

Chapitre 8

Calcul diphasique

8.1 Remarques préliminaires sur le comportement du multi-fluide

Le comportement d'un modèle multi-fluide est différent du modèle eulérien monodisperse ou lagrangien, parce que les quantités transportées ne sont pas les mêmes.

En effet la division en section de l'espace des tailles fait que, par rapport à un calcul eulérien monodisperse, on transporte plusieurs "phases liquides". Chacune possède ses propres variables (vitesse, RUE, masse, nombre de gouttes et enthalpie).

Comparativement à un calcul lagrangien, les résultats doivent aussi être interprétés différemment. Alors qu'en lagrangien, les gouttes évoluent indépendamment les unes des autres (à part lors des collisions), les sections du multi-fluide évoluent séparément dans l'espace physique (vitesses et RUE notamment), mais sont couplées par les termes d'évaporation.

La notion de trajectoire est donc bien différente en multi-fluide, en lagrangien et en eulérien monodisperse. En multi-fluide, une goutte se déplace non seulement dans l'espace physique, mais aussi dans l'espace des tailles. Il faut donc voir les champs de vitesses de chaque phase comme ceux de la goutte tant que sa taille est comprise dans l'intervalle de taille de la section.

8.2 Conditions du calcul

Les paramètres numériques et les conditions limites utilisées sont celles décrites dans le chapitre 6. La condition initiale est un résultat d'un calcul FEM monodisperse, pour lequel la masse a été partagée également entre les sections. Lorsque l'état stationnaire est atteint, les moyennes sont calculées sur 200 ms.

8.3 Analyse de l'écoulement multi-fluide

8.3.1 Phase liquide totale

La phase liquide totale est définie comme la somme des différentes sections :

$$m_l^{tot} = \sum_{p=1}^N m_l^{(p)} \quad (8.1)$$

$$n_l^{tot} = \sum_{p=1}^N n_l^{(p)} \quad (8.2)$$

$$U_{l,i}^{tot} = \frac{\sum_{p=1}^N n_l^{(p)} U_{l,i}^{(p)}}{n_l^{tot}} \quad (8.3)$$

$$\delta\Theta_l^{tot} = \frac{\sum_{p=1}^N n_l^{(p)} \delta\Theta_l^{(p)}}{n_l^{tot}} \quad (8.4)$$

$$D_{10} = \frac{\sum_{p=1}^N n_l^{(p)} d^{(p)}}{n_l^{tot}} \quad (8.5)$$

Pour des comparaisons avec les résultats PDA, les vitesses et l'énergie décorrélée de la phase totale sont obtenues par une moyenne pondérée par le nombre de gouttes.

La figure 8.1 montre les champs moyens de fraction volumique, de nombre de gouttes, de température et de diamètre moyen (D_{10}) de la phase liquide totale. Le champ de fraction volumique indique clairement que le liquide persiste dans toute la chambre de combustion et, comme dans les expérimentations, impacte les parois de la chambre. Il y a très peu de gouttes dans les zones de recirculation de la phase gazeuse (zone centrale et zones de coin), ce qui est logique vu que les gouttes sont éjectées des zones de forte vorticité. La cor elation entre le champ de densité en nombre de gouttes et le champ de fraction volumique est intéressante. En effet, il existe des zones avec beaucoup de gouttes, mais une faible fraction volumique, et inversement. Cela permet de situer les zones d'accumulation de petites gouttes et de grosses gouttes. En aval de l'écoulement, proche de la sortie de la chambre, la fraction volumique est non négligeable, mais le nombre de gouttes est faible. Les grosses gouttes, faiblement influencées par le gaz et n'ayant pas eu le temps de s'évaporer, sont seules à atteindre cette zone. A contrario juste à la sortie du swirler près des parois de la chambre, on remarque une accumulation de gouttes, avec une fraction volumique très modérée. Ce sont ici les petites gouttes, très fortement influencées par le gaz qui se sont accumulées sur la paroi. Cette accumulation est certes qualitativement correcte (un film liquide est observé dans l'expérience), mais reste mal modélisé par la méthode qui ne permet pas de calculer le rebond des gouttes aux parois. Cela conduit à une surestimation de l'accumulation de gouttes sur les parois.

Le champ de température liquide montre que le temps de chauffage de la phase liquide est très long.

En effet, la phase liquide totale n'atteint la température wet-bulb¹ que loin en aval de l'injection. Cela est dû aux différences des temps de chauffage de chaque section. Les petites gouttes chauffent et s'évaporent beaucoup plus vite que les grosses. Elles disparaissent donc très vite, et il ne reste que les gouttes qui n'ont pas eu le temps d'atteindre leur température maximale et de s'évaporer.

Le champ de diamètre moyen de la phase totale confirme les observations faites plus haut. On observe bien la présence des grosses gouttes en aval de l'écoulement, là où les petites gouttes sont plutôt en amont. On observe aussi la présence de petites gouttes uniquement dans la zone de recirculation de coin de la phase gazeuse, et une accumulation de grosses gouttes juste à la sortie du swirler. Des explications sur ces accumulations seront données dans la section 8.3.3.

On s'intéresse maintenant à la cinétique de l'écoulement total. Sur la figure 8.2 sont représentés les champs moyens de vitesse axiale, d'énergie cinétique, d'énergie turbulente et d'énergie décorrélée de la phase liquide totale :

$$E_{kin}^{tot} = \frac{1}{2} \left(\langle U_{l,1}^{tot} \rangle^2 + \langle U_{l,2}^{(p)} \rangle^2 + \langle U_{l,3}^{tot} \rangle^2 \right) \quad (8.6)$$

$$E_{turb}^{tot} = \frac{1}{2} \left(\langle U_{l,1}^{tot,RMS} \rangle^2 + \langle U_{l,2}^{(p),RMS} \rangle^2 + \langle U_{l,3}^{tot,RMS} \rangle^2 \right) \quad (8.7)$$

avec :

$$U_{l,i}^{tot,RMS} = \sqrt{\langle (U_{l,i,tot})^2 \rangle - \langle U_{l,i}^{tot} \rangle^2} \quad (8.8)$$

Contrairement à la phase gazeuse, la zone de recirculation centrale, matérialisée par l'isocontour de vitesse axiale nulle, ne démarre pas à la sortie du swirler, mais beaucoup plus en aval de l'écoulement. Cependant, la zone de recirculation de coin du liquide ressemble beaucoup à celle du gaz. Cela est dû aux grosses gouttes qui vont au centre de l'écoulement, en s'adaptant très lentement à la vitesse du gaz, alors que les petites gouttes vont à la périphérie, en s'adaptant rapidement à la vitesse du gaz. Les champs d'énergies montrent bien l'importance de la turbulence, moins grande pour la phase gazeuse, en raison de l'inertie de la phase liquide. De plus, la part importante d'énergie décorrélée justifie l'utilisation d'une modélisation RUM.

Analyse par section

Après avoir analysé le comportement de la phase liquide totale, on s'intéresse au comportement par section. On se limitera à l'observation de trois sections de l'écoulement : 15 – 30 μ m, 60 – 75 μ m et 135 – 150 μ m. Ces trois sections correspondent aux petites, moyennes et grosses gouttes de l'écoulement. Pour les petites gouttes, la section 0 – 15 μ m n'a pas été utilisée, étant donné le faible nombre de gouttes la constituant.

1. La température wet-bulb est la température maximale que peut atteindre la goutte, à laquelle l'évaporation suit la loi du d^2 .

Sur la figure 8.3, la répartition moyenne de liquide, en densité de gouttes et en fraction volumique est visualisée pour chaque section. Les petites gouttes ont une fraction volumique négligeable, et c'est l'inverse pour grosses gouttes. Les gouttes moyennes ont un comportement intermédiaire. Les observations précédentes sur la répartition des gouttes dans la chambre sont confirmées : les grosses gouttes se retrouvent autour et en aval de la zone de recirculation, et les petites gouttes s'accumulent près de la paroi du fond de chambre, en raison de la recirculation de coin.

