

# Contribution à la modélisation de la pulvérisation agricole : atomisation et transport

A. BELHADEF<sup>a</sup>, A. VALLET<sup>a</sup>, F. ANSELMET<sup>b</sup>

<sup>a</sup>CEMAGREF, UMR ITAP, 361 rue jean francois breton, 34196 Montpellier

<sup>b</sup>IRPHE, 49 rue Frédéric Joliot-Curie, 13384 Marseille

## Résumé :

Un modèle Eulérien est développé pour calculer l'atomisation d'une nappe liquide pulvérisée par une buse à swirl. La masse volumique de l'écoulement turbulent varie en fonction de sa composition. Dans la phase purement liquide (gazeuse respectivement), elle est égale à la masse volumique de liquide (de gaz) alors qu'elle varie lorsque le mélange est diphasique. La turbulence est calculée par le modèle aux contraintes de Reynolds. La dispersion du liquide est donnée par l'équation de transport de la fraction massique liquide moyenne. Les champs de la fraction massique liquide moyenne et les profils de la fraction volumique liquide moyenne et de la vitesse axiale sont visualisés. Les résultats du modèle sont comparés à des mesures effectuées par une sonde optique.

## Abstract :

An Eulerian model is developed to calculate a spray from a pressure-swirl atomizer. Turbulent flow density varies according to its composition and equals to density, of liquid in the liquid phase, of gas in the gas phase. Turbulence is modeled by RSM model. Liquid dispersion is given thanks to transport equation of the mean liquid mass fraction. Field of the mean liquid mass fraction and profiles of the mean liquid volume fraction and axial velocity are shown. Model results are compared to measurements taken by an optical probe.

**Mots clefs :** Modèle Eulérien, atomisation, turbulence, dispersion, buse à swirl.

## 1 Introduction

L'étude de l'atomisation des pesticides est fondamentale pour diminuer les pollutions environnementales. Plusieurs facteurs influencent leur dérive : les équipements et les modes d'application, les conditions climatiques, et les caractéristiques de la pulvérisation. Limiter les pertes de pesticides lors de l'application repose notamment sur la maîtrise de la taille et de la vitesse des gouttes à la sortie de la buse. Alors que les petites gouttes peuvent se vaporiser, les grosses gouttes peuvent ruisseler le long de la végétation. Les gouttes lentes peuvent être portées par la masse d'air ou tomber au sol avant d'atteindre la cible. Les gouttes ayant une vitesse importante auront tendance à rebondir sur les feuilles. Autrement dit, selon leur taille et leur vitesse, les gouttes se dispersent différemment entre les différents compartiments de l'environnement. Cependant, la taille et la vitesse des gouttes dépendent principalement de la buse de pulvérisation et de la vitesse d'injection. Dans cette étude, nous avons choisi une buse à turbulence (une buse à swirl) puisque ce type de buse est très utilisé en pulvérisation agricole. Cependant, ce genre de buse et l'effet du swirl sur l'écoulement du jet ont été peu étudiés dans la littérature. Ponstein [1] est le premier à considérer l'effet swirl sur la stabilité d'une nappe liquide classique en utilisant l'analyse de la théorie linéaire. Park *et al.* [2, 3] utilisent une méthode axisymétrique BEM (Boundary Element Method) développée par Heister [4] en superposant un vortex potentiel avec l'écoulement moyen. Leurs résultats sont validés par la théorie de Ponstein [1]. En définissant un nombre adimensionnel de Rossby comme rapport de vitesse capillaire sur vitesse de swirl, ils concluent que la taille des gouttes diminue à mesure que le nombre de Rossby augmente, c'est-à-dire, en diminuant la vitesse de swirl. Ils observent également que le rapport de rayon des gouttes dans deux zones différentes reste constant et ne dépend pas de la vitesse de swirl. Schmidt *et al.* [5] utilisent le modèle LISA (Linearized Instability Sheet Atomization) pour calculer l'écoulement d'un jet de carburant dans les moteurs GDI (Gasoline Direct Injection). Toutefois, leur modèle utilise les résultats expérimentaux de calcul de débit massique et de l'angle de la nappe liquide pour déterminer l'épaisseur du film liquide. Rizk *et al.* [6] étudient l'influence de certaines dimensions géométriques de la buse à swirl sur les sprays produits. Nonnenmacher *et al.* [7] modélisent un écoulement swirl laminaire avec le VOF (Volume Of Fluid). Ce modèle nécessite une reconstruction d'interfaces qui est très coûteuse en temps de calcul. Dans ce travail, nous utilisons le modèle Eulérien développé par Vallet *et al.* [8] pour la fragmentation des jets d'injection automobile diesel.

