



HAL
open science

Interaction entre des ondes de choc induites par laser et des gouttelettes

Junghwa Yi, Antoine Renaud, Laurent Zimmer

► **To cite this version:**

Junghwa Yi, Antoine Renaud, Laurent Zimmer. Interaction entre des ondes de choc induites par laser et des gouttelettes. L. Zimmer ed. Recueil des actes du 16e Congrès Francophone de Techniques Laser pour la Mécanique des Fluides., Laboratoire EM2C, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris-Saclay, pp 269–276, 2018, 979–10–699–2816–9. hal-02097667v2

HAL Id: hal-02097667

<https://hal.science/hal-02097667v2>

Submitted on 6 Dec 2018

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.

Interaction entre des ondes de choc induites par laser et des gouttelettes.

Junghwa YI¹, Antoine RENAUD¹ and Laurent ZIMMER¹

¹Laboratoire EM2C, CNRS, CentraleSupélec, Université Paris-Saclay, 3, rue Joliot Curie, 91192 Gif-sur-Yvette cedex, France

Email auteur correspondant : laurent.zimmer@cnr.fr

L'allumage des sprays reste un problème important. Le succès d'un essai dépend fortement des conditions locales (positions et tailles des gouttelettes ainsi que des vitesses) et il convient de mieux comprendre les effets du dépôt d'énergie sur les caractéristiques de l'écoulement. Dans le présent article, des mesures effectuées dans un volume en présence d'une étincelle induite par la focalisation d'un laser Nd: YAG (8 ns - 532 nm) sont discutées. En ensemençant un écoulement laminaire d'air, il est possible d'utiliser des images de diffusion de Mie à haute cadence (laser continu et caméra rapide) pour mesurer les vitesses des gaz avant et après dépôt d'énergie. Il est montré que les structures créées sont rapidement convectées par l'écoulement principal. En présence de gouttelettes de dodécane (diamètre moyen de Sauter 20 μm), des images défocalisées de diffusion de Mie permettent de mesurer position et taille physique de chaque goutte. La position et les vitesses de chaque gouttelette sont mesurées par une approche de flux optique 3D tandis que les diamètres sont obtenus en utilisant une technique d'imagerie interférométriques. Les résultats montrent différents comportements des interactions laser - gouttelettes - plasma, en fonction de la position initiale des gouttelettes par rapport au point focal du plasma. Les gouttelettes peuvent être vaporisées, ou divisées en gouttelettes plus petites ou voir leurs trajectoires sensiblement modifiées en raison de l'onde de choc et de l'onde de raréfaction. Ces mesures peuvent également être utilisées pour mieux comprendre les événements transitoires survenant au cours des phases initiales de l'allumage par étincelle des pulvérisations.

1 Introduction

Le plasma induit par laser a un grand potentiel pour allumer différentes chambres de combustion avec sa capacité de pouvoir changer l'emplacement de l'étincelle et donc d'éviter l'interaction avec les parois. Toutefois, plusieurs questions doivent être mieux comprises avant d'appliquer ce système à un combustible liquide. Il a été démontré dans des cas bien contrôlés que l'étincelle induite par le laser, induisant une onde de choc et d'autres effets dynamiques [2], influence fortement la dynamique des gouttelettes [5]. D'autre part, la présence de gouttelettes modifie le point focal du système et le plasma peut être créé à différents endroits en même temps en raison de la décomposition de la surface des gouttelettes et de l'effet de lentille des gouttelettes [6]. Habituellement, les expériences fondamentales sont effectuées avec des gouttelettes uniformes dont la taille typique est supérieure à 100 μm . Dans la pratique, le diamètre initial des gouttelettes de combustible liquide peut être plus petit que cela et il est important d'étudier les interactions entre un plasma induit par laser et les gouttelettes.