Sur la figure 8.4, on s'intéresse aux énergies cinétiques moyenne, turbulente et décorrélée par section :

$$E_{kin}^{(p)} = \frac{1}{2} \left(\langle U_{l,1}^{(p)} \rangle^2 + \langle U_{l,2}^{(p)} \rangle^2 + \langle U_{l,3}^{(p)} \rangle^2 \right) \quad (8.9)$$

$$E_{turb}^{(p)} = \frac{1}{2} \left(\langle U_{l,1}^{(p),RMS} \rangle^2 + \langle U_{l,2}^{(p),RMS} \rangle^2 + \langle U_{l,3}^{(p),RMS} \rangle^2 \right) \quad (8.10)$$

avec :

$$U_{l,i}^{(p),RMS} = \sqrt{\langle U_{l,i}^{(p)} \rangle^2 - \langle U_{l,i}^{(p)} \rangle^2} \quad (8.11)$$

Le comportement cinétique est complètement différent pour chaque section. Les petites gouttes présentent une répartition d'énergie cinétique similaire à celle du gaz, avec des fortes vitesses, et une faible dispersion. Le niveau d'énergie cinétique turbulente est élevé, indiquant le caractère fortement turbulent de cette section, alors que le niveau d'énergie décorrélée est relativement faible, avec des valeurs maximales se situant dans la zone de cisaillement où les gouttes ne sont pas encore à l'équilibre à la vitesse du gaz (rappelons que le cisaillement produit de l'énergie décorrélée (Eq. 2.79)). L'énergie cinétique moyenne des grosses gouttes est faible par rapport aux petites gouttes. Le niveau d'énergie turbulente est négligeable, alors que l'énergie décorrélée est relativement importante. Ce comportement est en accord avec le caractère très inertiel des grosses gouttes. L'énergie décorrélée est proportionnelle au temps de relaxation des particules (ce qui est exprimé par la modélisation de la viscosité RUM $\nu_{RUM} = \tau_p \delta \Theta_l / 3$). Enfin, les gouttes moyennes présentent des énergies cinétiques intermédiaires.

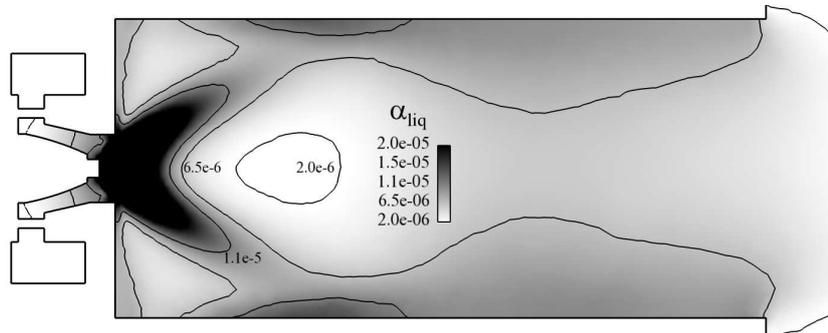
La figure 8.5 illustre le comportement des modèles : visualisant le ratio entre la viscosité due au mouvement décorrélé (ν_{RUM}) et la viscosité de sous-maille ($\nu_{TURB,spf}$), et le ratio entre la pression du mouvement décorrélé (P_{RUM}) et la pression de sous-maille du liquide ($P_{TURB,spf}$). Notons la différence des échelles pour chaque section. Pour les petites gouttes, la viscosité RUM et la pression RUM sont faibles par rapport à la viscosité et la pression de sous-maille. Pour les grosses gouttes, c'est l'inverse, alors que pour les gouttes moyennes, les deux contributions sont importantes. Ce point est intéressant par rapport aux résultats des travaux de Sanjosé [2009] avec l'approche FEM monodisperse, où la modélisation de sous-maille est toujours négligeable devant la modélisation RUM. Le FEMM montre que les effets des modélisations RUM et sous-maille sont tous importants et dépendent de la taille.

Écoulement proche injecteur et comportement aux parois

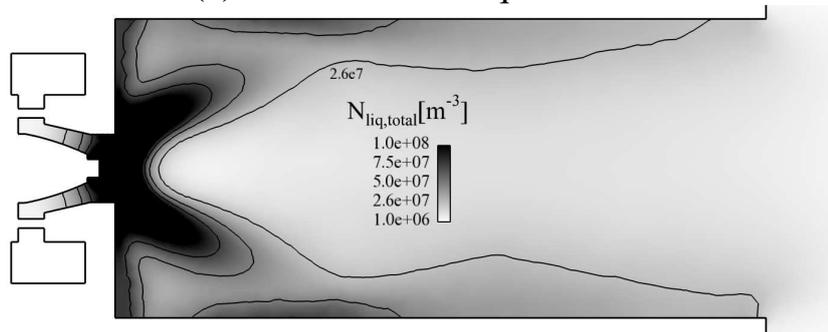
La configuration simulée dans ce travail présente deux problématiques particulières : l'écoulement proche injecteur et le comportement aux parois. Le premier est lié au maillage et le second est lié au formalisme.

La Figure 8.6 montre une coupe de fraction volumique en zone proche injecteur pour la première et la dernière section. Le maillage est aussi représenté. Malgré le fait que ce soit la zone la plus raffinée de tout le maillage, seulement une dizaine de cellules décrivent la surface d'injection. Cela conduit à "diffuser" numériquement la fraction volumique, notamment vers l'axe de la chambre. Cet effet de diffusion est sensible aussi bien pour les grosses gouttes que pour les petites gouttes. Cependant les petites gouttes, faiblement inertielles, sont très rapidement entraînées par le gaz, ce qui limite l'effet de la diffusion. Par contre, les grosses gouttes, fortement inertielles, vont plus subir l'effet de la diffusion. Le résultat est que une partie du flux des grosses gouttes est "piégée" sur l'axe de la chambre, et augmente donc fortement le diamètre moyen dans cette zone.

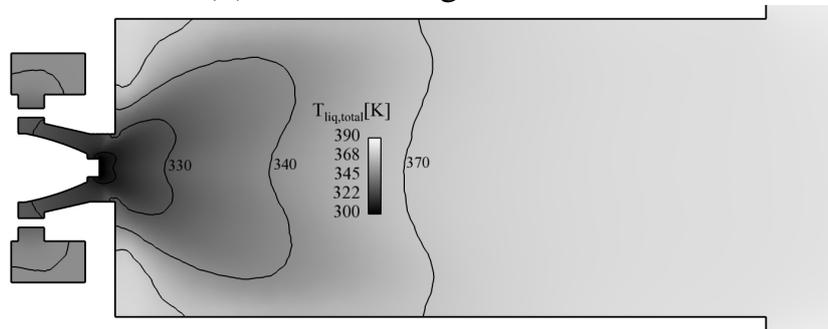
La problématique du comportement aux parois est tout autre. Les expériences de Garcia-Rosa [2008] ont montré que le jet liquide impactait sur la paroi. Dans les modélisations eulériennes, la prise en compte d'interactions gouttes-parois de type rebond n'est possible que pour le transport d'un grand nombre de moments supplémentaires, comme dans Schneider et al. [2010]. Ici, le traitement à la paroi se limite à une annulation de la composante normale, sans modification de la vitesse tangentielle. La figure 8.7 montre l'écoulement correspondant à la phase liquide totale sur une paroi latérale et sur le fond de chambre. Les trajectoires représentées sont "fictives", puisque ce sont des lignes de courant construites avec les composantes axiales et radiales de la vitesse. En fonction du point de départ de l'élément fluide, celui-ci pourra sortir du domaine en passant par la périphérie de la recirculation centrale, ou impacter la paroi et sortir du domaine en la longeant, ou encore être capturé par la recirculation de coin. De plus, certaines "pseudo-trajectoires" peuvent impacter la paroi, la longer jusqu'au fond de chambre, puis revenir dans l'écoulement au niveau du swirler. Ce comportement peut s'apparenter à la physique d'un film liquide ruisselant sur une paroi, mais on ne peut qualifier cette modélisation de prédictive. La prise en compte des interactions gouttes-parois est donc un développement nécessaire, mais hors de l'objectif de cette thèse. Les simulations lagrangiennes de Senoner [2010] prennent en compte ces interactions goutte-paroi par un modèle de rebond élastique, mais cela ne devra pas trop avoir d'influence sur les diagnostics proposés ici, les mesures étant toutes effectuées avant la zone de rebond. Par contre, cela peut fortement influencer sur la répartition de liquide en aval de la zone d'impact.



