



**HAL**  
open science

## Suivi Lagrangien de gouttes en évaporation par holographie numérique

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

► **To cite this version:**

Loïc Méès, Nathalie Grosjean, Thibaut Tronchin, Jean-Louis Marié, Corinne Fournier. Suivi Lagrangien de gouttes en évaporation par holographie numérique. 15ème Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL 2016), Sep 2016, Toulouse, France. hal-02406845

**HAL Id: hal-02406845**

**<https://hal.science/hal-02406845>**

Submitted on 12 Dec 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.

# Suivi Lagrangien de gouttes en évaporation par holographie numérique

**Loïc Méès<sup>1,\*</sup>, Nathalie Grosjean<sup>1</sup>, Thibaut Tronchin<sup>1</sup>, Jean-Louis Marié<sup>1</sup>  
et Corinne Fournier<sup>2</sup>**

1: Laboratoire de Mécanique des Fluides et d'Acoustique UMR CNRS 5509, Ecole Centrale de Lyon - Université Claude Bernard Lyon 1 - INSA Lyon, France

2: Laboratoire Hubert Curien UMR CNRS 5516, Université Jean Monnet de saint etienne, Université de Lyon, France

Auteur correspondant : loic.mees@ec-lyon.fr

## Résumé.

Le suivi de gouttelettes d'éther en évaporation dans une turbulence homogène et isotrope est réalisé par Holographie Numérique en Ligne. Les positions et diamètres de gouttes sont mesurés de manière précise grâce à un traitement par 'méthode inverse' des hologrammes. Le panache de vapeur, clairement visible sur les hologrammes, fait l'objet d'un second traitement. Il donne une indication sur l'orientation de la vitesse relative en parfait accord avec la vitesse relative déduite des mesures par méthode inverse et d'une équation de mouvement de la goutte. Cet accord indique que la précision des mesures de position et de diamètre est suffisante pour rendre compte de la dynamique de la goutte. La vitesse relative et ses fluctuations sont introduites dans un modèle simple d'évaporation / condensation à deux composants (éther et eau de l'air humide) préalablement appliqué avec succès dans le cas de gouttelettes en chute libre. Sur le faible échantillon présenté, l'évaporation de certaines gouttes est très bien décrite par le modèle. Au contraire environ 1 goutte sur 3 montrent des fluctuations importantes du taux d'évaporation qui ne sont pas reproduites par le modèle. D'après nos observations, basées sur un (trop) faible nombre de trajectoires, il semble que dans certains cas, les brusques changements de direction de la vitesse relative aient une influence au moins aussi grande sur le taux d'évaporation que les fluctuations en amplitude de cette vitesse, seules prises en compte dans le modèle.

## 1 Introduction

Comprendre et modéliser les phénomènes d'évaporation dans un écoulement turbulent sont des enjeux de première importance tant d'un point de vue fondamental que du point de vue des nombreuses applications où ces phénomènes interviennent [1,2]. Lorsqu'une gouttelette s'évapore dans un écoulement turbulent, son taux d'évaporation dépend de sa trajectoire qui elle-même dépend de l'évolution de sa taille. Nous sommes ainsi en présence d'un couplage entre turbulence et évaporation qui peut s'avérer déterminant pour des nombres de stokes de l'ordre de 1, pour des gouttelettes dont le comportement n'est ni balistique, ni celui d'un traceur.

Pour aborder ce problème d'un point de vue expérimental, il est nécessaire d'adopter une approche lagrangienne, en réalisant un suivi de l'évaporation des gouttelettes le long de leurs trajectoires, pendant un temps suffisamment long et avec une grande précision dans la mesure de taille. Ce suivi doit par ailleurs se faire en 3 dimensions et de manière non intrusive, pour ne pas modifier les caractéristiques de l'écoulement turbulent. C'est pour ces raisons que nous nous sommes tournés vers l'Holographie Numérique (HN) associée à une procédure de restitution par méthode inverse. Cette méthode de restitution nous permet d'obtenir une grande précision sur les mesures de taille et de position en dépit de la grande distance de travail et du volume de mesure qui nous est imposé.

Dans un travail précédent [3], nous avons montré qu'un modèle d'évaporation simple à deux composants (éther et eau) permettait de décrire l'évaporation de gouttelettes d'éther en condition de chute libre, évaporation qui s'accompagne dans une atmosphère humide de condensation de vapeur d'eau à la surface de la goutte. En chute libre, l'évaporation suit ainsi une loi en  $d^2$ , le carré

du diamètre de la goutte évoluant linéairement avec le temps. La question qui se pose à présent est de savoir si la turbulence a oui ou non une influence notable sur l'évaporation. Il s'agit donc de vérifier si oui ou non, les gouttelettes s'évaporant dans un écoulement turbulent suivent une loi en  $d^2$  et si nous sommes capable de décrire l'évolution de leur diamètre à l'aide d'un modèle simple.

