

Etude expérimentale de l'atomisation d'un jet liquide

C. STEVENIN^a, S. TOMAS^a, A. VALLET^b, M. AMIELH^c, F. ANSELMET^c

a. CEMAGREF, LERMI, route de Cézanne, CS 40061, 13182 Aix-en-Provence Cedex 5, France

b. CEMAGREF, UMR ITAP 361 Rue Jean-François Breton BP 5095, 34196 Montpellier Cedex 05, France

c. IRPHE, 49 Rue Frédéric Joliot-Curie, BP 146, 13384 Marseille Cedex 13, France

Résumé :

Cette étude porte sur l'atomisation d'un jet d'eau turbulent, à forts nombres de Reynolds et de Weber, dans de l'air au repos. La visualisation du jet par shadowgraphie, depuis la sortie du jet et jusqu'à une abscisse de 1000 fois le diamètre de buse, permet d'observer différents modes de rupture et différentes structures (ligaments, hélices,...). Le traitement de ces images permet de déterminer la granulométrie des gouttes en fonction des échelles turbulentes de l'écoulement amont.

Abstract :

This paper examines the atomization of a turbulent jet of water, at high Reynolds and Weber numbers, injected into still air. The jet is visualized by means of high-speed shadowgraphy, from the nozzle outlet to 1000 diameters downstream. Several break-up patterns and liquid structures (ligaments, helical fragments ...) are observed. Drop size distributions are obtained by image processing as a function of the turbulent scales of the upstream flow.

Mots clefs : atomisation, turbulence, granulométrie, imagerie, shadowgraphie

1 Introduction

Comme c'est le cas pour de nombreux procédés industriels faisant intervenir des phénomènes d'atomisation, l'irrigation par aspersion nécessite l'optimisation de ceux-ci. Un meilleur contrôle de la formation et du transport des gouttes d'eau, lors de l'atomisation des jets d'irrigation, est en effet requis afin de rendre les systèmes plus performants et de mieux maîtriser l'apport d'eau, et plus particulièrement son hétérogénéité spatiale, l'effet dynamique des gouttes sur le sol et les plantes, et les pertes par dérive et évaporation. Une grande variété de systèmes d'atomisation et d'environnement (pression, température,...) peut être rencontrée dans le cadre de l'atomisation d'un jet liquide, et comme l'ont montré Reitz et Bracco [8], l'atomisation peut être la conséquence de divers mécanismes (turbulence, instabilités, cavitation...), qui selon les systèmes et les situations peuvent être prédominants ou complémentaires. En première approximation, dans le cas de l'irrigation par aspersion, on considère des jets d'eau débouchant dans de l'air au repos. Ces jets sont lourds (le rapport de la masse volumique de l'eau sur celle de l'air est de 840 aux Conditions Ambiantes de Température et de Pression), larges (les diamètres de buse sont généralement supérieurs au millimètre), et à

forts nombres de Weber $We_L = \frac{\rho_L U_0^2 d_{buse}}{\sigma}$ et de Reynolds $Re_L = \frac{\rho_L U_0 d_{buse}}{\mu_L}$, où U_0 et d_{buse} sont

respectivement la vitesse d'éjection et le diamètre de buse.

De nombreux auteurs ont observé les modes de rupture de jets liquides turbulents (Sallam et al. [9]) et l'influence de différents mécanismes sur l'atomisation primaire, tels que la turbulence et les effets aérodynamiques (Sallam [10]; Wu et al. [13]; Wu et Faeth [14]). Ceux-ci ont établi que dans le cas de sprays larges et lourds ($\rho_L/\rho_G > 500$), l'atomisation primaire était contrôlée par la turbulence dans le liquide et que les effets aérodynamiques étaient négligeables. Plus en aval de l'écoulement, le jet se déforme sous l'effet des grandes échelles de la turbulence (Hoyt et Taylor [6]; Sallam et al. [9]). L'amplitude de ces déformations est ensuite amplifiée par les effets aérodynamiques qui conduisent à la fragmentation de la colonne liquide. Celle-ci sera ensuite atomisée par des mécanismes d'atomisation secondaires (formation de

membranes, atomisation par cisaillement...). Pour une vue d'ensemble des précédents travaux expérimentaux, se référer à Dumouchel [5].