## 2 Développement du modèle d'atomisation

On suppose que lorsque le nombre de Reynolds et le nombre de Weber sont très grands, la viscosité et la capillarité agissent uniquement sur les petites échelles de l'écoulement et sont négligeables aux grandes échelles. On considère l'écoulement d'un fluide dont la masse volumique est variable. Dans les zones purement liquides, la masse volumique est constante et égale à celle du liquide ; alors qu'elle varie lorsque le mélange est diphasique, en fonction de sa composition. Le système d'équation moyenné de la conservation de la masse et de la quantité de mouvement, où la moyenne de Favre, notée  $\widetilde{\phantom{x}}$ , est utilisée pour toutes les variables sauf la pression et la masse volumique (moyennées au sens de Reynolds), est le suivant :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{u}_i \widetilde{u}_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial \bar{\tau}_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{u}_i'' \widetilde{u}_j''}{\partial x_j} \quad (2)$$

où  $\bar{\tau}_{ij}$  est le tenseur des contraintes visqueuses et le terme  $\bar{\rho} \widetilde{R}_{ij} = \bar{\rho} \widetilde{u}_i'' \widetilde{u}_j''$  désigne le tenseur des contraintes de Reynolds.

La fermeture de ce tenseur est assurée par le modèle de turbulence aux tensions de Reynolds qui consiste à résoudre des équations de transport pour chacune de ces composantes :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{u}_i'' \widetilde{u}_j''}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{u}_k \widetilde{u}_i'' \widetilde{u}_j''}{\partial x_k} = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \widetilde{u}_i'' \widetilde{u}_j''}{\partial x_l} \right) + \bar{\rho} P_{ij} + \Phi_{ij} - \frac{2}{3} \bar{\rho} \widetilde{\epsilon} \delta_{ij} \quad (3)$$

où  $\sigma_k = 0,82$  et où la viscosité turbulente  $\mu_t$  est donnée comme pour le modèle  $(\widetilde{k}, \widetilde{\epsilon})$  par la relation :

$$\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{\widetilde{k}^2}{\widetilde{\epsilon}} \quad (4)$$

où  $C_\mu = 0,09$ ,  $\widetilde{\epsilon}$  est le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente et  $\widetilde{k}$ , l'énergie cinétique turbulente :

$$\widetilde{k} = \frac{1}{2} \widetilde{u_i'' u_i''} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{\epsilon}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{\epsilon} \widetilde{u}_l}{\partial x_l} = \frac{\partial}{\partial x_l} \left[ \left( \mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \frac{\partial \widetilde{\epsilon}}{\partial x_l} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\widetilde{\epsilon}}{\widetilde{k}} \frac{1}{2} \bar{\rho} P_{ii} - C_{\epsilon 2} \bar{\rho} \frac{\widetilde{\epsilon}^2}{\widetilde{k}} \quad (6)$$

avec  $\mu$  la viscosité dynamique et les constantes ont les valeurs standards :  $\sigma_\epsilon = 1$ ,  $C_{\epsilon 1} = 1,44$ ,  $C_{\epsilon 2} = 1,92$ . Le terme de production de turbulence par le mouvement moyen  $\bar{\rho} P_{ij}$  est défini comme suit :

$$\bar{\rho} P_{ij} = -\bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_k''} \frac{\partial \widetilde{u}_j}{\partial x_k} - \bar{\rho} \widetilde{u_j'' u_k''} \frac{\partial \widetilde{u}_i}{\partial x_k} \quad (7)$$

