x_k, y_k, z_k et calculé dans le cadre de la diffraction de Fresnel. Il dépend seulement de 4 paramètres [9] et a une expression à forme fermée (problème direct), en considérant la goutte sphérique comme un disque opaque. L'approche inverse consiste à trouver itérativement (particule après particule) sur un domaine de recherche 4D, le jeu de paramètres x_k, y_k, z_k, d_k produisant l'hologramme synthétique qui reproduit le mieux l'hologramme individuel de chacune des gouttes sur l'image. Une fois ce jeu de paramètres trouvé, l'hologramme synthétique correspondant est soustrait de l'image (étape de nettoyage) et le jeu de paramètres pour la goutte suivante est recherché. En comparaison des approches classiques, ces hologrammes calculés tiennent intrinsèquement compte de la troncature et de la faible résolution spatiale du capteur qui sont des sources significatives d'erreur et de perte de précision. Comme montré dans [5] et [6], l'API permet des mesures avec une plus grande précision à la fois sur les tailles et les positions (transversales et profondeur), et peut accroître significativement le champ de mesure en dehors du capteur (non utilisé ici). Le traitement de chaque hologramme donne les positions et le diamètre des gouttes à différents instants. La trajectoire 3D et l'évolution du diamètre le long de chaque trajectoire est alors déduit par une méthode de suivi. Le rapport entre la distance entre les gouttes et leur diamètre L/d étant supérieure à 100, le suivi a été réalisé en utilisant un critère simple de plus proche voisinage.

IV. EFFET DE L'EVAPORATION SUR LES HOLOGRAMMES DE GOUTTES

La Fig. 2(a) montre un hologramme de goutte après suppression du fond, comme décrit dans [2]. Elle confirme les tendances observées dans le cas des gouttes de fréon [6]. Quand l'évaporation se produit (partie supérieure de la figure), les hologrammes des gouttes sont modifiés. La frange centrale est anormalement brillante comparativement à ce qu'on attend pour l'hologramme d'une goutte sphérique sans évaporation, enregistré à grande distance. De plus, une image de sillage est visible derrière chaque figure holographique. Ces deux modifications sont attribuées à la déflexion de la lumière par les gradients d'indice optique dans les couches limites de température et de vapeur et les sillages se développant autour des gouttes. Cette explication est étayée par le fait que le sillage est aligné avec la vitesse relative de l'air autour de la goutte. Sur la Fig. 3(a), le sillage est vertical, opposé à la vitesse de chute des gouttes, tandis que pour les gouttes de fréon, il est aligné avec la vitesse relative turbulente

Lagrangienne vue par chaque goutte. La preuve que le gradient d'indice est à l'origine de l'excès de brillance a été récemment apportée par des calculs de diffusion dans un cadre électromagnétique rigoureux, la théorie de Lorenz-Mie Généralisée [1].

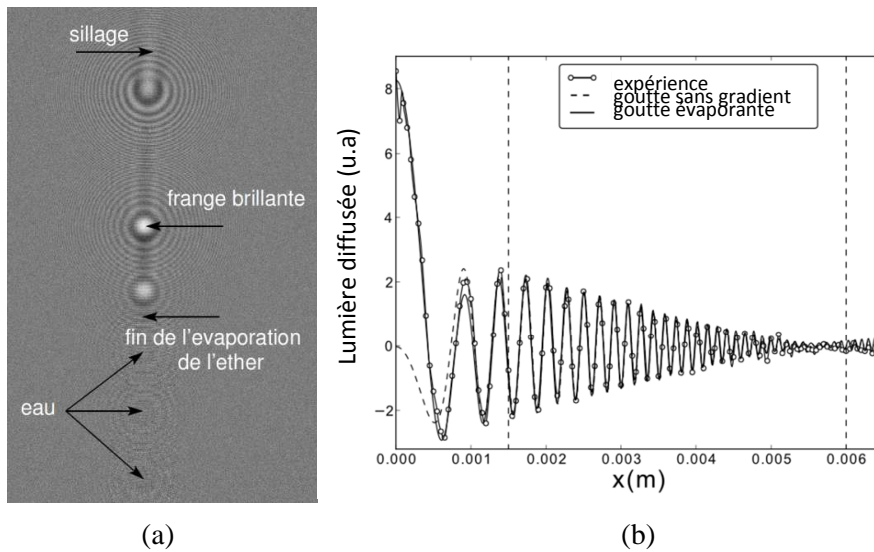


Figure 2. (a) Hologramme numérique d'une goutte d'éther s'évaporant. (b) Profil radial d'un hologramme expérimental comparé à un hologramme synthétique simulé par GLMT, avec et sans gradient d'indice de réfraction autour de la goutte [1].