Dans la section suivante, nous décrivons le dispositif expérimental et l'instrumentation optique. Le traitement des hologrammes est décrit dans la section 3. Les hologrammes sont traités par une méthode inverse qui ne tient pas compte de la présence visible du panache de vapeur autour de la goutte mais qui permet de suivre les gouttelettes et d'en évaluer le diamètre de manière très précises. Dans un second temps, une restitution classique de l'hologramme permet d'obtenir des informations qualitatives sur le panache de vapeur et notamment sur son orientation dans le plan de l'image, en relation directe avec la vitesse relative du gaz par rapport à la goutte. Dans la section 4, un petit échantillon de trajectoires est présenté et deux modèles sont appliqués. Le premier pour déduire la vitesse relative en 3 dimensions des seules mesures de trajectoire et de diamètre par méthode inverse. Les second, qui intègre la vitesse relative précédemment déuite, pour décrire l'évaporation des gouttes et comparer les évolutions de diamètres prédites par le modèles à celle obtenues par l'expérience. Enfin, la vitesse relative calculée à partir des mesures par méthode inverse est projetée dans le plan de l'image. Cette projection est comparée à l'orientation des panaches de vapeur extraite indépendamment des images résiduelles du premier traitement, montrant la cohérence d'ensemble de nos mesures et ouvrant une discussion sur les écarts constatés par rapport à la loi d'évaporation en  $d^2$ . La section 5 est une conclusion.

## 2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est schématisé figure 1. Les gouttelettes d'éther sont générées par un injecteur piézo-électrique (MJ-AT-01 MicroFab) en mode continu. Leur diamètre est de l'ordre de 110  $\mu\text{m}$  et leur vitesse à l'éjection de l'ordre de 2  $\text{m.s}^{-1}$ . Elles atteignent ainsi le volume de mesure où règne une turbulence quasi homogène et isotrope. Cette turbulence est générée à l'intersection de 6 jets synthétiques, produits par 6 haut-parleurs se faisant face 2 à 2. La turbulence à été caractérisée par Anémométrie Doppler Laser et par Velocimétrie par Image de Particules. La vitesse moyenne  $\bar{u} \approx 0.03 \text{ m.s}^{-1}$  est comme attendu proche de zéro. La moyenne des fluctuations de vitesse est  $\overline{u'} = 0.8 \text{ m.s}^{-1}$ . Les autres caractéristiques de l'écoulement sont listées dans le tableau ci-dessous. On notera en particulier que l'échelle de Kolmogorov  $\eta_k = 0.15 \text{ mm}$  est du même ordre de grandeur que le diamètre initial des gouttes, dont le nombre de Stokes est de l'ordre de 20 en début d'évaporation et décroît jusqu'à 5 pour les plus petites gouttes considérées dans ce papier.

énergie cinétique $\times 2$	Taux de dissipation	Échelle de Taylor	Nombre de Reynolds	Temps de retournement	Échelle Intégrale	Échelles de Kolmogorov	
						Longueur	Temps
$q^2 \text{ (m}^2\text{s}^{-2}\text{)}$	$\epsilon \text{ (m}^2\text{s}^{-3}\text{)}$	$\lambda \text{ (mm)}$	$Re_\lambda$	$T_E \text{ (ms)}$	$\Lambda \text{ (mm)}$	$\eta_k \text{ (mm)}$	$\tau_k \text{ (ms)}$
2.10	7.6	5.1	229	46	49	0.15	1.56

Tableau 1 : caractéristiques de la turbulence quasi homogène et isotrope.

Le suivi de ces gouttelettes au cours de leur évaporation est réalisé à l'aide d'un montage d'holographie en ligne. Dans un tel montage, l'onde incidente fait office d'onde de référence. L'éclairage est assuré par un faisceau laser divergent issu d'un laser Nd:YAG continu de 2W de longueur d'onde  $\lambda=532 \text{ nm}$  et d'une camera rapide (V611 Phantom, CMOS de 1280x800 pixels de 20 $\mu\text{m}$ ) enregistrant les hologrammes à la fréquence de 6 kHz. La divergence du faisceau se traduit simplement par un facteur de grandissement qui s'appliquent aux coordonnées  $(x, y, z)$  des gouttes et à leur diamètre  $d$ . Ce facteur dépend de la position  $z$  de la goutte et vérifie

$$m(z) = \frac{z_s}{z_s - (z_0 + z)} \quad (1)$$

où  $z_s$  est la distance du capteur au point source (point de focalisation du laser dans ce cas),  $z_0$  la distance du capteur au centre  $O$  du volume de mesure et du repère où  $z$  est défini (figure 1). Ce facteur de grandissement est déterminé précisément en suivant la procédure de calibration décrite dans la référence [3]. Dans le cas présent, il vaut  $m(0) = 1.544$  en  $O$  (où  $z = 0$ ) et varie de 1.51 à 1.58 dans le volume de mesure. Les distances associées à ce facteur de grandissement sont  $z_s = 1778 \text{ mm}$  et  $z_0 = 626.5 \text{ mm}$ . Le volume de mesure est limité selon  $z$  par le volume où la turbulence est contrôlée ( $50 \text{ mm}$ ). Latéralement, il est limité par la taille du capteur et la divergence du faisceau. Il est dans le cas présent de l'ordre de  $16 \times 10 \times 50 \text{ mm}^3$ .