Le tenseur  $\Phi_{ij}$  représente le terme de corrélation pression-déformation :

$$\Phi_{ij} = p' \overline{\left( \frac{\partial u_i''}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j''}{\partial x_i} \right)} \quad (8)$$

Sa modélisation est donnée par [9],[10] :

$$\begin{aligned} \overline{\left( \frac{\partial u_i''}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j''}{\partial x_i} \right)} &= -C_1 \bar{\rho} \widetilde{\epsilon} \left( \frac{\widetilde{u_i'' u_j''}}{\widetilde{k}} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \right) - C_2 \bar{\rho} \left( P_{ij} - \frac{2}{3} P_k \delta_{ij} \right) \\ &+ C_1' \frac{\widetilde{\epsilon}}{\widetilde{k}} \left( \widetilde{u_k'' u_m''} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \widetilde{u_i'' u_k''} n_j n_k - \frac{3}{2} \widetilde{u_j'' u_k''} n_i n_k \right) \frac{\widetilde{k}^{3/2}}{C_1 \widetilde{\epsilon} d} \\ &+ C_2' \left( \Phi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2} \Phi_{ik,2} n_j n_k - \frac{3}{2} \Phi_{jk,2} n_i n_k \right) \frac{\widetilde{k}^{3/2}}{C_1 \widetilde{\epsilon} d} \quad (9) \end{aligned}$$

$n_k$  est la composante selon  $x_k$  de la normale unitaire à la paroi,  $d$  la distance normale à la paroi,  $C_l = C_\mu^{3/4}/\kappa$  où  $\kappa$  est la constante de Von Karman et vaut 0,4187,  $C_1 = 1,8$ ,  $C_2 = 0,6$ ,  $C_1' = 0,5$  et  $C_2' = 0,3$ .  $\bar{\rho} P_k$  est un terme de production d'énergie cinétique turbulente défini par :

$$\bar{\rho} P_k = \frac{1}{2} \bar{\rho} P_{kk} = -\bar{\rho} \widetilde{u_k'' u_l''} \frac{\partial \widetilde{u_k}}{\partial x_l} \quad (10)$$

La dispersion liquide est représentée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{Y}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{u_i Y}}{\partial x_i} = -\frac{\partial \bar{\rho} \widetilde{u_i'' Y''}}{\partial x_i} \quad (11)$$

où  $\widetilde{Y}$  est la fraction massique liquide moyenne et où  $\bar{\rho} \widetilde{u_i'' Y''}$  est son flux de diffusion turbulent qui est couramment approché par une loi de type premier gradient :

$$\bar{\rho} \widetilde{u_i'' Y''} = -\frac{\mu_t}{Sc_t} \frac{\partial \widetilde{Y}}{\partial x_i} \quad (12)$$

$Sc_t$  est le nombre de Schmidt turbulent et vaut 0,7. La viscosité turbulente  $\mu_t$  est donnée par l'équation (4). Afin de compléter ces équations, la masse volumique du mélange est donnée par :

$$\bar{\rho} = \frac{\rho_g}{1 - \widetilde{Y} \left(1 - \frac{\rho_g}{\rho_l}\right)} \quad (13)$$

$\rho_g$  et  $\rho_l$  sont la masse volumique du gaz et du liquide respectivement.

### 3 Résultats

Ce modèle a été appliqué à une buse à swirl en utilisant le code de calculs Fluent version 6.3.26 [11]. L'étude de l'écoulement au sein de la buse s'est réduite à celle d'une demi-géométrie seulement, en appliquant une condition de périodicité. Un domaine de calcul a été rajouté à la sortie de la demi-buse : c'est un demi-cylindre de diamètre 30 mm et de hauteur 20 mm de manière à pouvoir étudier la formation de la nappe liquide. Le maillage comporte environ 1 870 000 cellules de forme tétraédrique. Le temps de calcul est de l'ordre de 156 heures sur un ordinateur équipé d'un processeur à 2.4 GHz. Le fluide injecté est l'eau de masse volumique  $\rho_l=998,2 \text{ kg/m}^3$  dans l'air de masse volumique  $\rho_g=1,225 \text{ kg/m}^3$  au repos. La pression d'injection est de 5 bars. Une pression de sortie égale à la pression atmosphérique est imposée sur les bords du domaine. La géométrie et les conditions aux limites spécifiées sont rappelées sur la figure suivante (voir Figure 1) :