La vitesse de chute des gouttes étant faible, les couches limites thermiques et de concentration sont quasiment sphériques et la goutte peut être modélisée par une sphère multicouches concentriques avec un cœur liquide et de nombreuses couches gazeuses d'indice de réfraction diminuant exponentiellement, en accord avec les mesures de Toker et al. [10, 11]. Les simulations ainsi obtenues reproduisent bien l'excès de brillance observé au centre des hologrammes expérimentaux de gouttes (Fig. 2(b)). Cette surbrillance inhabituelle de la frange centrale est la plus problématique pour l'API, car elle n'est pas décrite par le modèle simple de formation utilisé habituellement pour les gouttes sphériques homogènes (diffraction de Fresnel par un disque opaque). Pour s'affranchir de ce problème, une méthode de masque de pondération a été développée [2, 6] pour exclure la partie centrale de l'hologramme du processus de reconstruction. Comme montré dans [1], le gradient d'indice optique affecte seulement les trois premières franges centrales des hologrammes. La taille du masque est donc choisie en conséquence et l'algorithme modifié (API + masque de pondération) est utilisé pour obtenir les données présentées ci-après.

IV. RESULTATS

L'algorithme de reconstruction décrit ci-dessus a été appliqué pour détecter et suivre les gouttes d'éther de leur sortie de l'injecteur jusqu'à la fin de leur évaporation. La Fig. 3(a) montre un exemple d'évolution temporelle Lagrangienne du diamètre carré de deux gouttes d'éther (diamètres initiaux $d_0=52,5 \mu\text{m}$ and $55,5 \mu\text{m}$), injectées dans des conditions différentes de température et humidité relative ambiantes. 500 à 600 hologrammes ont été traités pour décrire la trajectoire complète de chaque goutte. Quelles que soient les conditions dans la pièce, le Diéthyl éther s'évapore en un temps très court. A partir de 10 ms, le diamètre carré décroît presque linéairement avec le temps, en suivant une loi en d^2 , caractéristique d'une évaporation quasi stationnaire [12]. Cette décroissance linéaire s'accompagne d'oscillations du diamètre de $\pm 0,5-0,6 \mu\text{m}$, dont l'origine reste inconnue. Elles peuvent provenir soit de l'algorithme de traitement, soit d'un phénomène physique insoupçonné lié à l'évaporation ou à la dynamique de la goutte. Passé 70 ms, le diamètre des gouttes atteint systématiquement un plateau qui signifie que l'évaporation s'arrête.