L'objectif de cette étude est de caractériser la taille des gouttes formées et de mieux comprendre l'influence des conditions amont (diamètres, pression, etc.) sur les granulométries mesurées.

2 Protocole expérimental

2.1 Conditions expérimentales

L'asperseur utilisé est constitué d'un coude à 23°, suivi d'un fût légèrement convergent (angle d'environ 1°) comprenant des ailettes, d'un convergent avec un angle de 34° et d'un tube cylindrique relativement court. L'ensemble fût-convergent-tube forme une seule pièce qui peut être démontée de l'asperseur. Dans notre étude, nous avons utilisé trois buses cylindriques ayant respectivement des diamètres de sortie d_{buse} de 3,96mm, 4,36mm et 4,76mm. Le rapport longueur sur diamètre de la buse est d'environ $L/d_{buse} = 10$.

Le développement des instabilités et les mécanismes de rupture ont été observés par shadowgraphie pour différentes abscisses le long de l'axe du jet, à l'aide d'une caméra rapide FASTCAM SA3 Model 120K (5.000 à 15.000 images/s) et d'un éclairage continu apporté par deux projecteurs de Fresnels de 2000W. Pour des raisons pratiques, l'asperseur a été orienté de manière à ce que le jet sorte horizontalement.

Liquide	Eau
Diamètre de sortie (d_{buse})	3,96; 4,36 et 4,76mm
Vitesse moyenne en sortie de buse (u_0)	22 - 26 m/s
Rapport des masses volumiques (ρ_L/ρ_G)	840
Nombre de Reynolds en sortie de buse ($Re_L = \rho_L u_0 d_{buse} / \mu_L$)	88.000 - 126.000
Nombre de Weber en sortie de buse ($We_L = \rho_L u_0^2 d_{buse} / \sigma$)	27.000 - 46.000
Nombre d'Ohnesorge en sortie de buse ($Oh = \mu_L / (\rho_L \sigma d_{buse})^{1/2}$)	0,0017 - 0,0019

TABLE 1 – Récapitulatif des conditions expérimentales

2.2 Analyse des images

L'une des difficultés liée à la technique de shadowgraphie est l'estimation du diamètre des gouttes floues, c'est-à-dire éloignées du plan focal de la caméra. Afin de s'affranchir de cette difficulté, un critère sur l'intensité du gradient de niveaux de gris dans l'image est introduit. Le contour des gouttes nettes, situées le plus près du plan focal, correspond à une valeur de gradient élevée, tandis que les gouttes floues ont un gradient plus faible à l'interface. Dans notre analyse, seules les gouttes « nettes » seront prises en compte, les gouttes apparaissant floues seront rejetées. Afin d'estimer la taille des gouttes, différents diamètres équivalents sont couramment utilisés (Chigier [2]), comme par exemple le diamètre basé sur la surface projetée A d'une goutte sphérique :

$$D_A = \sqrt{\frac{A}{\pi}} \quad (1)$$

Cependant, cette expression tombe en défaut lorsqu'il s'agit de gouttes non sphériques. Daves et al. [4] proposent une méthode pour estimer le volume de particules non sphériques à partir de la projection de celles-ci. Cette méthode a été utilisée par Blaisot et Yon [1] pour des gouttes. Elle consiste à supposer qu'une goutte peut être décomposée en une succession de tranches cylindriques perpendiculaires à l'axe principal de la goutte, pour lequel le moment d'inertie de la goutte est minimal (FIG. 1a). Le volume V d'une goutte correspond alors à la somme des volumes de chaque tranche, et son diamètre équivalent est alors :