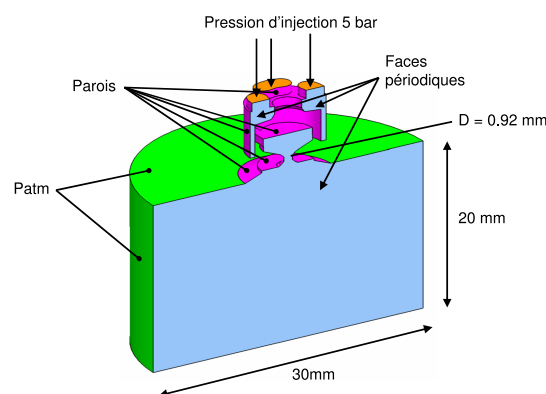
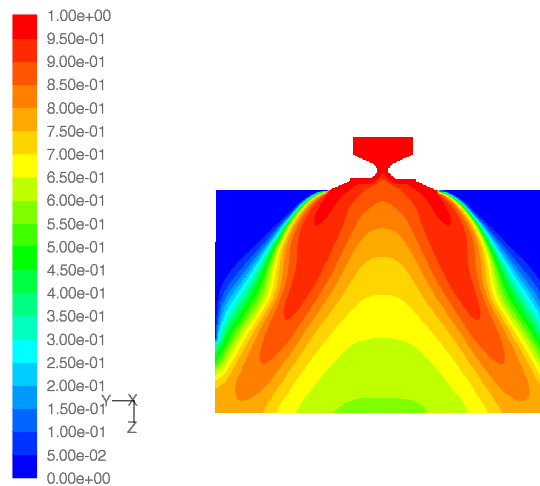
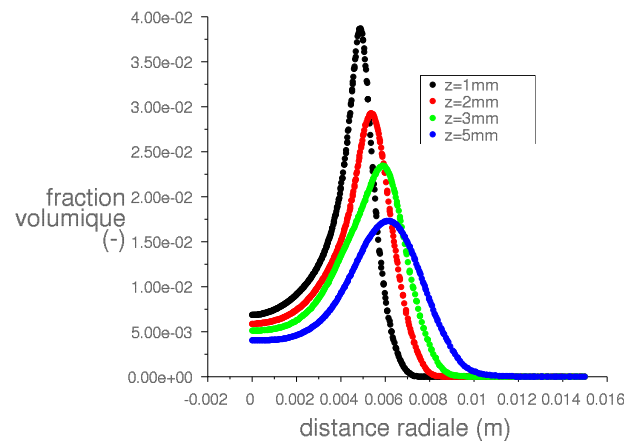


FIG. 1 – Géométrie et conditions aux limites

La figure (2) présente le champ de la fraction massique liquide moyenne  $\widetilde{Y}$  sur les faces périodiques de sortie. Il apparaît que le liquide ( $\widetilde{Y}=1$ ) sort de la buse sous la forme d'une nappe creuse en adéquation avec l'expérience.

FIG. 2 – Champ de la fraction massique liquide moyenne  $\tilde{Y}$ 

Les profils transversaux de la fraction volumique liquide moyenne  $\bar{\tau}$  ( $\bar{\tau} = \frac{\bar{\rho} \tilde{Y}}{\rho_l}$ ) dans trois sections différentes à la sortie de la buse ( $z$ ) en fonction de la distance radiale à l'axe du jet ( $y$ ) montrent aussi que le jet obtenu est creux (voir Figure 3).

FIG. 3 – Profils transversaux de la fraction volumique liquide moyenne  $\bar{\tau}$ 

En effet, la fraction volumique liquide moyenne possède une valeur minimum au niveau de l'axe du spray (i.e. distance radiale  $y=0$ ). Sur ses bords, la fraction volumique liquide moyenne est nulle : le spray est entouré d'air exclusivement (partie bleue de la figure 2). La dispersion du liquide dans la direction radiale est très clairement visible : le maximum de  $\bar{\tau}$  se déplace vers l'extérieur du spray lorsque la distance axiale croît. Remarquons aussi que la valeur de  $\bar{\tau}$  n'est pas nulle près de l'axe ( $y=0$ ) : des petites gouttes sont portées par une masse d'air dans le sens ascendant. Ce résultat est confirmé par les profils de la vitesse axiale où des valeurs négatives sont trouvées près de l'axe du spray (Figure 4).