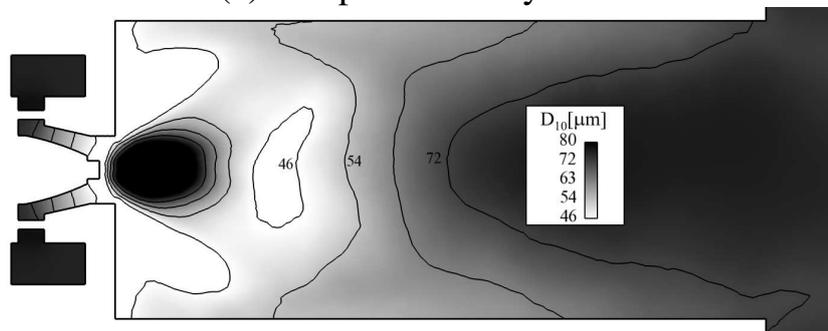
(a) Fraction volumique totale



(b) Nombre de gouttes total

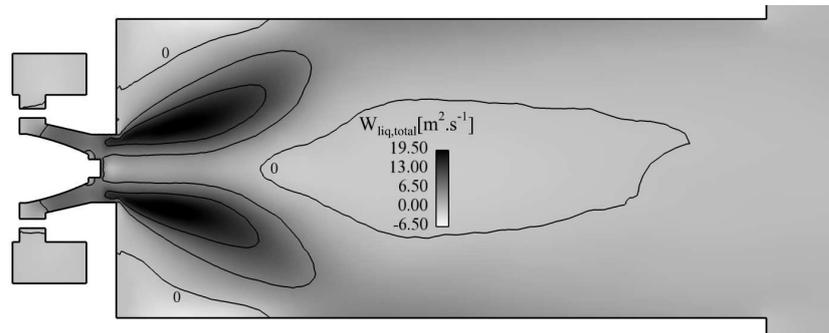


(c) Température moyenne

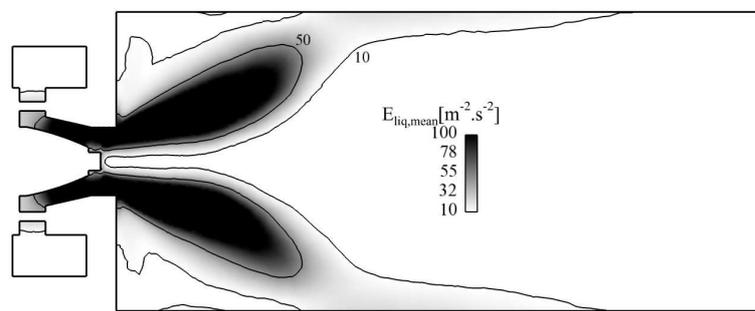


(d) Diamètre moyen (D10)

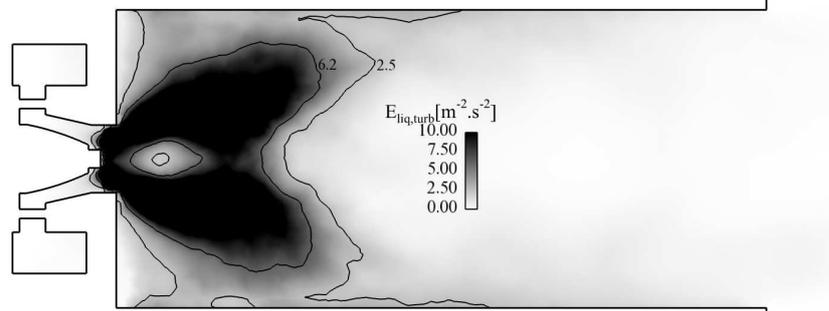
FIGURE 8.1 – Coupe longitudinale des champs moyens de la phase liquide totale : fraction volumique (a), densité en nombre de gouttes (b), température (c) et D10 (d).



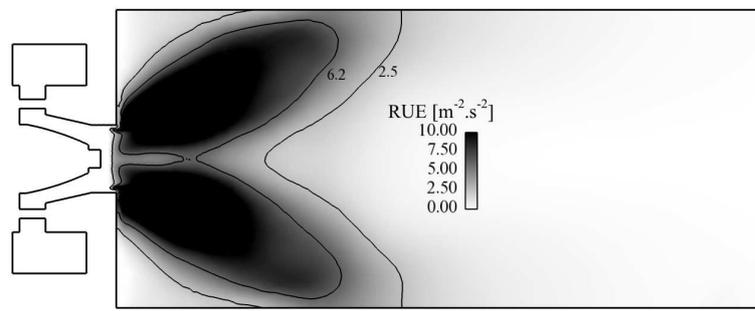
(a) Vitesse axiale moyenne



(b) Énergie cinétique moyenne



(c) Énergie cinétique turbulente moyenne



(d) Énergie décorrélée moyenne

FIGURE 8.2 – Coupe longitudinale des champs moyens de la phase liquide totale : vitesse axiale (a), énergie cinétique (b), énergie cinétique turbulente (c), et énergie décorrélée (d).

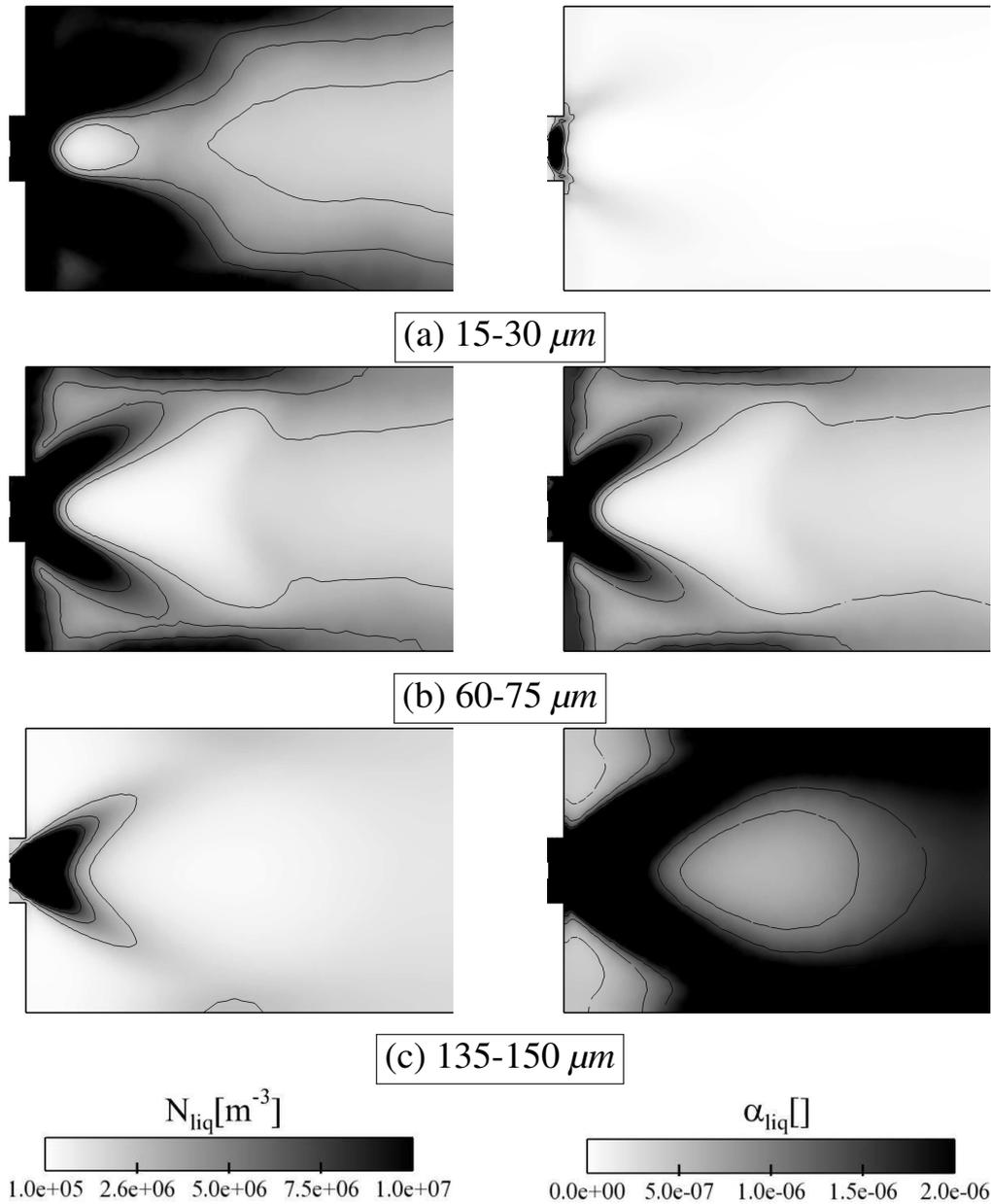


FIGURE 8.3 – Coupe longitudinale de champs moyens pour les sections 15 – 30 μm (a), 60 – 75 μm (b) et 135 – 150 μm (c) : densité en nombre de gouttes (gauche) et fraction volumique (droite).