$$D_V = \sqrt[3]{\frac{6V}{\pi}} \quad (2)$$

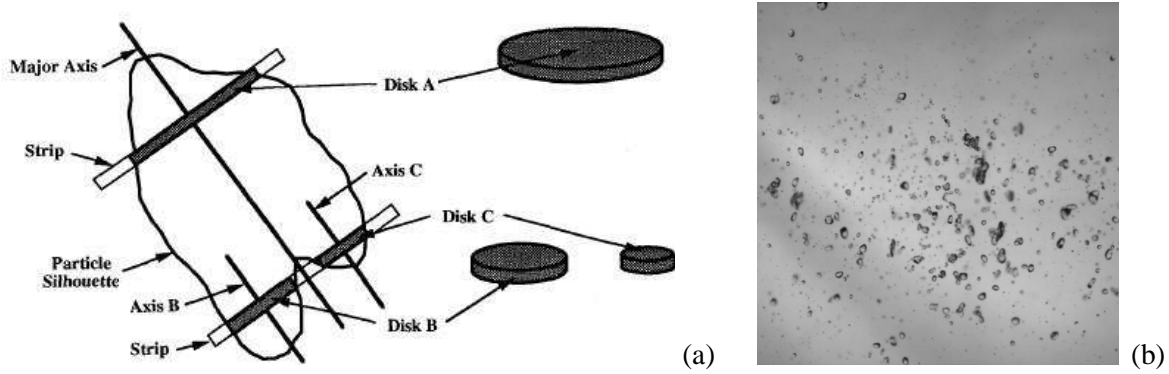


FIG. 1 – a) Découpage d'une particule en tranches cylindriques (Daves et al. [4]) – b) exemple d'images obtenues pour $d_{\text{buse}} = 3,96\text{mm}$, $P_{\text{inj}} = 2,5\text{ bars}$, $x/d_{\text{buse}} = 880$

Expérimentalement, le coeur du jet est constitué de gouttes de grandes tailles et non sphériques, qui apparaissent très nettement dans les images et dont le contour est donc très bien détecté par notre analyse (FIG 1b). Au contraire, les plus petites gouttes ont une dispersion plus importante et sont donc plus souvent éloignées du plan focal. De plus ces gouttes ont tendance à devenir plus rapidement floues en s'éloignant de ce plan. Elles sont donc moins détectées que les plus grosses gouttes. La résolution de l'image en pixels est également une limite dans la détection des plus petites gouttes ; en effet, afin d'éliminer un certain nombre d'artefacts de notre détection, les gouttes dont la taille dans l'image est inférieure à 1 pixel, soit ici $400\ \mu\text{m}$, sont rejetées de l'analyse. Afin de mieux prendre en compte les plus grosses gouttes observées dans le jet, les distributions en tailles sont représentées en termes de volumes. Les diamètres des gouttes sont estimés par la méthode de Daves et al. [4], les distributions volumiques sont calculées par l'expression suivante à partir des distributions en nombre f_N :

$$f_V(D) = \frac{D^3}{D_{30}^3} f_N(D) \quad (3)$$

où D_{30} est un diamètre caractéristique de la distribution en tailles, défini comme :

$$D_{30} = \left(\int_0^{\infty} D^3 f_N(D) dD \right)^{1/3} \quad (4)$$

Le traitement d'images est effectué sous *Matlab*. Le gradient de l'image est obtenu par convolution avec un filtre de Deriche. Un seuil est calculé à partir des intensités des pixels situés à l'interface des gouttes nettes (ces pixels correspondent aux maxima du gradient de l'image). Une détection de contours est effectuée autour de ce seuil. Les contours sont ensuite traités afin de différencier contours extérieurs et intérieurs, puis de supprimer les contours imbriqués et les artefacts. Enfin, la méthode de Daves et al. [4] est implémentée. Chaque goutte est découpée en tranches d'épaisseur d'un pixel (ou inférieure au pixel, pour les plus petites gouttes, avec cinq tranches au minimum par gouttes) selon différents axes. Pour chaque axe, le moment d'inertie est calculé. L'axe sélectionné pour l'estimation du volume d'une goutte est celui pour lequel le moment d'inertie est minimum.