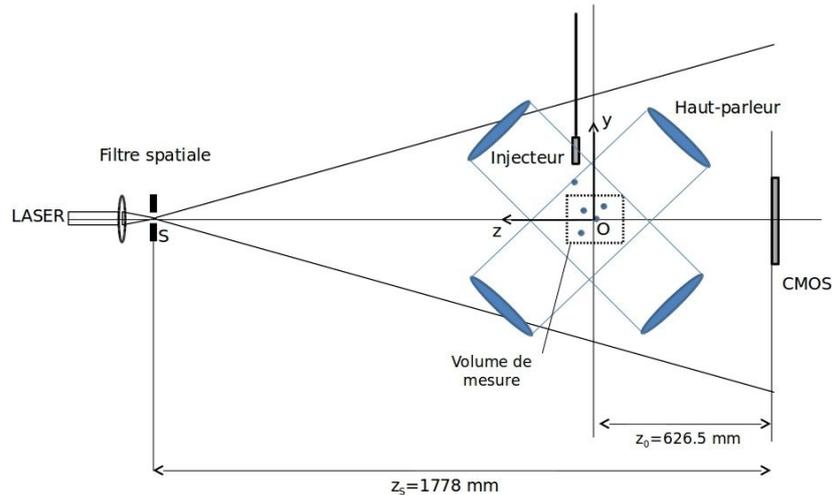


Figure 1 : Dispositif expérimental.

La figure 2 montre un hologramme enregistré dans cette configuration après une correction d'image de fond. On distingue plusieurs objets, dont certains sont des gouttes d'éther, comme l'objet le plus contrasté, proche du centre de l'image. L'hologramme de cette goutte est constitué de franges concentriques qui codent sa position  $z$  (hautes fréquences) et sa taille (basses fréquences). La position en  $x$  et  $y$  de cette goutte est celle du centre de ces franges. Cet hologramme diffère de l'hologramme d'une goutte d'eau ou celui d'une poussière (comme en haut à droite de l'image) par la présence d'un sillage clairement visible et une frange centrale anormalement brillante. Ces modifications sont dues aux gradients d'indices de réfraction associés aux gradients de concentration de vapeur d'éther dans le voisinage de la goutte, comme décrit dans la référence [4].

### 3 Traitement des séquences d'hologrammes

La mesure de la position 3D et de la taille des gouttelettes est réalisée par une méthode dites 'problèmes inverse' [5,6]. On se donne un modèle paramétrique décrivant l'hologramme d'une goutte et on cherche les paramètres qui minimise la différence entre le modèle et l'hologramme expérimental au sens des moindres carrés. Dans le cas présent, compte tenu de la grande distance qui sépare les gouttes du capteur, le modèle utilisé est celui de la diffraction d'un disque opaque avec une approximation de Fraunhofer. Il s'agit d'un modèle à 4 paramètres ( $x, y, z, d$ ) (position 3D et diamètre) qui ne prend pas en compte la présence du panache de vapeur. La méthode inverse présente de nombreux avantages. On notera surtout que la méthode prend en compte les effets de troncature dus aux dimensions finies du capteur et qu'elle permet si nécessaire de masquer une partie du capteur pour supprimer une source de bruit ou pour masquer une partie de l'hologramme que le modèle ne prend pas en compte [7] (le centre de l'hologramme affecté par la vapeur d'éther par exemple). La méthode permet aussi et surtout d'atteindre les précisions requises pour ce type d'étude, comme cela est montré dans la référence [8]. Dans une telle configuration, la précision attendue sur des gouttes d'eau de  $60 \mu\text{m}$  est d'environ  $1 \mu\text{m}$  sur le diamètre,  $3 \mu\text{m}$  sur  $x$  et  $y$  ( $\sim 1/10^{\text{eme}}$  de pixel) et  $60 \mu\text{m}$  sur  $z$ .