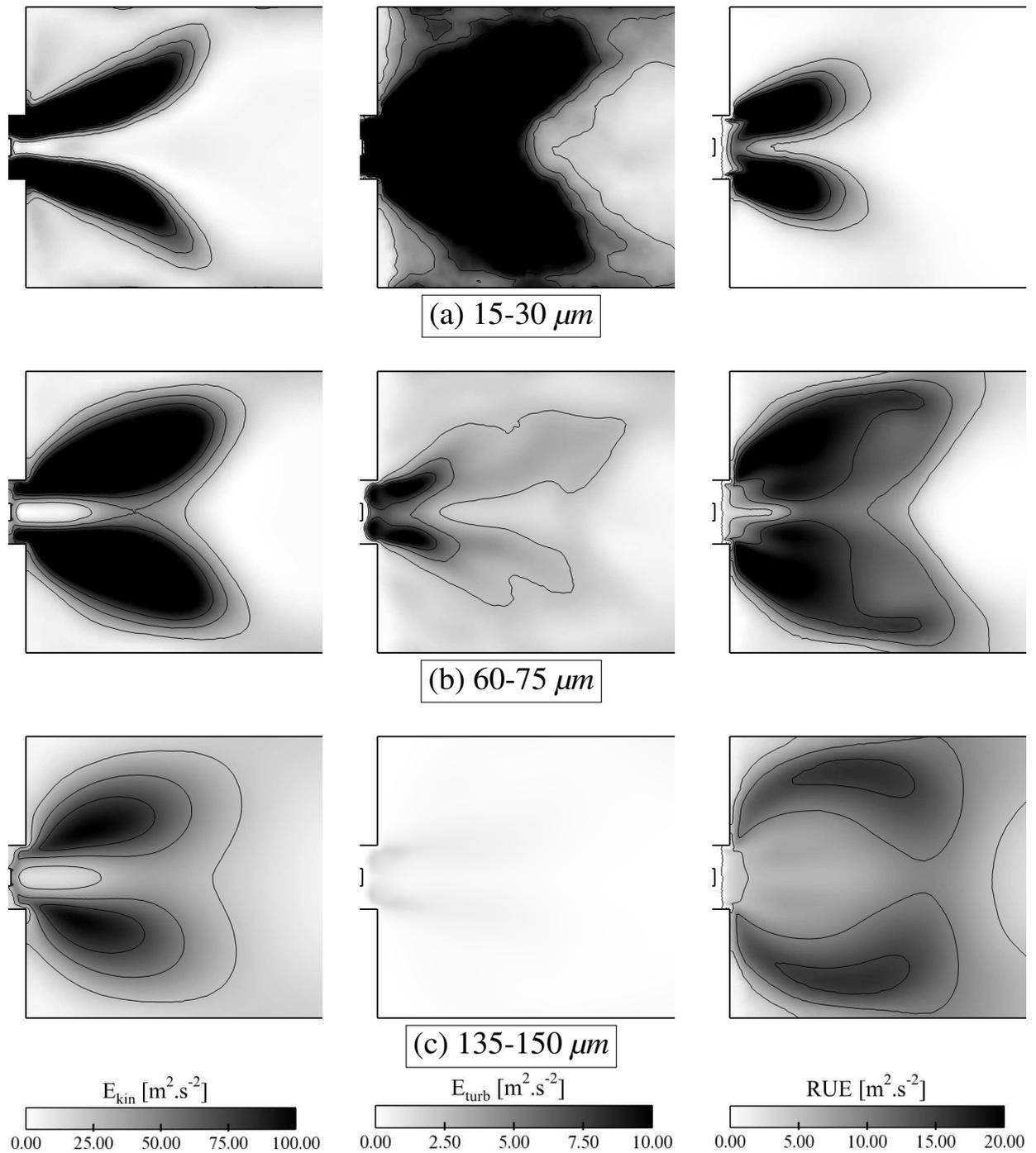


FIGURE 8.4 – Coupe longitudinale de champs moyens pour les sections 15 – 30 μm (a), 60 – 75 μm (b) et 135 – 150 μm (c) : énergie cinétique (gauche), énergie turbulente (centre) et énergie décorrélée (droite).

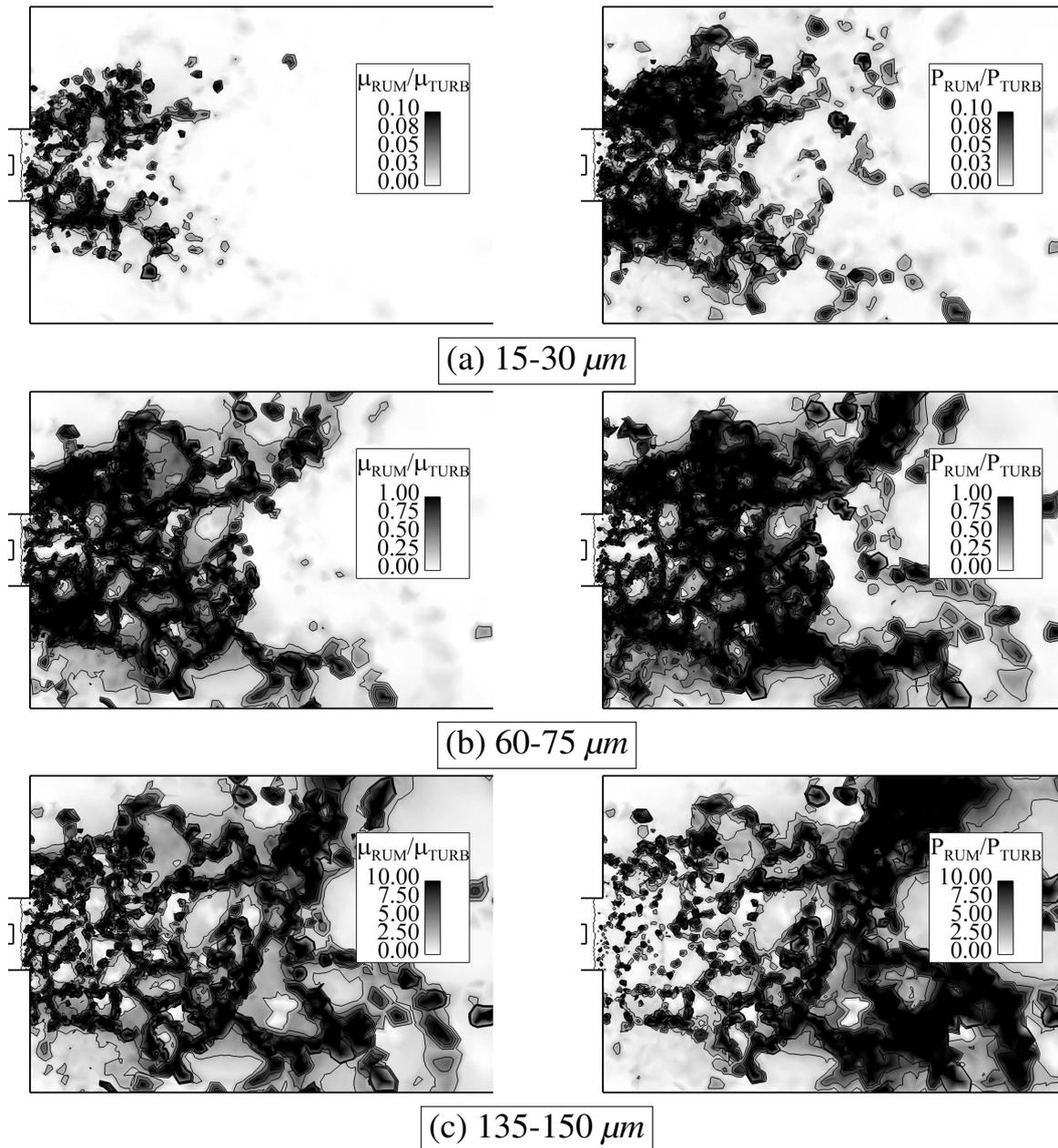


FIGURE 8.5 – Coupe longitudinale de champs moyens pour les sections 15-30 μm (a), 60-75 μm (b) et 135-150 μm (c) : ratio de la viscosité RUM sur la viscosité turbulente (gauche) et ratio de la pression RUM sur la pression de sous-maille (droite).