2 Dispositif expérimental

Pour étudier l'interaction entre le plasma induit par laser et les gouttelettes, une configuration spécifique a été développée et est présentée dans la figure 1. Il est basé sur un brûleur à contre-courant laminaire. Les gaz sont injectés de façon homogène dans chaque contre-buse par l'intermédiaire du plénum. Les gouttelettes de dodécane sont créées par un atomiseur à ultrasons. Le débit massique est réglé par un régulateur de débit massique (Brooks) et de l'air (4 l/min) est également injecté pour s'assurer que les gouttelettes sortent de l'injecteur. Un accès optique, juste en dessous du dispositif piézo-électrique permet de vérifier que les gouttelettes sont bien créées. Le gaz principal (air) est injecté par quatre trous différents. Deux d'entre eux (180 degrés l'un par rapport à l'autre) sont alimentés avec un débit d'air constant (10,3 l/min). Les deux autres sont alimentés avec un débit moyen de 6 l/min d'air. Cette division permet d'imposer d'éventuelles fluctuations du débit d'air moyen. Le nombre de Reynolds du brûleur supérieur (sans tenir compte de l'accélération induite par la phase discrète) est de 1100. Un

coflow d'azote (6,5 l/min) est utilisé pour empêcher l'entraînement de l'air à l'intérieur de la zone de réaction.

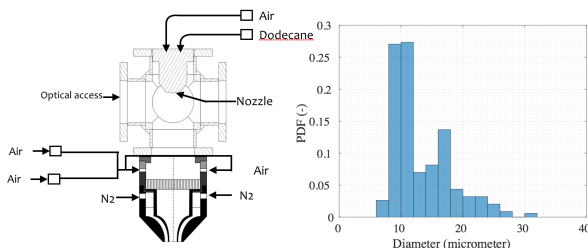


Figure 1: Représentation schématique du dispositif expérimental.

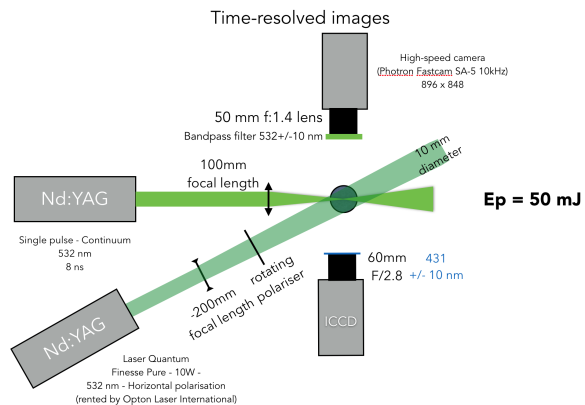


Figure 2: Représentation schématique de l'installation optique.

Les gouttelettes générées ont un diamètre typique compris entre 10 et 40 μm , comme le montre la fonction de densité de probabilité typique affichée dans la figure 1.

La configuration optique utilisée pour créer le plasma induit par laser est présentée dans la figure 2. Il s'agit d'un laser Nd:YAG pulsé avec une énergie typique d'environ 50 mJ pour une durée d'impulsion de 8 ns. Une lentille d'une longueur focale de 100 mm est utilisée pour créer le plasma. Pour le diagnostic, un laser continu est utilisé pour éclairer les gouttelettes. Une caméra rapide (Photron Fastcam SA-5 20kHz - 896×848) équipée d'un objectif de 105 mm (ouverture 2.8 avec contrôle de défocalisation) enregistre les images de diffusion Mie. Une caméra ICCD (Princeton - 512×512) est synchronisée avec le laser pulsé afin d'acquérir une image quelques nanosecondes après la création du plasma induit par laser. Cette image permet de déterminer le nombre de plasma créé, ainsi que leur position et leur taille. En présence de gouttelettes, le nombre de plasma peut augmenter et la position du centre du plasma peut être influencé.