Une fois trouvé, le modèle montrant la meilleure correspondance avec l'hologramme expérimental peut être soustrait comme l'illustre la figure 3 qui montre (à gauche) l'image résiduelle correspondant à l'hologramme de la figure 2. Cette image résiduelle peut alors être de nouveau

soumise à l'algorithme pour détecter et estimer les paramètres d'une autre goutte, ce qui améliore la détection et la mesure et permet dans certains cas de détecter et de réaliser une mesure sur des gouttes dont le centre se trouve en dehors du capteur (détection hors champ[6]). Cette image peut également être exploitée pour extraire des informations qualitatives sur le sillage de vapeur qui apparaît plus clairement que sur l'hologramme original. En appliquant cette fois une procédure de restitution classique (propagation de Fresnel) à l'image résiduelle, à la distance  $z_0 + z$  déduite de la mesure par méthode inverse de la position de la goutte, on obtient l'image de droite de la figure 3. Bien que sans réelle justification dans cette configuration en ligne, cette restitution classique d'un objet de phase permet, accompagné d'un seuillage approprié, d'obtenir une image convaincante de la répartition de vapeur à proximité immédiate de la goutte et une information qualitative sur ce panache. On extrait en effet facilement de ces images restituées, la direction de du panache à chaque instant (sa projection dans le plan  $(x, y)$ ) et ainsi une information sur l'orientation (en 2D) de la vitesse relative de l'écoulement par rapport à la goutte. L'image restituée présentée à droite de la figure 3, donne également une idée de l'échelle relative des gouttelettes et du volume de mesure, et permet d'évaluer les performances de la technique utilisée au regard de la pixellisation de l'image dans l'encadré (zoom).

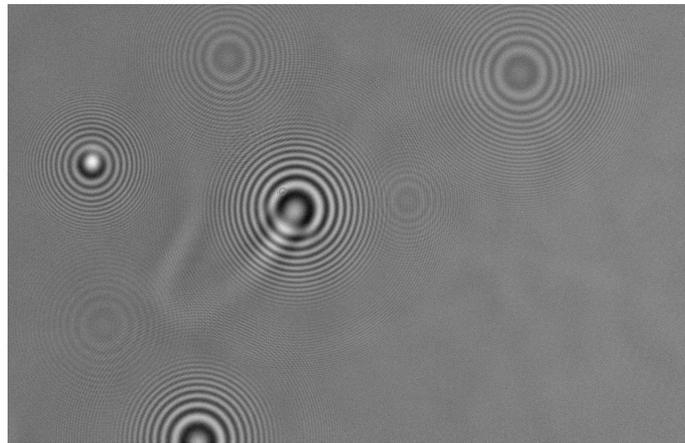


Figure 2 : hologramme de gouttes d'éther en évaporation dans un écoulement turbulent

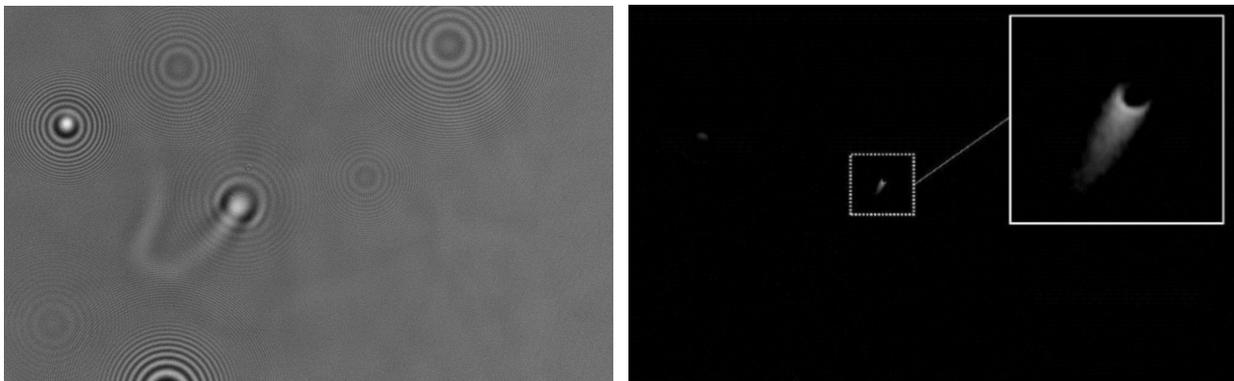


Figure 3 : à gauche : image résiduelle après soustraction du modèle ; à droite : restitution classique de cette image résiduelle montrant le panache de vapeur avec zoom sur la goutte.

#### 4 Trajectoires et évolution des diamètres

Les séquences d'hologrammes enregistrées à la fréquence de 6 kHz permettent d'extraire un certain nombre de trajectoires dont les 10 plus longues ont été sélectionnées pour constituer l'échantillon présenté ici. Le traitement par méthode inverse des hologrammes permet d'extraire l'évolution des 4 paramètres  $(x, y, z, d)$  au cours du temps. La figure 4 montre (à gauche) les trajectoires de gouttes d'éther en évaporation et (à droite) l'évolution du carré de leur diamètre en fonction du temps. On constate d'ores et déjà que l'évolution de ces diamètres ne suit pas systématiquement une loi en  $d^2$  comme dans le cas des gouttes en chute libre [3]. Figure 5, les diamètres au carré de 2 gouttes sont reportées avec des échelles plus appropriées que figure 4. Elles y sont également comparés aux résultats du modèle décrit dans la référence [3]. Ce modèle