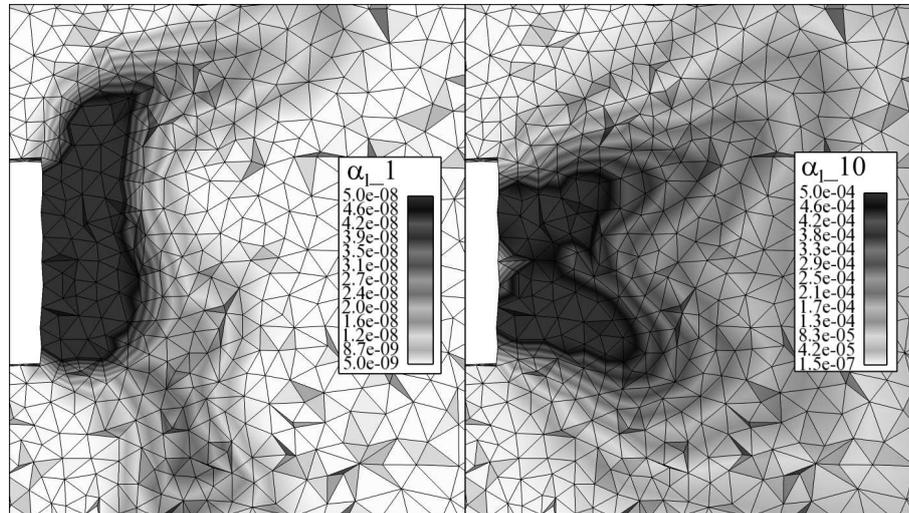


FIGURE 8.6 – Coupe longitudinale instantanée de fraction volumique de la section 0 – 15 μm (gauche) et la section 135 – 150 μm (droite) classe, à la sortie de l'injecteur, avec la visualisation du maillage.



FIGURE 8.7 – Coupe longitudinale de fraction volumique totale moyenne dans la zone proche paroi, et pseudo-lignes de courant décrivant le mouvement axial et radial de la phase liquide totale.

8.4 Comparaison à l'expérience et aux autres approches

8.4.1 Fraction volumique de liquide

On compare sur la figure 8.8 les champs de fraction volumique moyenne obtenus avec le FEMM, le FEM et l'approche lagrangienne (EL). Globalement les trois approches donnent des structures similaires : impact à la paroi, zones de vide et de recirculation. Avec le FEM monodisperse, le liquide est complètement évaporé après la zone d'impact à la paroi, alors que les deux approches polydisperses ont une fraction volumique en sortie, plus grande pour le FEMM. Ceci peut être relié à la diffusion dans l'espace des tailles que subit le FEMM, qui a tendance à maintenir plus de gouttes dans les sections à gros diamètre.

8.4.2 Vitesses moyennes

La figure 8.9 compare les vitesses axiales moyennes obtenues par mesure et par les trois approches. Les trois approches de modélisation reproduisent la même forme des profils, mais quelques différences apparaissent. Sur le profil à 6mm, le FEM, monodisperse, est en très bon accord avec l'expérience. Le FEMM et l'EL, tous deux polydisperses, sous-estiment de la même manière la vitesse axiale au centre, et les pics de vitesse axiale sont surestimés par l'EL alors que le FEMM est en accord avec l'expérience. Sur le profil à 26mm, la vitesse au centre n'est bien capturée que par le FEM : Le FEMM la surestime et l'EL la sous-estime en raison d'une probabilité trop importante de petites gouttes (voir section 8.4.4 sur les densités de probabilité). Le maximum est capturé par les trois approches. La position de la zone de recirculation de coin (vitesse axiale inférieure à 0) n'est bien capturée que par les approches FEMM et EL (à 48mm de l'axe environ pour le FEMM et l'EL, à 38mm pour le FEM). Enfin sur le profil à 56mm, le maximum n'est bien prédit que par le FEM. La zone centrale est correcte pour les trois approches. La position de la recirculation externe est là encore mieux prédite par le FEMM et l'EL (58mm de l'axe), que par le FEM (50mm de l'axe).

La figure 8.10 compare les vitesses radiales moyennes. Cette fois-ci, seul le FEMM reproduit la forme expérimentale des profils pour toutes les positions. Sur le profil à 6mm, le FEMM et le FEM sont en accord avec l'expérience, et l'EL surestime la vitesse. La zone externe, pour laquelle il n'y a pas de résultats expérimentaux, est reproduite avec la même forme pour les trois approches, mais avec des valeurs différentes. Le profil à 26mm n'est parfaitement capturé par aucune approche, mais l'approche FEMM est proche du profil expérimental, décalant le maximum de 5mm environ, et ayant un maximum plus faible. Le FEM est proche du FEMM et de l'expérience pour la partie centrale, mais inverse fortement la vitesse pour la partie externe. L'EL est proche du FEMM dans la zone externe, mais présente un comportement surprenant dans la zone centrale, où un maximum local non-conforme apparaît, qui n'existe pas dans les résultats expérimentaux. Le profil à 56mm est prédit de la même manière par le FEM et le FEMM : le maximum est sous-estimé mais bien positionné. L'EL sous-estime

et décale un peu ce maximum, et présente toujours un maximum local non conforme à l'expérience dans la partie centrale.

Enfin, la figure 8.11 compare les vitesses orthoradiales moyennes. Les trois approches reproduisent la forme des profils à toutes les positions. Sur le profil à 6mm, seul le FEM est en très bon accord avec l'expérience, le FEMM et l'EL surestimant la vitesse. Sur le profil à 26mm, l'EL capture très bien le profil, là où les deux approches eulériennes décalent et sous-estiment le maximum. Sur le profil à 56mm, les trois approches ne reproduisent pas la zone centrale, mais seules les approches FEMM et EL capturent le profil dans la zone externe.

L'analyse des vitesses moyennes sera complétée par les distributions de taille de goutte (section 8.4.4) et les statistiques par section (section 8.4.5).

8.4.3 Fluctuations de vitesse

Comme précisé dans les travaux de Sanjosé [2009], les fluctuations de vitesse liquide données par le FEM sont obtenues par addition de la valeur résolue et d'une contribution de l'énergie décorrélée. Cette contribution est définie en supposant l'isotropie des vitesses décorrélées ($\delta c_{p,i} = \sqrt{2/3 \cdot \delta \Theta_l}$). Cette hypothèse est forcément restrictive, la structure des vitesses décorrélées n'étant pas nécessairement isotrope, mais conduit à une bonne approximation des fluctuations dues au mouvement décorrélé.

La figure 8.12 compare les RMS de vitesse axiale. L'approche FEMM est globalement en bon accord avec l'expérience sur les trois profils. Le FEM prédit une forme correcte mais sous-estime les RMS pour les profils à 26 et 56 mm. Sur le profil à 6 mm, l'approche qui donne le meilleur accord avec l'expérience est le FEM, suivi du FEMM qui surestime légèrement les RMS au bord du spray. L'EL donne des pics très prononcés et surestime le maximum. A 26 mm, l'EL est en très bon accord avec l'expérience en périphérie, mais surestime encore très fortement grandement les RMS dans la zone centrale. Pour le profil à 56 mm, les deux approches polydisperses sont proches.

Pour les RMS de vitesse radiale (figure 8.13), c'est encore l'approche FEMM qui donne globalement les meilleurs résultats. Le profil à 6mm surestime le maximum (comme l'EL) mais les profils à 26 et 56 mm sont en très bon accord avec les mesures. Le FEM est très bon à 6 mm, puis sous-estime les RMS à 26 et 56 mm, avec toutefois la bonne forme de profil. Enfin, l'EL capture bien les RMS dans la zone extérieure, mais les surestime grandement dans la zone centrale.