3 Observations et résultats

Le jet d'eau est visualisé à différentes abscisses, de la sortie de buse jusqu'à 1000 diamètres en aval, pour différentes pressions d'éjection et différents diamètres de buses. En sortie de buse, on observe la formation de ligaments donnant naissance à une population de gouttes de petites tailles (FIG 2).



FIG. 2 : exemple d'images obtenues en sortie de buse pour $d_{\text{buse}} = 3,96\text{mm}$, $P_{\text{inj}} = 2,5\text{ bars}$

A une distance d'environ 70 diamètres de la buse, le jet se déforme en une structure hélicoïdale, qui se fragmente ensuite par des mécanismes d'atomisation secondaire : formation de membranes, atomisation par cisaillement ou combinaison de ces deux modes. On a alors production de gouttelettes (gouttes « filles » de cette atomisation secondaire) mais également réarrangement des gouttes « mères », qui seront susceptibles de se fragmenter à nouveau. Ces observations semblent correspondre à celles effectuées par Sallam [9] pour des conditions expérimentales similaires en termes de nombres de Weber et de Reynolds, diamètres de buses et rapports de densité (TABLE 1).

La granulométrie est obtenue pour les différents diamètres de buses et pressions d'éjection. La zone couverte s'étend sur une distance à la buse allant de 250 à 1000 diamètres. Les plus grosses gouttes ne sont alors pas complètement atomisées, puisqu'en général on mesure $We_{MMD} > We_{crit}$ avec $We_{crit} = 12$ et $We_{MMD} = \rho_g U_{rel}^2 . MMD / \sigma$. Comme suggéré par Simmons [11], les distributions expérimentales obtenues pour différentes valeurs des nombres de Reynolds et Weber se superposent quand le diamètre des gouttes est adimensionalisé par le diamètre médian en masse, MMD (FIG. 3a). De plus, on constate que le rapport entre le diamètre de Sauter (D_{32}) et le MMD, définis par :

$$D_{32} = \frac{\left(\int_0^{\infty} D^3 f_N(D) dD \right)}{\left(\int_0^{\infty} D^2 f_N(D) dD \right)} \quad (5)$$

$$\int_0^{MMD} f_V(D) dD = 0,5 \quad (6)$$

varie peu autour de la valeur $MMD/D_{32} = 1,20$ (FIG. 3b), ce qui correspond aux résultats de Simmons [11] et Sallam [9,10] pour l'atomisation primaire et de Chou [3], Hsiang [7] pour l'atomisation secondaire, qui prédisent un rapport $MMD/D_{32} = 1,2$. Ces auteurs recommandent l'utilisation de la loi de distribution racine-normale proposée par Simmons [11] :

$$P_V(D) = \frac{1}{2s\sqrt{2\pi.MMD}} \frac{1}{\sqrt{D}} \exp\left\{-\frac{[\sqrt{D/MMD}-1]^2}{2s^2}\right\}, \text{ avec } s = 0,238 \quad (7)$$

D'autres lois de probabilité (log-normale, racine-normale, loi gamma, Rosin-Rammler) ont également été testées afin de représenter les distributions volumiques obtenues expérimentalement (FIG. 4). Il apparaît que la loi log-normale est la mieux adaptée pour notre jeu de données :

$$P_V(D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}s_g D} \exp\left\{-\frac{[\ln(D/MMD)]^2}{2s_g^2}\right\} \quad (8)$$

Il est à noter que les diamètres caractéristiques de la distribution log-normale sont liés à l'écart-type de la distribution s_g . Plus particulièrement, ce dernier peut-être exprimé en fonction du rapport MMD/D_{32} :

$$s_g = 2 \ln\left(\frac{MMD}{D_{32}}\right) \quad (9)$$

Le rapport MMD/D_{32} permet donc de fixer la forme des distributions logarithmiques. Si celui-ci est constant, la distribution granulométrique peut être entièrement connue à partir d'un seul diamètre caractéristique, à savoir le MMD ou le D_{32} .