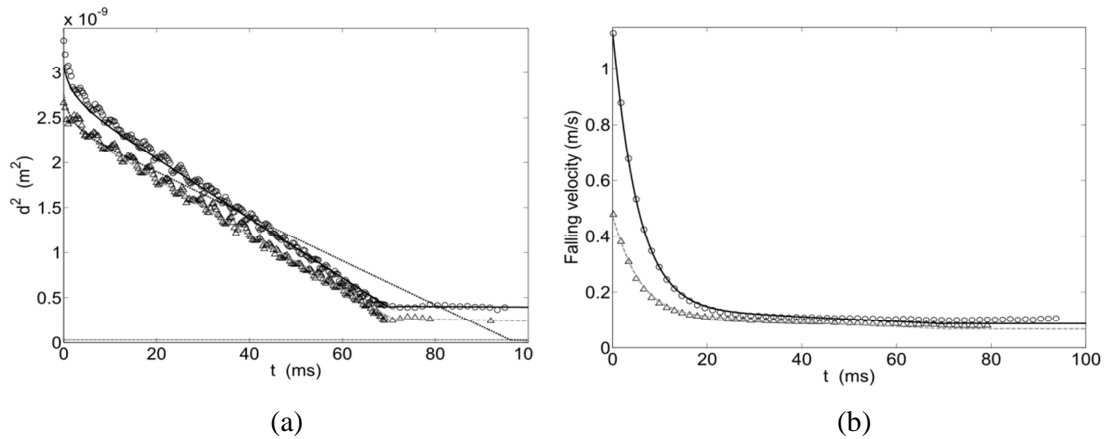


Figure 3. (a) Diamètre carré fonction du temps. (Δ) mesures et (--) simulations pour $T^\infty=25^\circ\text{C}$, $R_h=0,36$, $d_0=52,5 \mu\text{m}$, $u_0=0,47 \text{ ms}^{-1}$, $u_{asp}=0,060 \text{ ms}^{-1}$; (...) simulations pour les mêmes paramètres mais pour $R_h=0$; mesures (\circ) et simulations (-) pour $T^\infty=21,5^\circ\text{C}$, $R_h=0,70$, $d_0=55,5 \mu\text{m}$, $u_0=1,13 \text{ ms}^{-1}$, $u_{asp}=0,075 \text{ ms}^{-1}$. Ligne horizontale proche de 0 : plateau correspondant aux 0,1% d'eau initialement contenus dans la goutte. (b) Vitesse de chute fonction du temps, même légende.

Ce plateau pourrait s'expliquer en supposant que tout l'éther s'est évaporé et que la goutte est composée d'eau résiduelle qui s'évapore beaucoup plus lentement. Cependant, le Diéthyl éther utilisé ici contient moins de 0,1% d'eau (donnée fabricant vérifiée expérimentalement), alors que le taux volumique, déduit du diamètre initial et du diamètre au plateau, conduit à une valeur de 4%. Le scénario le plus plausible pour expliquer une telle différence est que l'évaporation refroidit la goutte et l'air humide autour de la goutte et entraîne sa condensation à la surface, ce qui augmente la teneur en eau pendant toute la durée de l'évaporation de l'éther et explique la plus grande taille des gouttes d'eau résiduelles. L'existence de condensation a été rapportée dans [13] pour des gouttes d'alcool dans de l'air humide. Les auteurs montrent que la vapeur d'eau se condense à la surface de la goutte et que la chaleur ainsi produite accélère l'évaporation. Le fait que le diamètre d_w du plateau augmente avec l'humidité relative ($d_w=15\mu\text{m}$ for $R_h=0,36$, $d_w=19\mu\text{m}$ for $R_h=0,70$) est en accord avec ce scénario. Les vitesses de chute Lagrangienne des deux gouttes sont représentées sur la Fig. 3(b). Dans les deux cas, la vitesse tend asymptotiquement vers une valeur constante qui correspond à la vitesse d'aspiration du convergent utilisé pour stabiliser le jet de gouttes. Les vitesses d'aspiration u_{asp} sont inférieures à 0.1 ms^{-1} , si bien que les gouttes sont en quasi chute libre.

V. VALIDATION DU SCENARIO CONDENSATION

Un premier élément de preuve de la présence de condensation de vapeur d'eau est apporté expérimentalement. L'évolution de l'indice de réfraction des gouttes est estimée à partir de mesures de diffusion aux alentours de l'angle arc-en-ciel. Ce scénario est ensuite validé en comparant les résultats de mesures par holographie aux résultats fournis par un modèle relativement simple d'évaporation/condensation pour deux composants (éther et eau). Le détail de ce travail, trop long pour être résumé ici, peut être retrouvé dans [3].

Le montage utilisé pour les mesures arc-en-ciel est représenté Fig. 1(b). La grosse difficulté de ces mesures d'indice réside dans le fait qu'elles sont extrêmement sensibles à la localisation de la goutte, sa géométrie et son homogénéité. Ici les gouttes sont suffisamment petites pour être considérées comme sphériques. Mais leur localisation dans la nappe laser peut varier légèrement et des gradients d'indice internes à la goutte liés à des gradients de température ou de composition peuvent exister. Afin de contrôler les variations de positions, un montage avec deux lentilles sphériques a été utilisé pour réaliser une image défocalisée de la goutte, en utilisant le même principe que l'ILIDS [14, 15], mais à l'angle d'arc-en-ciel.