basé sur la théorie à 2 films de Bird *et al* [11] prend en compte l'évaporation de l'éther ainsi que la condensation de la vapeur d'eau contenu dans l'air (humide) de la pièce. Les données d'entrée de ce modèle sont la température et le taux d'humidité de la pièce (mesurés pour chaque séquence) ainsi que la taille et la vitesse initiale de la goutte (déduite des mesures par méthode inverse sur les premiers hologrammes de la séquence) et la température initiale de la goutte. Cette dernière donnée est *a priori* inconnue mais elle peut être fixée arbitrairement dans un premier temps. La température de la goutte évolue en effet rapidement vers une température d'équilibre qui peut être injectée dans un second calcul. La convergence du calcul est atteinte après cette deuxième itération. Contrairement au cas de la chute libre de la référence [3], la vitesse relative du gaz par rapport à la goutte n'est pas constante dans cet écoulement turbulent. Cependant, nous disposons de données précises sur la position et le diamètre des gouttes au cours du temps. Les paramètres  $(x(t), y(t), z(t), d(t))$  issus du traitement par méthode inverse peuvent être injectés dans une équation de mouvement de la goutte pour remonter à la vitesse relative. En réduisant les forces agissant sur la goutte à la gravité et à une force de traînée, on peut écrire [9] :

$$\frac{du_d}{dt} = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)g + \frac{3C_D(Re_d)}{4\gamma d} |u - u_d|(u - u_d) \quad (2)$$

où  $\gamma$  est le rapport de densité  $\rho_l/\rho_g$  entre liquide et gaz,  $u_d$  est la vitesse de la goutte,  $u$  la vitesse du gaz et  $Re_d$  le nombre de Reynolds basé sur le diamètre  $d$  de la goutte et la vitesse relative  $u_r = u - u_d$ . Cette écriture est justifiée dans le cas présent par la grande différence de densité entre liquide et gaz, une taille de goutte de l'ordre de l'échelle de Kolmogorov (0.15 mm) et la faible concentration en goutte qui permet de négliger leurs interactions. Le nombre de Reynolds  $Re_d$  des gouttelettes d'éther étant inférieur à 10, le coefficient de traînée peut être estimé à l'aide la corrélation proposée par Cliff *et al* [10]

$$C_D(Re_d) = \frac{24}{Re_d} (1 + \beta Re_d^\alpha) \quad (3)$$

où  $\beta = 0.1935$  et  $\alpha = 0.6305$ . La vitesse relative  $u_r$  est ainsi déduite en projetant l'équation (2) sur les 3 axes du repère, et en élevant ces contributions au carré pour en faire la somme. On obtient

$$\tau_d^2 (\dot{u}_{dx}^2 + (\dot{u}_{dy} - g)^2 + \dot{u}_{dz}^2) = u_r^2 (1 + \beta Re_d^\alpha)^2 \quad (4)$$

où  $\tau_d = \rho_l d^2 / 18\mu_g$  et la notation  $\dot{u}$  désigne la dérivée temporelle de  $u$ . En pratique  $\tau_d$ ,  $\dot{u}_{dx}^2$ ,  $\dot{u}_{dy}^2$  et  $\dot{u}_{dz}^2$  sont déduites directement des mesures par méthode inverse de  $(x(t), y(t), z(t), d(t))$ . On en déduit  $u_r$ , et  $Re_d$  étant connu, on retrouve les 3 composantes de  $u_r$  à partir des projections de l'équation (2).

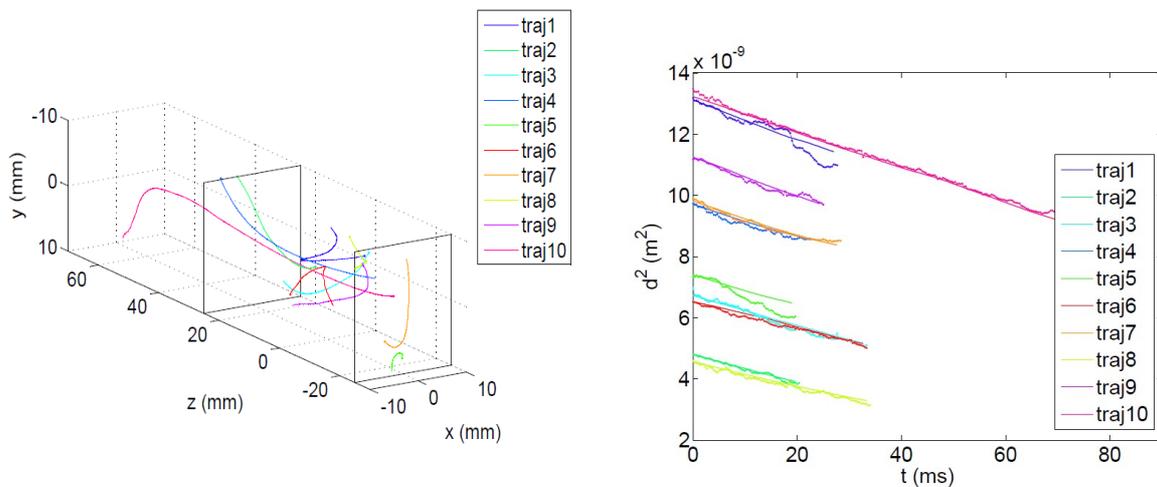


Figure 4 : échantillon de 10 trajectoires de gouttes d'éther en évaporation (à gauche) et évolution du carré du diamètre au cours du temps (à droite).