Expérimentalement, nous observons une diminution des diamètres caractéristiques avec la distance à la buse. Les plus grosses gouttes s'atomisent progressivement ou se fragmentent en gouttes de plus petits diamètres, qui à leur tour se fragmenteront plus en aval de l'écoulement. De manière générale, les plus grosses gouttes ne semblent pas affectées par les mécanismes de collisions (formations de gouttes satellites, coalescence...) dans la zone du jet étudiée. De même, pour une abscisse donnée, ces diamètres caractéristiques varient de manière significative en fonction des conditions en sortie de buse.

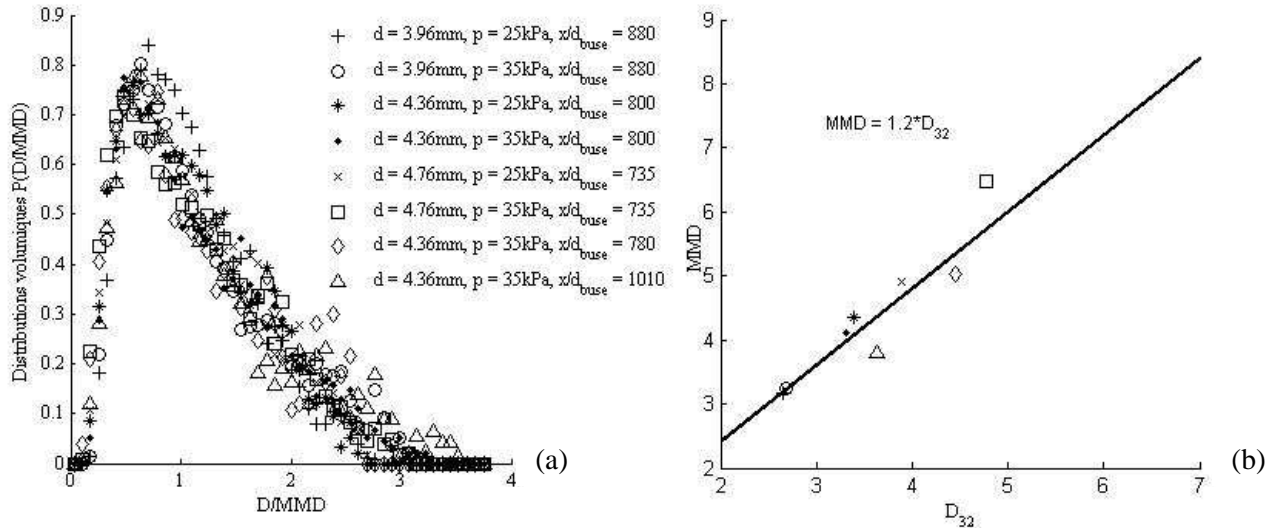


FIG. 3 – Résultats expérimentaux obtenus pour différents nombres de We et Re, et différentes abscisses concernant a) les distributions en tailles de gouttes b) le diamètre médian en masse en fonction de diamètre de Sauter (mêmes conditions expérimentales)