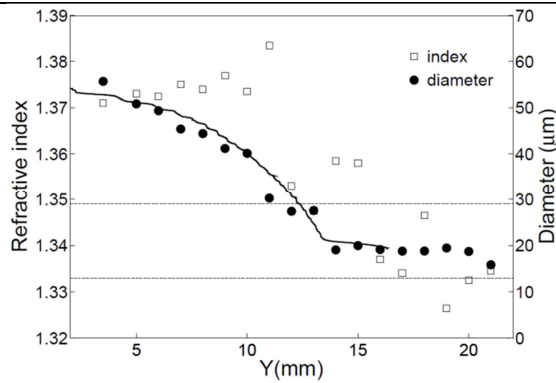


Figure 4. Evolution avec la distance à l'injecteur du diamètre et de l'indice de réfraction d'une goutte, obtenue à partir des mesures de diffraction à l'angle d'arc-en-ciel.

On voit sur l'exemple de la Fig. 4, que l'indice de réfraction de la goutte estimé de cette façon évolue d'une valeur clairement supérieure à celle de l'éther ($n_{Ether}=1,349$) à la sortie de l'injecteur pour tendre asymptotiquement vers une valeur proche de l'eau, une fois le plateau atteint. Les mesures à l'angle d'arc-en-ciel permettent également d'estimer la taille des gouttes et de comparer cette estimation aux mesures réalisées par holographie. Les deux méthodes produisent des résultats parfaitement compatibles en termes de tailles ce qui atteste de la fiabilité des qualités des mesures d'arc-en-ciel, en dépit de l'allure surprenante de la courbe d'indice. La surestimation de l'indice observée en sortie d'injecteur s'explique par la non-homogénéité de la goutte et les gradients d'indices internes. Les hologrammes de gouttes enregistrés en champs lointains sont insensibles à ces gradients internes. Au contraire, les figures d'interférences autour de l'angle d'arc-en-ciel y sont très sensibles. La présence de tels gradients pendant l'évaporation est hautement probable et ces gradients ont pour effet de translater les figures d'arc-en-ciel comme le montrent les simulations présentées dans la référence [16]. L'interprétation de ces signaux en supposant que la goutte est homogène implique alors une surestimation ou une sous-estimation de l'indice de réfraction. Pour des distances Y supérieures à 15 mm, les valeurs d'indice sont plus dispersées mais elles sont plus faibles et d'avantage centrées sur l'indice de l'eau. Notons que dans cette partie de la courbe, la taille des gouttes devient très faible et que l'estimation de l'indice à partir du signal d'arc-en-ciel devient plus difficile.

Ces résultats expérimentaux ne constituent pas une validation indiscutable de la présence de condensation mais ils ont le mérite d'être parfaitement compatibles avec le scénario avancé et les autres mesures. Pour obtenir une meilleure validation, les résultats produits par la technique holographique sont comparés aux résultats produits par un modèle relativement simple d'évaporation/condensation. L'évolution des gouttes d'éther est simulée de façon classique [17], en résolvant le système couplé constitué par les équations du mouvement, de la chaleur et du transfert de masse de la goutte. Les conditions initiales sont le diamètre et la vitesse d'injection de la goutte, mesurées par holographie, la température initiale de la goutte (supposée égale à la température de la pièce), la température et la pression dans la pièce. Sur la Fig. 3(a), le modèle d'évaporation sans condensation (ligne pointillée) sous-estime le taux d'évaporation et l'évaporation se termine à $t=90$ ms contre 70 ms dans l'expérience. Le plateau dans le modèle correspond à l'eau résiduelle initialement contenue dans l'éther ($\approx 0,1\%$) et donc est bien plus faible que les mesures. Avec la prise en compte de la condensation dans le modèle et l'adjonction de l'humidité relative R_h mesurée dans la pièce dans les conditions initiales, celui-ci reproduit quantitativement bien les tendances expérimentales observées, et notamment l'augmentation du plateau avec R_h .