3 Onde de choc induite par plasma laser

Dans un premier temps, avant d'étudier les effets globaux du plasma induit par laser sur les gouttelettes, il est important de quantifier les effets du plasma induit par laser sur l'écoulement d'air. La dynamique est d'abord régie par l'onde de choc suivant la création du plasma. L'onde de choc se détache généralement du plasma après quelques microsecondes à une vitesse de plus de 1 000 m/s [1] mais est rapidement dissipée, typiquement pour des délais autour de 50 μs . Après l'onde de choc, le gaz a une température plus élevée et une pression plus basse qu'auparavant. En raison de ces changements, la dynamique est modifiée et des structures 3D sont créées. Pour mesurer les changements, on utilise des gouttelettes d'ensemencement. Celles-ci ont généralement un diamètre compris entre 1 et 3 μm , ce qui signifie qu'elles suivent relativement bien le flux d'air. Leur température d'évaporation est d'environ 200°C, ce qui signifie qu'elles ne seront pas visibles dans les régions où la température est élevée. En utilisant des images planaires de diffusion Mie, il est possible de caractériser les vitesses. Dans la figure 3, une séquence typique d'images ainsi que des vecteurs de vitesse est montrée. On peut voir que la région au-dessus et en dessous du plasma n'ont pas de forts signaux de diffusion de Mie, en raison de l'évaporation des gouttelettes d'ensemencement. Lors du traitement des images avec des algorithmes de flux optiques [8], on peut déduire les structures typiques. En approche flux optique, il est possible de récupérer le déplacement instantané pour chaque pixel. Pour des raisons de clarté, seul 1 vecteur sur 15 est affiché dans les deux sens dans la figure 3. On peut d'abord noter le débit moyen de l'air dans les régions qui ne sont pas perturbées par le plasma. Devant le plasma, un motif symétrique est formé, montrant la création de tourbillons toroïdaux. Le long de la ligne laser, l'entraînement de l'air est également mesuré. Ceci est dû à la pression plus basse qui se trouve à l'intérieur du plasma lui-même.

L'analyse de plusieurs chocs induits par une impulsion laser unique montre une certaine variation de la vitesse et de l'amplitude réelles, mais la structure principale reste similaire, tant qu'une seule

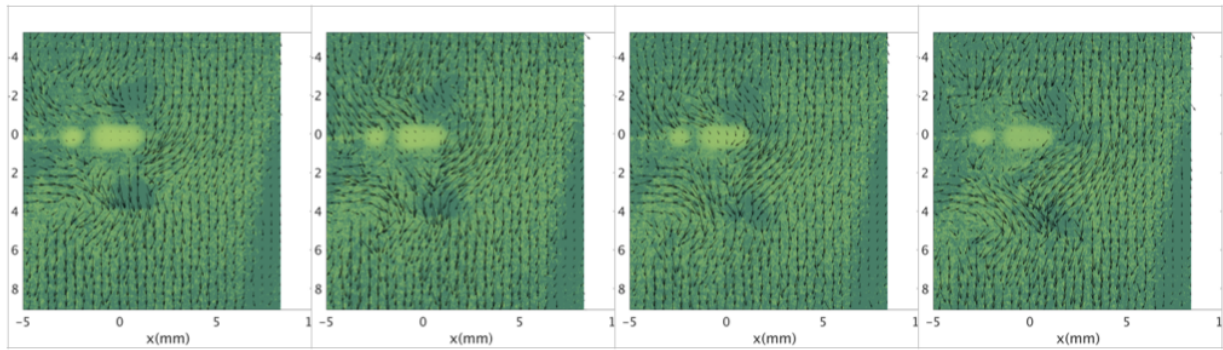


Figure 3: Images de diffusion de Mie et déplacements typiques des particules traceuses lors d'un plasma induit par laser. Chaque image est séparée par 200 μ s. La première image est acquise 100 μ s après le plasma induit par laser. 1 vecteur sur 15 est tracé dans chaque direction.