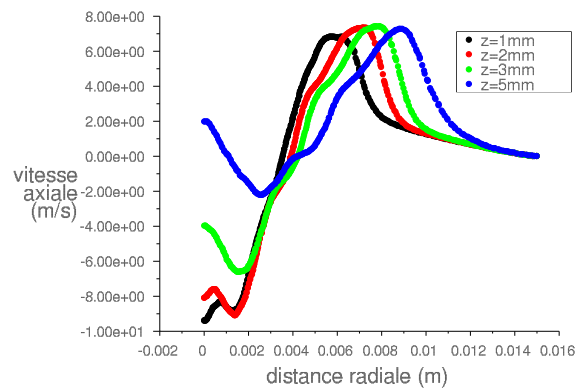
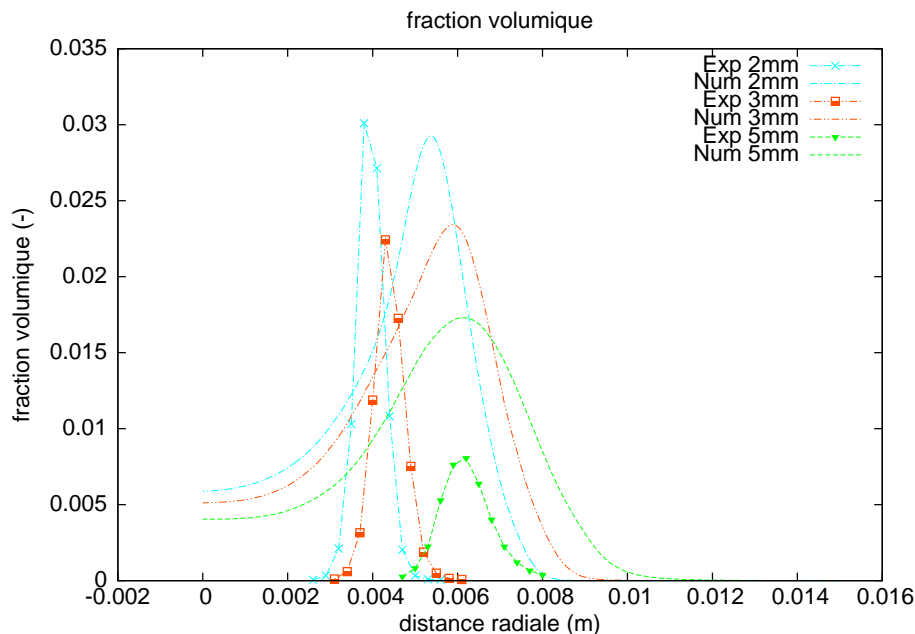


FIG. 4 – Profils transverseaux de la vitesse axiale

Les valeurs maximales de la vitesse axiale se trouvent au même endroit que les valeurs maximales de la fraction volumique : la vitesse est maximale dans la nappe liquide.

#### 4 Comparaison des résultats du modèle aux résultats expérimentaux

Les mesures expérimentales ont été réalisées par la société A2 Photonic Sensors (INPG, Grenoble) en plaçant une sonde optique dans la nappe de façon colinéaire par rapport au vecteur vitesse. La sonde transperce les gouttes en mouvement et, à chaque passage d'une inclusion, elle détecte une variation d'intensité et fournit ainsi le Taux de présence Liquide, le module de la vitesse et le Diamètre Moyen de Sauter des inclusions. La comparaison des résultats numériques " Num " et des résultats expérimentaux " Exp " de la fraction volumique moyenne montre que les valeurs sont assez semblables sauf à 5 mm de la buse ( $z=5$  mm) où la valeur obtenue par le modèle est trois fois plus grande que la valeur expérimentale (Figure 5).