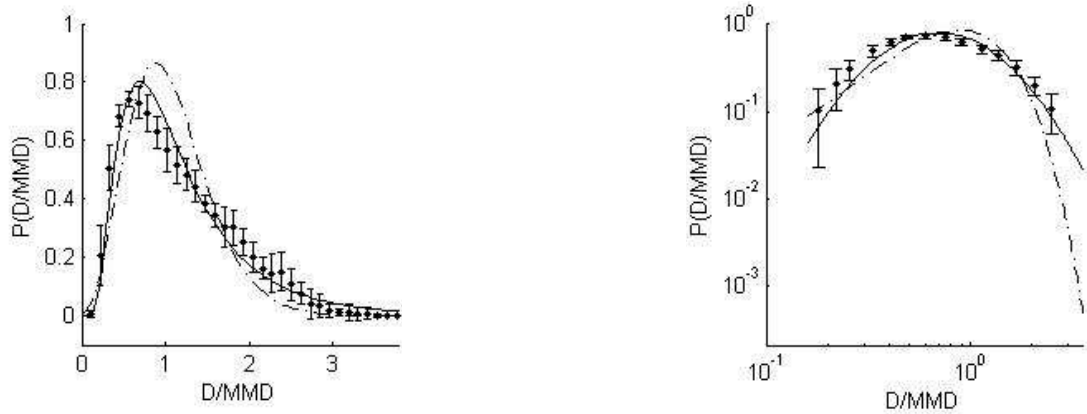


FIG. 4 – Distributions en tailles des gouttes ; les barres d’erreurs représentent l’écart-type et la moyenne, par classe de gouttes, des distributions expérimentales représentées FIG. 3a; trait continu : loi log normale avec \$MMD/D_{32}=1,2\$; trait discontinu : loi racine normale de Simmons (\$s = 0,238\$)

Bien que nos données soient insuffisantes pour avancer des corrélations, nous reportons ici quelques tendances (FIG. 5a et b). Ainsi, sans généraliser, nous trouvons avec notre jeu de données :

$$\frac{D_{32}}{d_{buse}} \propto (\text{Re}_{L,SMD})^{1/2}, \text{ avec } \text{Re}_{L,SMD} = \frac{\rho_l D_{32} U_{rel}}{\mu_l}, U_{rel} = U_{goutte} - U_{air} \quad (10)$$

$$\frac{D_{32}}{d_{buse}} \propto \left(\frac{x \text{Re}_\Lambda^{-1/2}}{\Lambda} \right)^{-4/3} \quad (11)$$

Où \$\text{Re}_{L,SMD}\$ représente le Reynolds basé sur le \$D_{32}\$ et la vitesse moyenne des gouttes à l’abscisse considérée ; \$\Lambda\$ est l’échelle intégrale radiale du jet liquide en sortie de buse; \$\text{Re}_\Lambda\$ est le nombre de Reynolds basé sur cette échelle intégrale radiale et la vitesse d’éjection du liquide.

Hsiang et Faeth [7] prédisent une évolution du \$D_{32}\$ différente avec \$D_{32} \propto (\text{Re}_{L,SMD})^{-1/2}\$. Cependant, ceux-ci se sont intéressés à la taille des gouttelettes issues des mécanismes d’atomisation secondaire et ont donc rejeté les gouttes « mères » de leurs distributions. Dans notre cas, ces gouttes « mères » sont prises en compte et ont une influence importante sur le calcul du \$D_{32}\$.

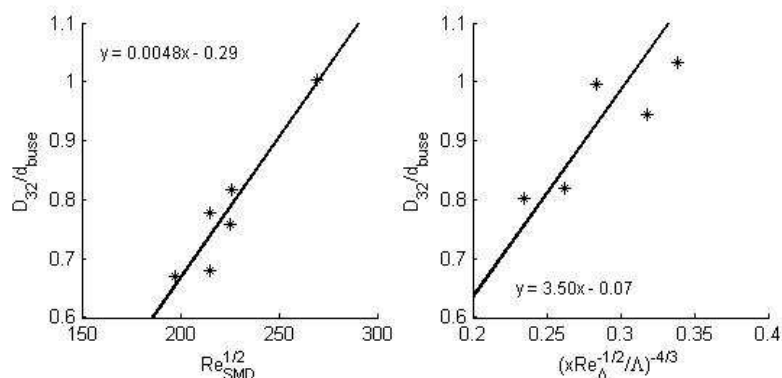


FIG. 5 – Résultats expérimentaux, concernant le rapport D_{32}/d_{buse} , pour différents We et Re , et différentes abscisses; x et SMD désignent respectivement la distance à la buse et le diamètre de Sauter (D_{32})