Enfin les RMS de vitesse orthoradiale sont tracés figure 8.14. Le FEMM est ici moins performant. Sur le profil à 6mm, le FEM est toujours en très bon accord avec les mesures, l'EL surestime le maximum mais prédit bien la forme du profil, alors que le FEMM surestime les RMS sur l'ensemble du profil, y compris en périphérie du spray. Cette différence en périphérie du spray se retrouve sur le profil à 26mm, où le FEMM donne des niveaux trop élevés. Le FEM et l'EL capturent des RMS équivalentes en périphérie du spray. Le FEM les sous-estime dans la zone centrale, là où l'EL les surestime. Enfin, sur le

profil à 56mm, les trois approches souffrent. La forme du profil n'est capturée que par l'EL, mais avec des niveaux trop importants en périphérie. Les approches eulériennes quant à elles ne capturent pas du tout le profil. Une cause possible de ces différences est donnée ci-après.

L'étude des RMS de la phase liquide obtenue par le FEMM est complétée par l'analyse des contributions dues au mouvement décorrélé, et à la fluctuation du mouvement moyen, tracées sur les figures 8.15, 8.16 et 8.17. Les deux contributions sur les vitesses axiales et radiales ont la même forme de profil (mêmes variations et positions des maxima) et des niveaux similaires. Pour la vitesse orthoradiale (figure 8.17), les deux contributions ont des profils plus différents et un niveau légèrement supérieur pour le RUM. Ceci pourrait s'expliquer par l'hypothèse d'isotropie de la contribution RUM. En effet, le mouvement décorrélé dépend du cisaillement, et Masi [2010] a montré que le tenseur de déformation S_{ij} et le tenseur d'ordre 2 de l'équation de quantité de mouvement ($R_{p,ij}$) sont relativement alignés. Pour poursuivre l'analyse, on s'intéresse au paramètre s^* :

$$s^* = -3\sqrt{6} \frac{\lambda_1 \lambda_2 \lambda_3}{(\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2)^{3/2}} \quad (8.12)$$

où $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ sont les valeurs propres du tenseur S_{ij}^* . Ce paramètre proposé par Lund and Rogers [1994] est borné entre -1 et 1 , et permet de caractériser le tenseur : si $s^* = -1$, une valeur propre est dominante, et si $s^* = 1$, deux valeurs propres sont dominantes. Pour ces deux valeurs extrêmes, le tenseur présente une ou deux directions privilégiées (associées aux vecteurs propres). Sur la figure 8.18, on peut voir que s^* atteint régulièrement des valeurs de 1 ou -1 , confirmant le fait que le tenseur de cisaillement a une direction privilégiée. Comme le tenseur de second ordre des contraintes décorrélées est relativement aligné avec le tenseur de cisaillement, les contraintes ne seront certainement pas isotropes, et les vitesses décorrélées non plus. Pour produire une analyse plus fine des RMS, il faudrait donc reconstruire les composantes de la vitesse décorrélée sans l'hypothèse d'isotropie. Ceci n'a pas été fait dans ce travail, et cette éventualité devra être étudiée dans les prochains travaux sur cette configuration.

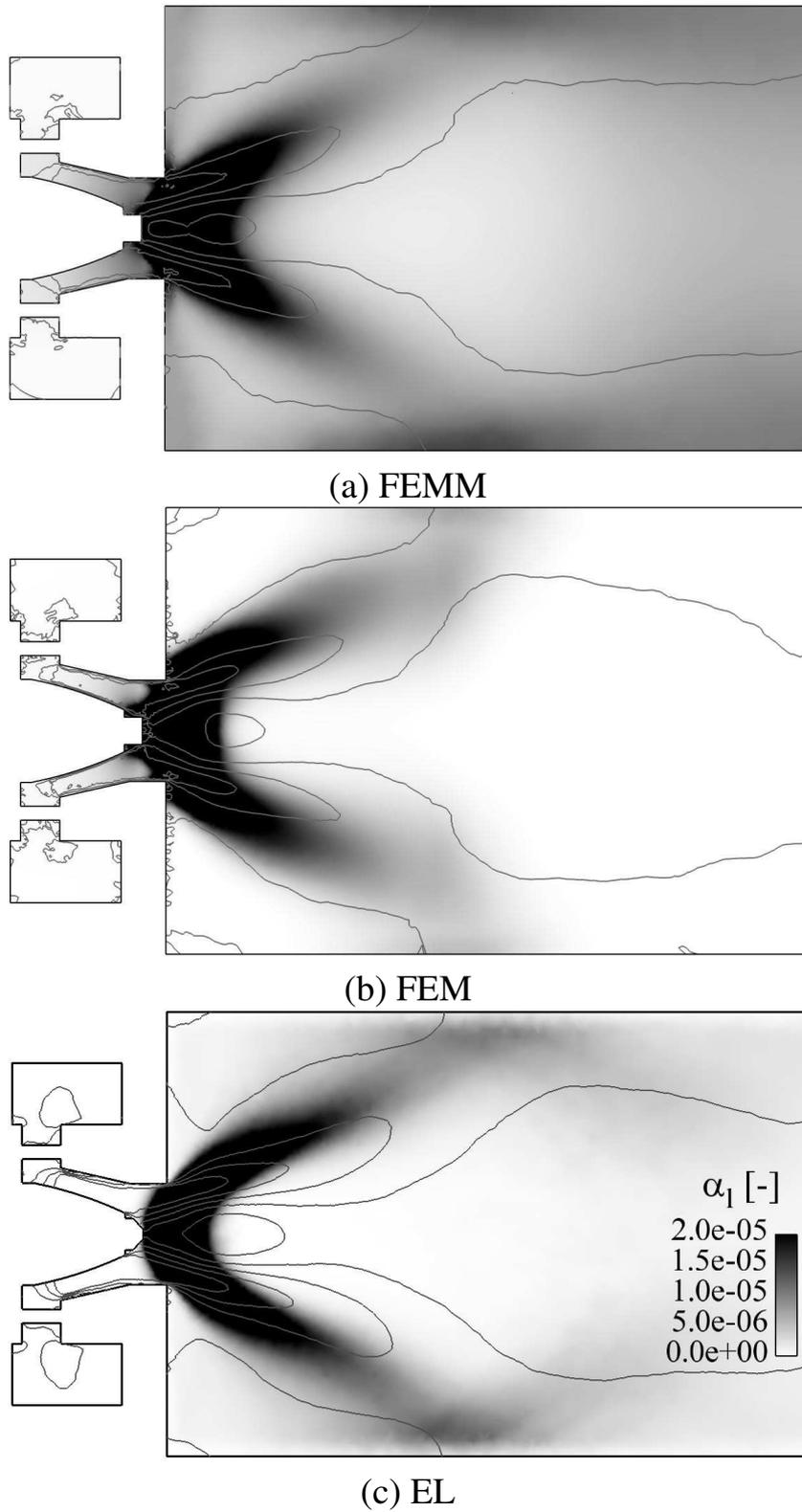


FIGURE 8.8 – Coupe longitudinale de fraction volumique totale moyenne : comparaison entre FEMM (a), FEM (b) et EL (c).

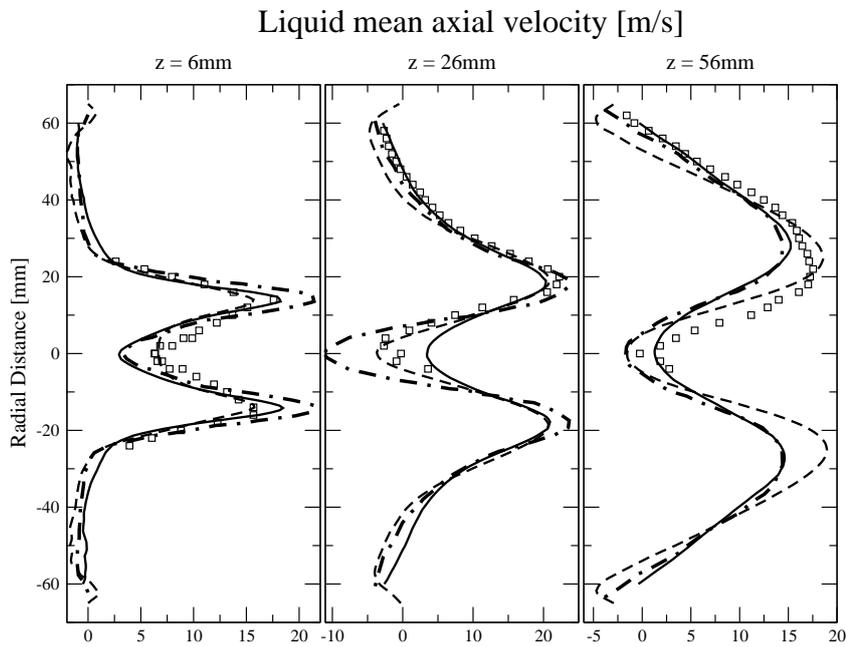


FIGURE 8.9 – Profils de vitesse axiale du liquide à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre : expérience (carrés), FEMM (ligne continue), FEM (ligne tiretée) et EL (ligne point-tiretée).