La vitesse relative  $u_r$  ainsi déduite peut-être injecté dans le modèle simple d'évaporation à deux composants. On obtient alors une prédiction de l'évolution du diamètre de la goutte le long de sa

trajectoire qui peut-être comparée à la mesure de ce diamètre, comme sur la partie droite de la figure 4 et figure 5. Un rapide coup d'œil à ces figures suffit à comprendre que les variations de vitesses relatives ne suffisent pas, dans le cadre du modèle utilisé à s'écarter significativement d'une loi en  $d^2$  et donc à reproduire l'évolution du diamètre de certaines gouttes. Figure 5, On constate que l'évaporation est bien décrite pour la trajectoire 10 (à gauche) mais pas pour la trajectoire 1 (à droite) qui s'écarte très nettement de la loi en  $d^2$  et montre des plateaux et des chutes brutales.

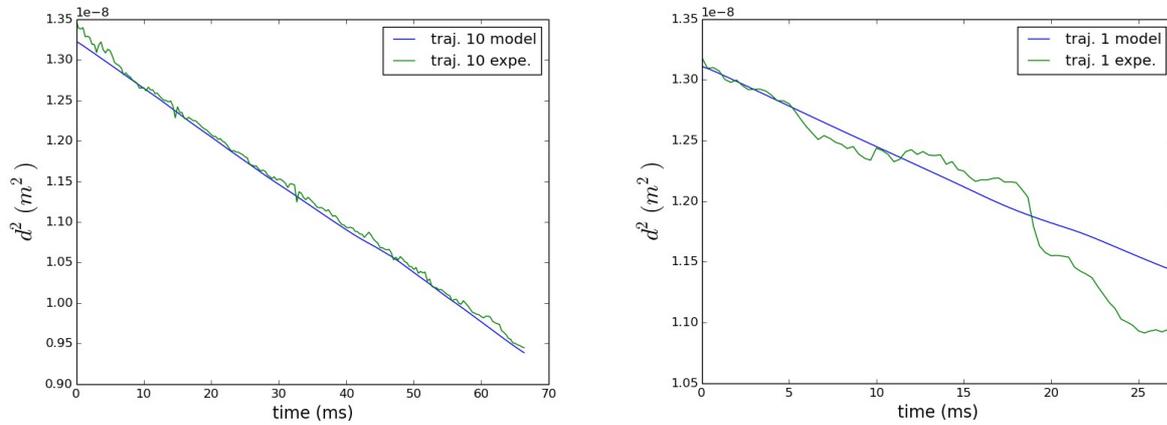


Figure 5 : Deux exemples d'évolution de diamètre (au carré) au cours du temps. A gauche une évolution proche d'une loi en  $d^2$  bien décrite par le modèle ; à droite, une évaporation montrant d'importantes fluctuations du taux d'évaporation.