Une des inconnues dans le modèle d'évaporation reste la vitesse de l'air ambiant dans le terme de traînée de l'équation du mouvement de la goutte. Elle a été prise constante et égale à la valeur d'aspiration moyenne u_{asp} (non mesurée) qui permet le meilleur accord avec les vitesses mesurées de la Fig. 3(b). Pour vérifier le bien-fondé de cette hypothèse, nous avons à l'inverse, calculé la vitesse relative qu'il fallait dans le terme de traînée pour que l'équation du mouvement reproduise les positions, vitesses et accélérations de la goutte mesurées par HN, comme cela avait été fait pour reproduire les sillages évaporants dans [3]. La valeur ainsi calculée pour la goutte (o) de la Fig. 3(b) est représentée sur la Fig. (5). La vitesse moyenne de l'air ainsi obtenue: $0,076 \text{ ms}^{-1}$ est très proche de $u_{asp}=0,075 \text{ ms}^{-1}$ utilisée dans le modèle d'évaporation. Par ailleurs cette vitesse augmente légèrement avec le temps, ce qui est cohérent avec le fait qu'on se rapproche de l'aspiration. Cette détermination

indirecte de la vitesse relative, valable pour un régime dilué de gouttes, confirment d'une autre manière la grande précision des mesure par HN avec l'API.

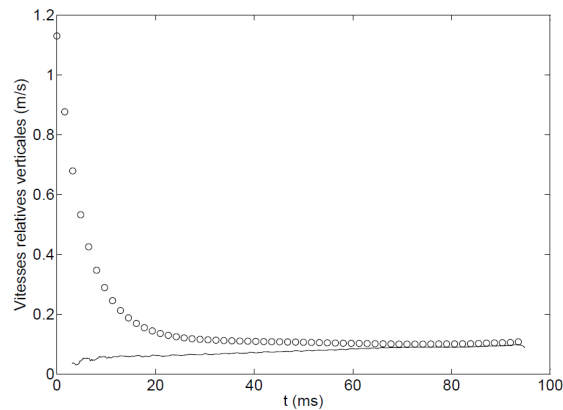


Figure 5. (○) vitesse de chute de la goutte mesurée par HN pour $T^{\circ}=21,5^{\circ}\text{C}$, $R_h=0,70$, $d_0=55,5\ \mu\text{m}$, $u_0=1,13\ \text{ms}^{-1}$. (-) vitesse de l'air ambiant u_{air} nécessaire dans la trainée de l'équation du mouvement pour reproduire les positions, vitesses et accélérations de la goutte mesurées par HN. $u_{\text{air moyen}} = 0,076\ \text{ms}^{-1}$.

CONCLUSIONS

Cette expérience d'évaporation de gouttes d'éther a permis de montrer clairement les capacités de l'HN en ligne et de l'approche 'problèmes inverses' à mesurer de façon très précise l'évolution Lagrangienne du diamètre et de la vitesse des gouttes tout au long de leur trajectoire, de l'injection à la fin de l'évaporation. Elle confirme sans ambiguïté que l'évaporation modifie les figures holographiques et que la technique du masque est un moyen robuste de s'affranchir de l'excès de brillance des franges centrales, qui est le plus problématique pour la reconstruction avec cette méthode. Elle permet d'envisager les mesures dans un écoulement turbulent qui constituent la prochaine et ultime étape de ce travail. Enfin, l'importance de la condensation de la vapeur d'eau à la surface des gouttes évaporantes a été mise en évidence. Au-delà de la présence de gouttes d'eau résiduelles, cette étude montre clairement que la prise en compte de ce phénomène est nécessaire à la bonne estimation des taux d'évaporation tout comme l'est le contrôle des conditions ambiantes de température et d'humidité.