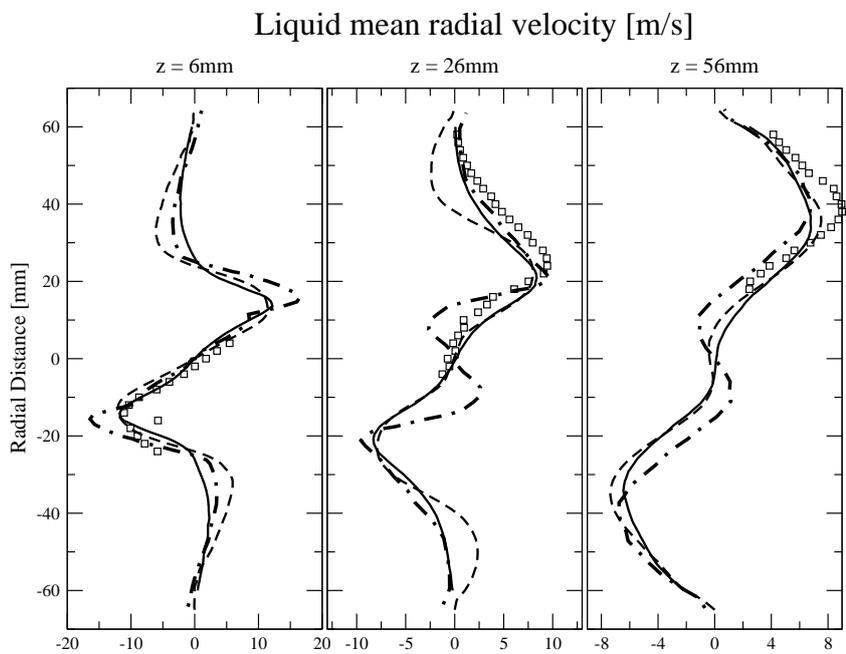


FIGURE 8.10 – Profils de vitesse radiale du liquide à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre : expérience (carrés), FEMM (ligne continue), FEM (ligne tiretée) et EL (ligne point-tiretée).

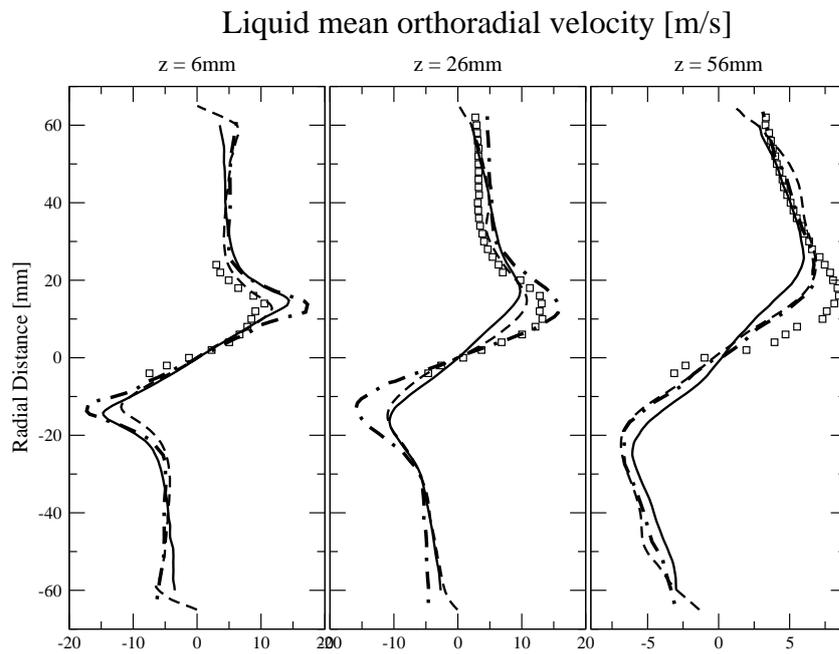


FIGURE 8.11 – Profils de vitesse orthoradiale du liquide à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre : expérience (carrés), FEMM (ligne continue), FEM (ligne tiretée) et EL (ligne point-tiretée).

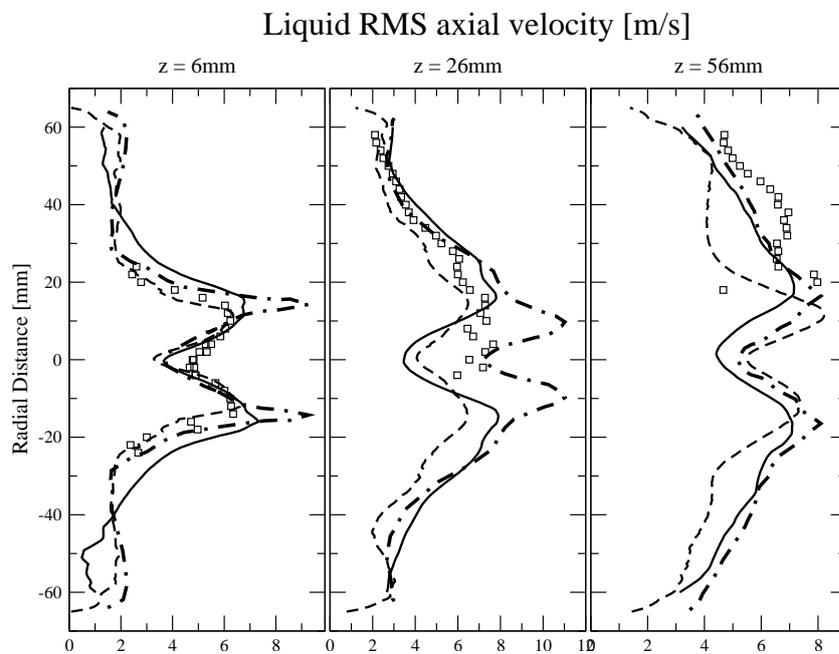


FIGURE 8.12 – Profils de RMS de vitesse axiale du liquide à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre : expérience (carrés), FEMM (ligne continue), FEM (ligne tiretée) et EL (ligne point-tiretée).

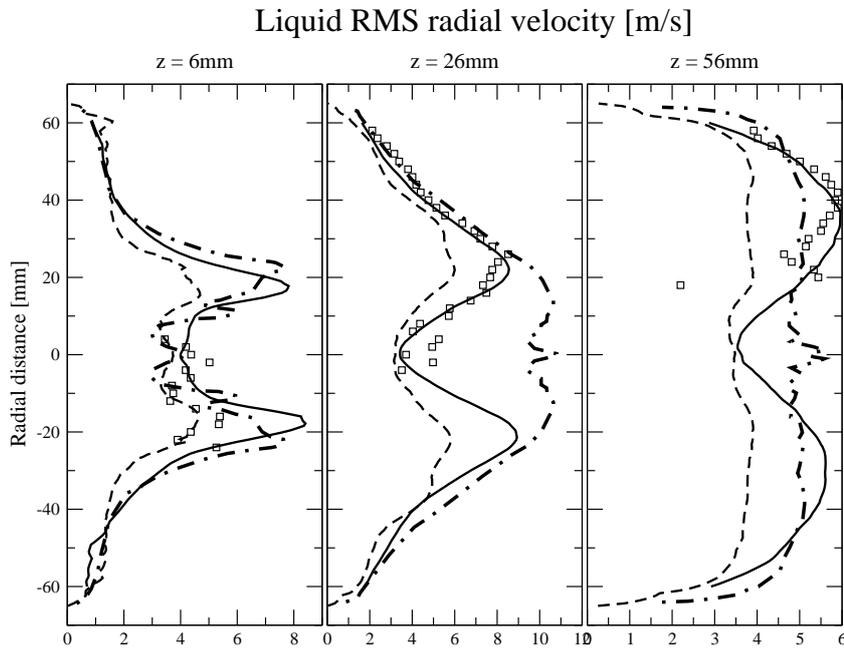


FIGURE 8.13 – Profils de RMS de vitesse radiale du liquide à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre : expérience (carrés), FEMM (ligne continue), FEM (ligne tiretée) et EL (ligne point-tiretée).