onde de choc est créée. Pour analyser de manière plus quantitative la zone d'influence du plasma, il est possible de calculer l'orientation de chaque vecteur vitesse pour les différentes positions et pour les différents instants. Cependant, il convient dans une première étape de déterminer clairement le temps caractéristique de cette influence. Pour ce faire, les champs de vitesse instantanés sont corrélés avec un champs de vitesse de référence, obtenu en absence de plasma. Le coefficient de corrélation normalisé permet de quantifier le temps que met l'écoulement pour revenir à un motif similaire à celui obtenu en absence de plasma. Comme décrit dans la figure 4, l'écoulement présente des fluctuations périodiques de lâché tourbillonnaire à une fréquence proche de 80 Hz. Cependant, l'influence apparaît distinctement au début de l'enregistrement avec des valeurs de corrélation très faible pour des temps inférieurs à 3 ms.

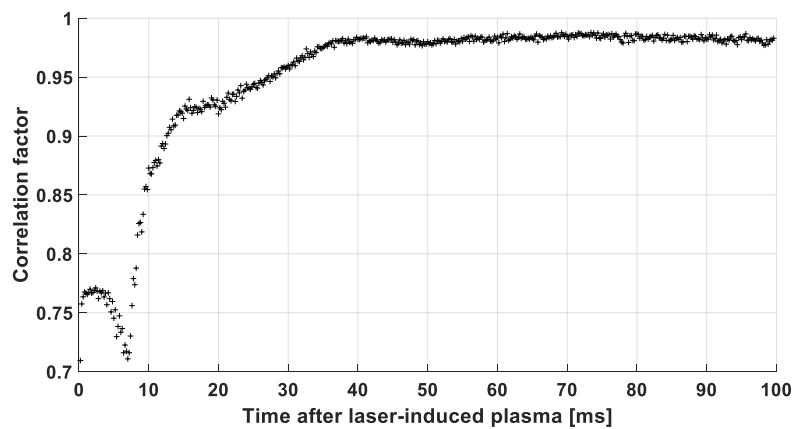


Figure 4: Détermination du temps caractéristique de l'influence d'un plasma induit par laser.

Par la suite, les statistiques obtenus considèreront comme zone d'influence temporelle les temps inférieurs à 40 ms.

Les angles des vecteurs instantanés obtenus lorsque l'écoulement seul est étudié (sans plasma induit par laser) sont représentés dans la figure 5 (en haut à gauche). Le calcul de chaque angle se fait en prenant 90° comme étant la direction verticale descendante et en ne considérant que la valeur absolue des angles autour de 90° . On constate aisément que l'angle moyen est proche de 90° avec une valeur de $86,6^\circ$ et une déviation standard relativement faible $2,9^\circ$. En présence d'un plasma induit par laser, pour des délais compris entre 0,2 et 3 ms, l'angle moyen est fortement différent et présente une distribution bi-modale. La valeur angulaire de $77,9^\circ$, correspondant à 3σ dans le cas sans plasma est indiqué dans le graphe de la figure 5 (bas) à titre d'indication. Il est possible définir la zone physique impactée par le plasma en considérant un écart angulaire de la vitesse, typiquement au-delà d'une valeur correspondant à 3σ . A titre indicatif, une telle région est représentée dans la figure 5 à droite avec la position initiale du plasma servant de référence aux axes x et y.