FIG. 5 – Comparaison des profils transverseaux de la fraction volumique liquide moyenne  $\bar{\varphi}$ 

Le décalage observé montre que l'angle du jet calculé par le modèle est plus grand que l'angle du jet expérimental. On peut l'expliquer par le fait qu'expérimentalement on ne maîtrise pas assez la distance par rapport à l'axe du spray. Notons que, compte tenu de la position relative de la sonde par rapport au spray, les gouttes prises en compte sont les grosses gouttes qui vont uniquement de la buse vers l'aval. Cela peut expliquer que les résultats expérimentaux de la figure (5) soient beaucoup trop piqués par rapport aux résultats obtenus par le modèle. Malheureusement, on ne peut faire des mesures expérimentales que dans la nappe liquide et on ne peut mesurer que le module de vitesse et pas la vitesse axiale pour montrer qu'on a des valeurs négatives près de l'axe du

jet. Dernièrement, des travaux de stage au laboratoire de l'IRPHE à Marseille avec le Laser ont bien montré qu'on a des vitesses axiales négatives près de l'axe de l'ordre de -8m/s à 3 mm de la buse.

## 5 Conclusion et perspectives

Un modèle d'atomisation a été proposé pour calculer la dispersion d'un jet liquide dans la zone dense du spray. Des profils de la fraction volumique liquide moyenne et de la vitesse axiale ont été présentés. La comparaison des profils transversaux de la fraction volumique liquide moyenne  $\bar{\gamma}$  obtenue par le modèle avec celle obtenue par la sonde optique est satisfaisante. Des travaux sont en cours pour prendre en compte l'anisotropie dans la modélisation du flux de diffusion turbulent de la fraction massique  $\tilde{Y}$ . Les tailles de gouttes seront obtenues en introduisant une équation de densité de surface liquide/gaz. Plusieurs modélisations de cette équation seront inspirées des travaux de Vallet *et al.* [8] et Lebas *et al.* [12].

## Références

- [1] Ponstein J. Instability of rotating cylindrical jets. *Applied Scientific Research*, 8(1), 425–456, 1959.
- [2] Park H. and Heister S. D. Nonlinear simulation of free surfaces and atomization in pressure swirl atomizers. *Physics of Fluids*, 18(5), 2006.
- [3] Park H., Yoon S. S., and Heister S. D. On the nonlinear stability of a swirling liquid jet. *International Journal of Multiphase Flow*, 32(9), 1100–1109, 2006.
- [4] Heister S. D. Boundary element methods for two-fluid free surface flows. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 19(4), 309–317, 1997.
- [5] Schmidt D. P., Nouar I., Senecal P. K., Hoffman J., Rutland C. J., Martin J., and Reitz R. D. Pressure-swirl atomization in the near field. *SAE Tech. Paper*, 1999.
- [6] Rizk N. K. and Lefebvre A. H. Internal flow characteristics of simplex swirl atomizers. *Journal of Propulsion and Power*, 1(3), 1985.
- [7] Nonnenmacher S. and Piesche M. Design of hollow cone pressure swirl nozzles to atomize newtonian fluids. *Chemical Engineering Science*, 55(19), 4339–4348, 2000.
- [8] Vallet A., Burluka A. A., and Borghi R. Development of a eulerian model for the "atomization" of a liquid jet. *Atomization and Sprays*, 11(6), 619–642, 2001.
- [9] Gibson M. M. and Launder B. E. Ground effects on pressure fluctuations in the atmospheric boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 86(pt 3), 491–511, 1978.
- [10] Fu S., Launder B. E., and Leschziner M. A. Modeling strongly swirling recirculating jet flow with reynolds-stress transport closures. In *Sixth Symposium on Turbulent Shear Flows*, 1987.
- [11] Fluent . *Fluent 6-3 user's guide*. 2006.
- [12] Lebas R., Menard T., Beau P. A., Berlemont A., and Demoulin F. X. Numerical simulation of primary break-up and atomization : Dns and modelling study. *International Journal of Multiphase Flow*, 35(3), 247–260, 2009.