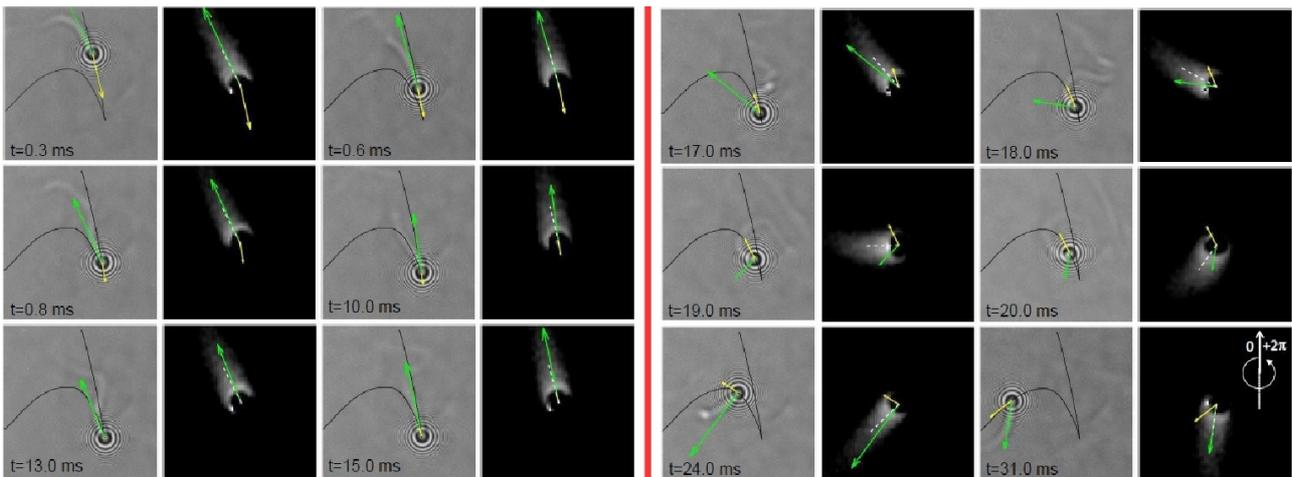


Figure 6 : échantillon d'images de la trajectoire 1. Sur fond gris, les hologrammes de la goutte. Sur fond noir, la restitution classique de l'image résiduelle, avec la vitesse de la goutte (flèche jaune), la vitesse relative (flèche verte) et l'orientation du panache (pointillés blanc).

La figure 6 montre un échantillon d'images extraites d'une séquence (trajectoire 1), avec les hologrammes de gouttes sur fond gris et les images de panache de vapeur. L'échelle n'est pas la même sur les deux types d'image, les images restituées du panache sont zoomées et centrées sur la goutte. Sur la figure sont reportés la vitesse de la goutte (en jaune), la vitesse relative déduite de la dynamique de la goutte et des mesures par méthode inverse (en vert) et l'orientation du panache de vapeur (en pointillés blancs). On constate un très bon alignement de l'orientation du panache et de la vitesse relative. Cet accord est plus marqué encore figure 7 (à gauche) où sont tracés l'angle du panache (noté  $\theta_w$ ) et l'angle de la vitesse relative projetée dans le plan  $(x, y)$  (noté  $\theta_{ur_{xy}}$ ) en fonction du temps. L'orientation du panache s'aligne ainsi avec celle de la vitesse relative avec un temps de réponse que l'on peut estimer par

$$\frac{d\theta_{ur_{xy}}}{dt} = \frac{\theta_{ur_{xy}} - \theta_w}{\tau_w} \quad (5)$$

Dans cet exemple, la meilleure correspondance (illustrée figure 7) est trouvée pour  $\tau_w = 0.4 \text{ ms}$ . Pour l'ensemble des trajectoires, le même accord est trouvé entre l'orientation de la vitesse relative et celle du panache, montrant la cohérence d'ensemble de nos mesures, puisque les deux quantités sont déterminées indépendamment l'une de l'autre. Quant au temps de réponse  $\tau_w$ , il varie entre 0.3 et 1.0 ms sur l'ensemble des trajectoires.

Ces derniers résultats nous confortent dans l'idée que les mesures de position et de diamètre obtenues par méthode inverse sont suffisamment précises pour rendre compte de la dynamique de la goutte et en déduire une vitesse relative à partir d'un modèle de traînée, dont l'utilisation est donc également justifiée. Par contre, la prise en compte de cette vitesse relative ne permet pas de reproduire l'évolution du diamètre des gouttes dans tous les cas. En effet, les fluctuations d'amplitude de vitesse relative n'entraînent au travers du modèle utilisé que de faibles variations du taux d'évaporation et n'entraînent pas d'écart significatif à la loi en  $d^2$ , comme le montre la figure 7 (à droite) où sont représenté pour la trajectoire 1, la vitesse relative, le taux d'évaporation déduit par le modèle et le taux d'évaporation expérimental. Le modèle ne décrit donc pas correctement le comportement de certaines gouttes montrant un taux d'évaporation fluctuant comme la goutte de la trajectoire 1. Les effets observés sont même parfois à l'inverse des prédictions.