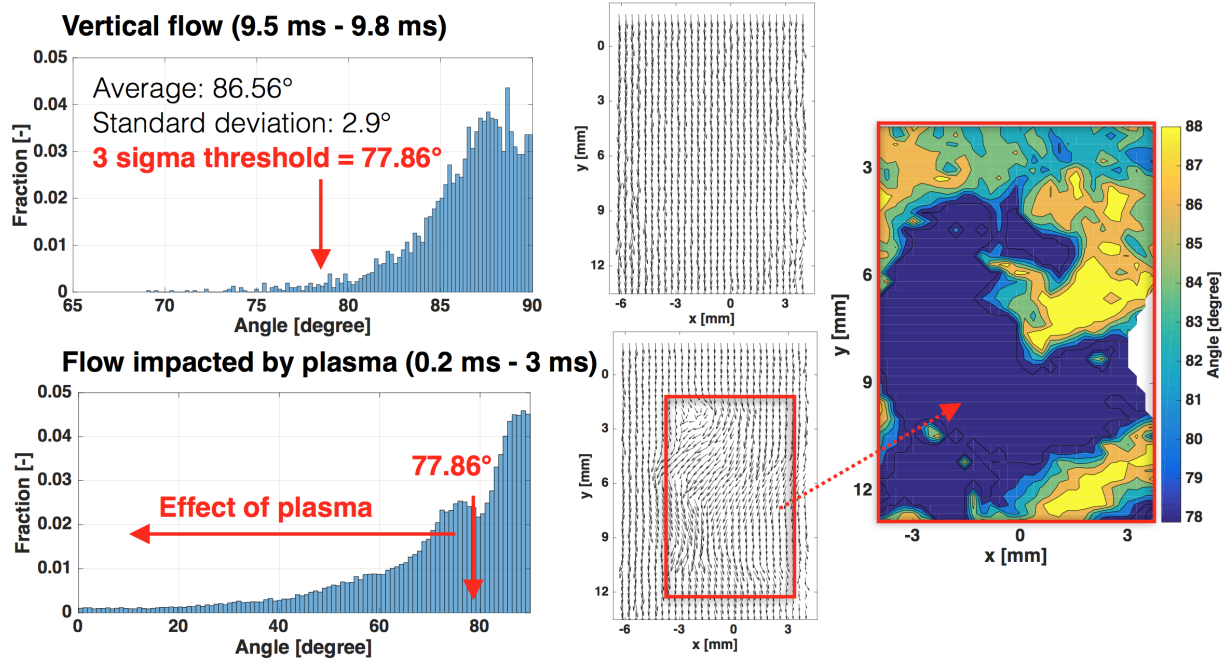


Figure 5: Résultats pour l'angle des vecteurs vitesses. En absence (haut) et en présence (bas) de plasma induit par laser.

On peut ainsi quantifier la zone d'influence, qui va être convectée par l'écoulement principal. Il serait intéressant de pouvoir utiliser cette approche afin d'étudier les effets combinés de deux ondes de choc, chacune créée par un plasma induit par laser simultanément, permettant d'expliquer le succès plus important de certaines approches à deux impulsions [7].

4 Effets sur les gouttes

Les résultats précédents étaient obtenus pour des gouttes suivant parfaitement l'écoulement d'air subsonique. Lorsque des gouttes de combustible sont injectées, leurs diamètres initiaux sont généralement plus élevés et présentent certainement des temps caractéristiques plus grands que ceux de l'écoulement local induit par le plasma laser. Ainsi, il se peut qu'elles ne suivent pas exactement les mêmes trajectoires et peuvent aisément présenter des trajectoire qui se croisent. De plus, elles peuvent se diviser en gouttelettes plus petites, comme déjà montrer précédemment [5]. Pour étudier les phénomènes et du fait que les gouttelettes de carburant ne sont pas uniformément réparties, un volume de mesures est utilisé (au lieu d'un plan mince comme généralement fait) afin de mesurer le déplacement des gouttelettes en 3D. La taille apparente des gouttelettes dépend de la distance par rapport au plan focal [4] tandis que le nombre de franges d'interférence est proportionnel à leur taille physique ([3]).