4 Conclusion et perspectives

Une étude expérimentale de l'atomisation d'un jet d'eau turbulent a été menée au Cemagref d'Aix-en-Provence. Le jet est visualisé par shadowgraphie. La granulométrie des gouttes issues de la fragmentation du jet est obtenue par traitements d'images. Les granulométries obtenues laissent supposer que les tailles des gouttes sont bien représentées par une distribution log-normale, avec $MMD/D_{32} = 1,2$.

Afin de mieux estimer notre mesure et également de mieux comprendre l'influence des conditions amont (en sortie de buse) sur le développement de l'atomisation, les caractéristiques des gouttes (tailles, vitesses) seront obtenues par un système de Particule Tracking Velocimetry.

Les résultats obtenus seront comparés à des simulations numériques s'appuyant sur le modèle eulérien d'atomisation primaire développé par Vallet et al. [12] pour des jets liquides à grands nombres de Reynolds et grands nombres de Weber, et permettront le développement d'un modèle pour la phase dispersée du jet.

References

- [1] Blaisot J.B. et Yon J., Droplet size and morphology characterization for dense sprays by image processing: application to the diesel spray, *Experiments in fluids*, 39(6), 977-994, 2005
- [2] Chigier N., Optical imaging of sprays, *Progress in Energy and Combustion Science*, 17, 211–262, 1991
- [3] Chou W.H., Hsiang L.P. et Faeth G.M., Temporal Properties of drop breakup in the shear breakup regime, *Int. J. Multiphase Flow*, 23(4), 651-669, 1997
- [4] Daves G.G., Buckius R.O., Peters J.E. et Schroeder A.R., Morphology descriptors of irregularly shaped particles from two-dimensional images, *Aerosol Science and Technology*, 19(2), 199 – 212, 1993
- [5] Dumouchel C., On the experimental investigation on primary atomization of liquid streams, *Experiments in fluids*, 45(3), 371-422, 2008
- [6] Hoyt J.W. et Taylor J.J., Waves on water jets, *Journal of Fluid Mech.*, 83(1), 119-127, 1977
- [7] Hsiang L.P. et Faeth G.M., Near-limit drop deformation and secondary breakup, *Int. J. Multiphase Flow*, 18(5), 635-652, 1992
- [8] Reitz R.D. et Bracco F.V., Mechanism of atomization of a liquid jet, *Physics of Fluids*, 25(10), 1730-1742, 1982
- [9] Sallam K.A., Dai Z. et Faeth G.M., Liquid breakup at the surface of turbulent round liquid jets in still gases, *Int. J. Multiphase Flow*, 28(3), 427-449, 2002
- [10] Sallam K.A. et Faeth G.M., Surface properties during primary breakup of turbulent liquid jets in still air, *AIAA journal*, 41(8), 2003
- [11] Simmons H.C., The correlation of drop-size distributions in fuel nozzle sprays, Parts I and II, *ASME J. Eng. for Power*, 99, 309-319, 1977
- [12] Vallet A., Burluka A., et Borghi R., Development of a eulerian model for the atomization of a liquid jet, *Atomization and Sprays*, 11(6), 619–642, 2001.
- [13] Wu P.K., Tseng L.K. et Faeth G.M., Primary Breakup in Gas/Liquid Mixing Layers for Turbulent Liquids, *AIAA, Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 30th, Reno, NV, Jan. 6-9, 1992
- [14] Wu P.K. et Faeth G.M., Aerodynamic Effects on Primary Breakup of Turbulent Liquids, *AIAA, Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 31st, Reno, NV, Jan. 11-14, 1993