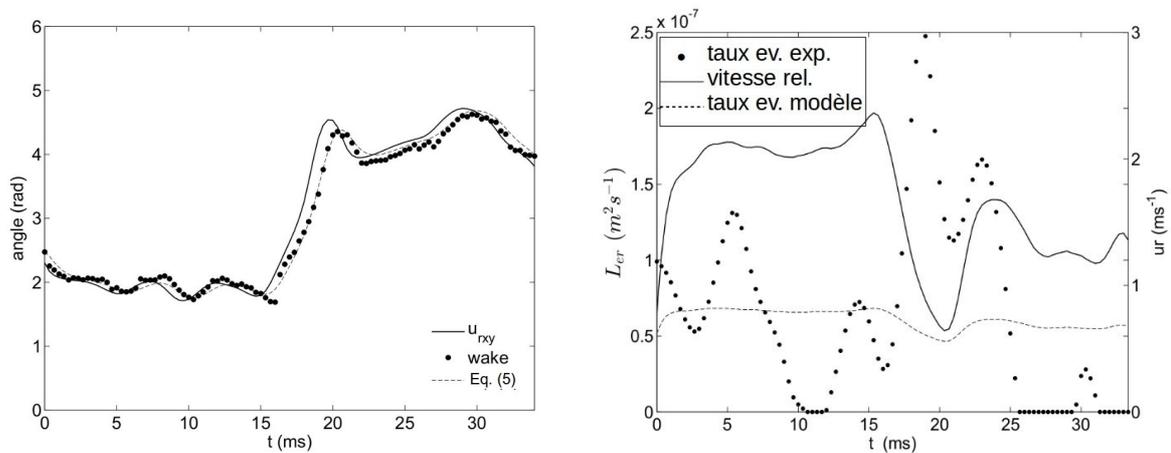


Figure 7 : à gauche : orientations du panache de vapeur et de la vitesse relative pour la trajectoire 1 ; à droite : comparaison entre taux d'évaporation mesuré (points) et taux d'évaporation calculé (pointillés) à partir de la vitesse relative (trait continu).

Notons que les vitesses relatives déduites des mesures ne semblent pas sous-estimées et qu'elles prennent des valeurs (entre  $0.5$  et  $2 \text{ m.s}^{-1}$  pour la trajectoire 1, figure 7) compatibles avec les caractéristiques de l'écoulement turbulent ( $\overline{u'} = 0.8 \text{ m.s}^{-1}$ ). On peut donc penser que certains phénomènes, non pris en compte dans le modèle ont un effet important sur le taux d'évaporation. Par exemple les brusques augmentation du taux d'évaporation mesurées (fig 7 à droite) coïncident avec une sorte de lâcher de vapeur visibles figure 6 aux temps  $t = 17.0 \text{ ms}$  et  $t = 24.0 \text{ ms}$ . Ces augmentations brutales semblent aussi coïncider avec de brusques variations angulaires de la vitesse relative d'avantage qu'à des variations d'amplitude, ce qui suggère un effet de balayage de la surface qui n'est pas considéré dans le modèle simple adopté ici. Malheureusement ces observations sont basées sur un nombre trop faibles de trajectoires pour que l'on puisse conclure.

## 5 Conclusion

De gouttelettes d'éther en évaporation dans un écoulement turbulent ont été suivies (de manière Lagrangienne) grâce à un montage d'holographie en ligne et un traitement par méthode inverse des hologrammes. Les mesures de positions 3D et de diamètres au cours du temps ont été injectées dans une équation de mouvement de la goutte qui via un modèle de traînée a permis de retrouver la vitesse relative du gaz autour des gouttes. Cette reconstruction de la vitesse relative 3D est en partie validée par la très bonne correspondance, pour l'ensemble des trajectoires étudiées, entre l'orientation de cette vitesse dans le plan  $(x, y)$  (parallèle au capteur) et l'orientation du panache de vapeur à proximité de la goutte, restitué de manière indépendante. Ce très bon accord semble confirmer que les mesures de positions et de diamètres sont suffisamment

précises pour rendre compte de la dynamique de la goutte. Les résultats expérimentaux ont été également confronté à un modèle simple d'évaporation/condensation à deux composants validé précédemment dans le cas de goutte en chute libre [3]. Les prédictions de ce modèle restent très proche d'une loi en  $d^2$  y compris quand la vitesse relative calculée à partir des mesures y est introduite, ce qui n'est pas toujours le cas expérimentalement. En effet, sans que les raisons en soient clairement identifiées, nous constatons dans un tiers des quelques cas étudiés des fluctuations bien plus importantes du taux d'évaporation, qui pourraient être liées et des variations brutales de l'orientation de la vitesse relative. Ces observations constituent des pistes de travail intéressantes pour le futur mais en rien des conclusions définitives compte tenu du faible échantillon étudié jusqu'à présent. C'est pourquoi des efforts importants doivent à présents être consentit pour augmenter les statistiques et obtenir des trajectoires plus longues, en augmentant le volume de mesure ou en développant une plus grande automatisation des essais.

## 6 Références

- [1] Birouk M, Gökalp I (2006) Current status of droplet evaporation in turbulent flows. *Prog Energ Combust Sci* 32(4):408–423
- [2] Reveillon J, Demoulin FX (2007) Effects of the preferential segregation of droplets on evaporation and turbulent mixing. *J Fluid Mech* 583:273–302
- [3] Marié J L, Grojean N, Méès L, Seifi M, Fournier C, Barbier B and 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 : 1708-1720
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] 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.
- [7] 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.
- [8] Chareyron D, Marié JL, Fournier C, Gire J, Grosjean N, Denis L, Lance M, 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 Phys* 14, 043039.
- [9] Michaelides E (2006) *Particles, bubbles and drops: Their Motion, Heat and Mass Transfer*. World Scientific.
- [10] Clift R, Grace JR, Weber ME (1978) *Bubbles, Drops and Particles*. Academic Press
- [11] Bird RB, Stewart WE, Lightfoot EN (1960) *Transport Phenomena*. Wiley, New York