Dans la figure 6, on peut remarquer deux gouttelettes mises en évidence dans la première image. La position dans l'image de ces deux gouttes est assez similaire, par contre, leur taille apparente étant fortement différente, cela suggère qu'elle sont séparée par une distance non négligeable. Cette image correspond à l'image de gouttelettes 200 μs avant le plasma. L'image obtenue lors du dépôt d'énergie montre clairement la position du plasma créé ainsi que son étendue spatiale. Une estimation de la taille du plasma donne une longueur de 2,9 mm et une hauteur de 1,9 mm. Ces tailles correspondent à la projection sur le plan de la caméra et permettent d'avoir une estimation (haute) des propriétés géométriques du plasma. Les images des gouttes prises plus tard montrent, par exemple, à 1 700 μs après le plasma, que l'une des gouttelettes s'est brisée en trois gouttelettes (en rouge), tandis que l'autre gouttelette est restée inchangée. Du point de vue de la vitesse, les trois gouttelettes ont une vitesse inférieure à celle de la gouttelette individuelle. La principale différence entre les deux cas est la distance initiale au plasma : 1.9 ± 0.1 mm dans le premier cas et 4.4 ± 0.1 mm dans le second cas. Si l'on regarde le volume total de combustible (par mesure des franges d'interférence), on ne peut pas déceler d'évaporation lors de ce processus d'atomisation secondaire. Les incertitudes de mesure sur ces images acquises à haute

cadence sont estimées à 0,15 franges. Les trois gouttes satellites ont des trajectoires quasi-identiques et des rapports de taille entre un et trois au maximum. Une des gouttes (la plus à gauche dans l'image) a un volume correspondant à 70% du volume initial, tandis que les deux autres ont des volumes d'envion 15% du volume initial.

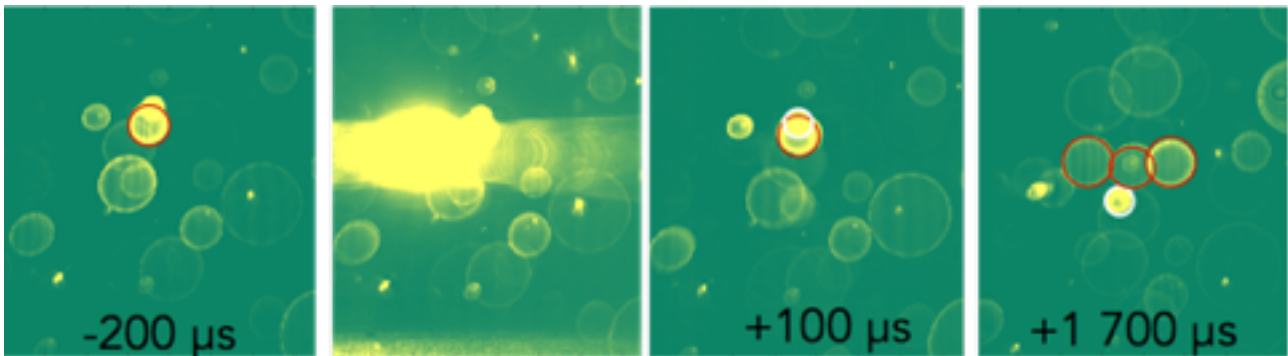


Figure 6: Interactions typiques entre un plasma et des gouttes.

Du point de vue de la vitesse, les effets peuvent également différer car les gouttelettes peuvent être accélérées ou piégées dans certaines zones de l'écoulement d'air, comme le montre la figure 7. La distance initiale entre les gouttelettes et le plasma est d'environ $1,7 \pm 0,1$ mm, soit un peu plus proche que la goutte précédente. Les trois gouttelettes issues d'une même gouttelette d'origine ont trois trajectoires fortement différentes. D'un point de vue granulométrique, les tailles étant proches de la limite de détection, un phénomène d'évaporation ne peut être mis en avant pour ce type de gouttes.