REMERCIEMENTS

Ce travail est réalisé dans le cadre du projet MORIN (3D Optical Measurements for Research and INdustry). Il est financé par le "Programme Avenir Lyon Saint-Etienne" de l'Université de Lyon dans le cadre de "investissement d'avenir" (ANR-11-IDEX-0007). Ce travail est soutenu par le programme ANR TEC2 (Turbulence Evaporation and Condensation).

REFERENCES

- [1] Méès L, Grosjean N, Chareyron D, Marié JL, Seifi M, Fournier C (2013) Evaporating droplet hologram simulation for digital in-line holography setup with divergent beam. J Opt Soc Am A **30**(10):2021–2028
- [2] Seifi M, Fournier C, Grosjean N, Méès L, Marié JL, Denis L (2013) Accurate 3D tracking and size measurement of evaporating droplets using an in-line digital holography and "inverse problems" reconstruction approach. Opt Express **21**(23), DOI:10.1364/OE.21.027964
- [3] Marié JL, Grosjean N, Méès L, Seifi M, Fournier C, Barbier B, Lance M (2014) Lagrangian measurements of the fast evaporation of falling Diethyl Ether droplets using in-line digital holography and a high speed camera. Exp Fluids **55**:1708 DOI 10.1007/s00348-014-1708-6

- [4] Soulez F, Denis L, Fournier C, Thiébaud E, Goepfert C (2007a) Inverse-problem approach for particle digital holography: accurate location based on local optimization. *J Opt Soc Am A* **24**(4):1164–1171
- [5] Soulez F, Denis L, Thiébaud E, Fournier C, Goepfert C (2007b) Inverse problem approach in particle digital holography: out-of-field particle detection made possible. *J Opt Soc Am A* **24**(12):3708–3716
- [6] Chareyron D., Marié J.L., Fournier C., Gire G., Grosjean N., Denis L., Lance M. and Méès L. (2012) Testing an in-line digital holography “inverse” method for the Lagrangian tracking of evaporating droplets in homogeneous nearly isotropic turbulence. *New J. of Physics*, **14**, DOI 10.1088/1367-2630/14/4/043039.
- [7] Vikram CS, Billet ML (1988) Some salient features of in-line Fraunhofer holography with divergent beams. *Optik* **78**(2):80–83
- [8] Lebrun D, Allano D, Méès L, Walle F, Corbin F, Boucheron R, Fréchou D (2011) Size measurement of bubbles in a cavitation tunnel by digital in-line holography. *Appl Opt* **50**(34):H1–H9
- [9] Tyler GA, Thompson BJ (1976) Fraunhofer holography applied to particle size analysis a reassessment. *J Mod Opt* **23**(9):685–700
- [10] Toker GR, Stricker J (1996) Holographic study of suspended vaporizing volatile liquid droplets in still air. *Int J Heat Mass Transf* **39**(16):3475–3482
- [11] Toker GR, Stricker J (1998) Study of suspended vaporizing volatile liquid droplets by an enhanced sensitivity holographic technique: additional results. *Int J Heat Mass Transf* **41**(16):2553–2555
- [12] Law CK (1982) Recent advances in droplet vaporization and combustion. *Prog Energy Combust Sci* **8**(3):171–201
- [13] Law CK, Xiong TY, Wang CH (1987) Alcohol droplet vaporization in humid air. *Int J Heat Mass Transf* **30**(7):1435–1443
- [14] Ragucci R, Cavaliere A, Massoli P (1990) Drop sizing by laser light scattering exploiting intensity angular oscillation in the mie regime. *Part Syst Charact* **7**(1-4):221–225
- [15] Glover AR, Skippon SM, Boyle RD (1995) Interferometric laser imaging for droplet sizing: a method for droplet-size measurement in sparse spray systems. *Appl Opt* **34**(36):8409–8421
- [16] Saengkaew S, Charinpanitkul T, Vanisri H, Tanthapanichakoon W, Biscos Y, Garcia N, Lavergne G, Méès L, Gouesbet G, Gréhan G (2007) Rainbow refractrometry on particles with radial refractive index gradients. *Exp in Fluids* **43**(4):595–601
- [17] Abramzon B, Sirignano WA (1989) Droplet vaporization model for spray combustion calculations. *Int J Heat Mass Transf* **32**(9):1605–1618