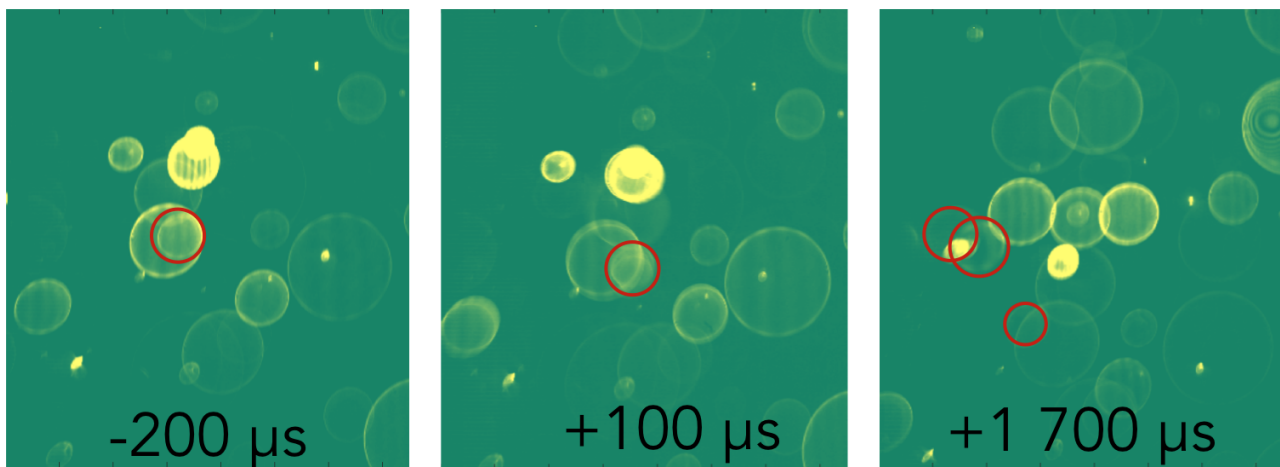


Figure 7: Gouttes entraînées par une structure turbulente induite par le plasma laser.

5 Conclusions

L'interaction entre le plasma induit par laser et les gouttelettes peut conduire à une seconde rupture, même pour les gouttelettes dont la taille initiale est inférieure à $50 \mu\text{m}$. Du point de vue de la vitesse, les effets peuvent également différer car les gouttelettes peuvent être accélérées ou piégées dans certains modèles de flux d'air. Le paramètre clé est la distance initiale par rapport au plasma. Après quelques distances, les effets de l'onde de choc induite par le laser sont trop faibles pour modifier réellement la dynamique des gouttelettes. Du point de vue de la combustion, il serait intéressant de comparer les effets d'une énergie similaire entre différentes sources de plasma (bougie électrique - laser - nanopulse répétitive - plasma capillaire...).

References

- [1] J. Beduneau, B. Kim, L. Zimmer, and Y. Ikeda. Measurements of minimum ignition energy in pre-mixed laminar methane/air flow by using laser induced spark. *Combustion and Flame*, 132(4):653–665, 2003.
- [2] D. Bradley, C. G. W. Sheppard, I. M. Suardjaja, and R. Woolley. Fundamentals of high-energy spark ignition with lasers. *Combustion and Flame*, 138(1-2):55–77, 2004.
- [3] N. Damaschke, H. Nobach, T. Nonn, N. Semidetnov, and C. Tropea. Multi-dimensional particle sizing techniques. *Experiments in Fluids*, 39(2):336–350, 2005.
- [4] N. Damaschke, H. Nobach, and C. Tropea. Optical limits of particle concentration for multi-dimensional particle sizing techniques in fluid mechanics. *Experiments in Fluids*, 32(2):143–152, 2002.
- [5] G. C. Gebel, T. Mosbach, W. Meier, and M. Aigner. Laser-induced blast waves in air and their effect on monodisperse droplet chains of ethanol and kerosene. *Shock Waves*, 25(4):415–429, 2015.
- [6] N. Kawahara, K. Tsuboi, and E. Tomita. Laser-induced plasma generation and evolution in a transient spray. *Opt. Express*, 22(S1):A44–A52, Jan 2014.
- [7] E. Lyon, Z. Kuang, H. Cheng, V. Page, T. Shenton, and G. Dearden. Multi-point laser spark generation for internal combustion engines using a spatial light modulator. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 47:475501, 2014.
- [8] D. Sun, S. Roth, and M. Black. A quantitative analysis of current practices in optical flow estimation and the principles behind them. *International Journal of Computer Vision*, 106(2):115–137, 2014.