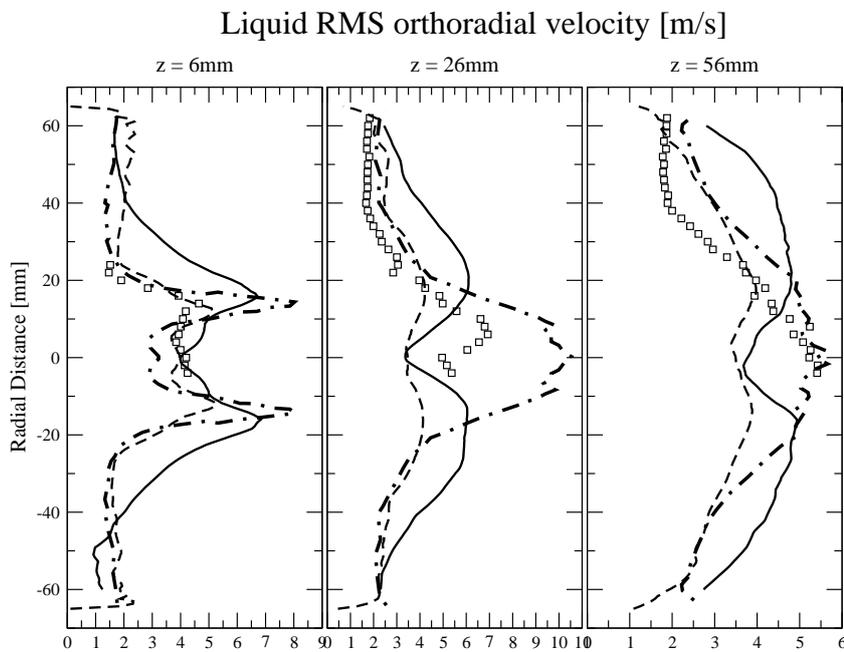


FIGURE 8.14 – Profils de RMS de vitesse orthoradiale du liquide à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre : expérience (carrés), FEMM (ligne continue), FEM (ligne tiretée) et EL (ligne point-tiretée).

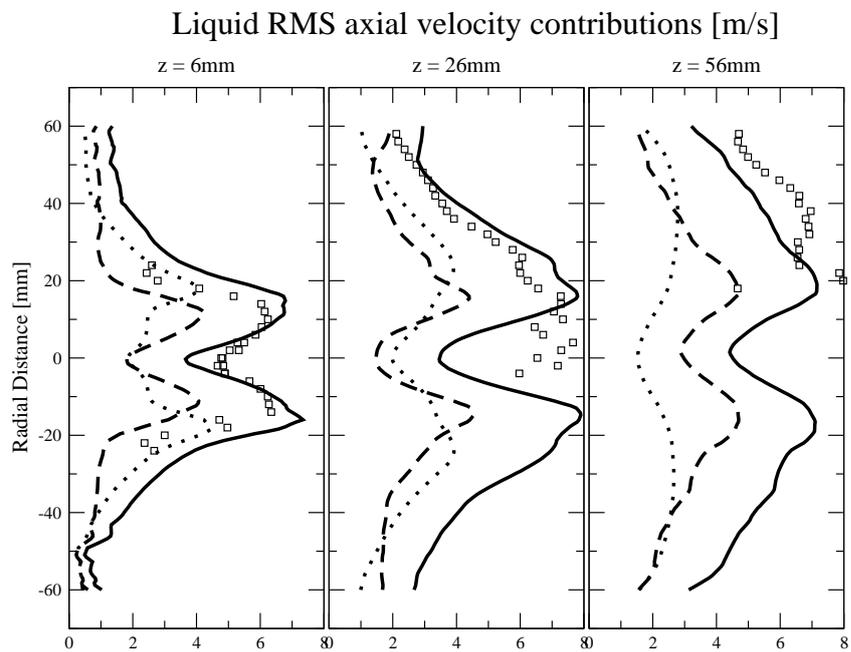


FIGURE 8.15 – Profils de RMS de vitesse axiale du liquide à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre pour le FEMM : RUM+RMS résolu (ligne continue), RMS résolu (ligne tiretée), et RUM (ligne pointillée).

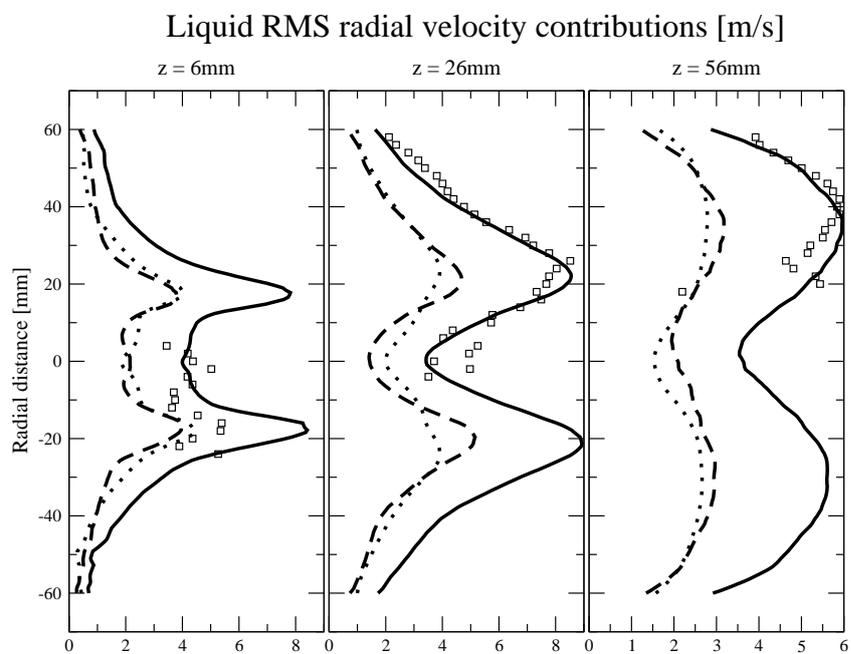


FIGURE 8.16 – Profils de RMS de vitesse radiale du liquide à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre pour le FEMM : RUM+RMS résolu (ligne continue), RMS résolu (ligne tiretée), et RUM (ligne pointillée).

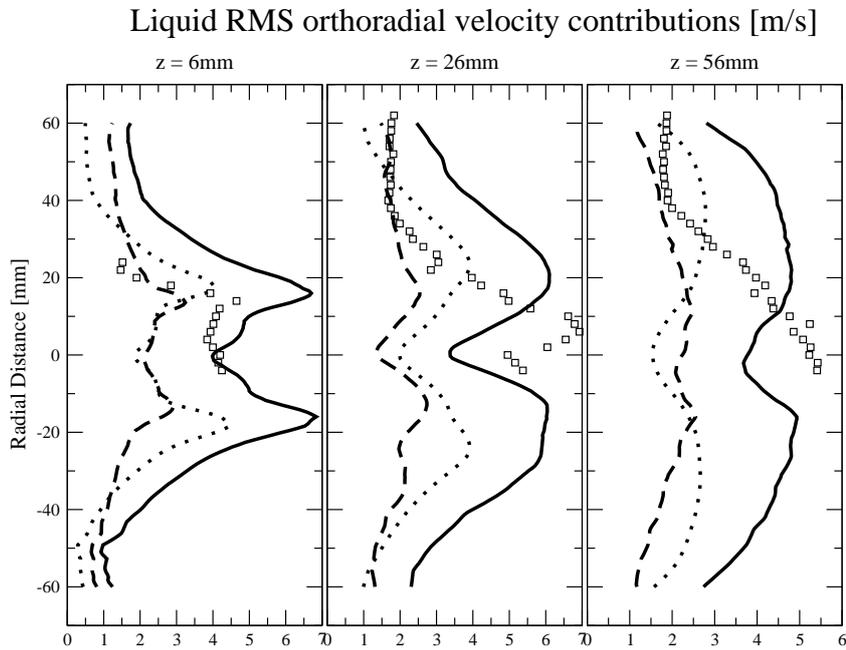


FIGURE 8.17 – Profils de RMS de vitesse orthoradiale du liquide à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre pour le FEMM : RUM+RMS résolu (ligne continue), RMS résolu (ligne tiretée), et RUM (ligne pointillée).

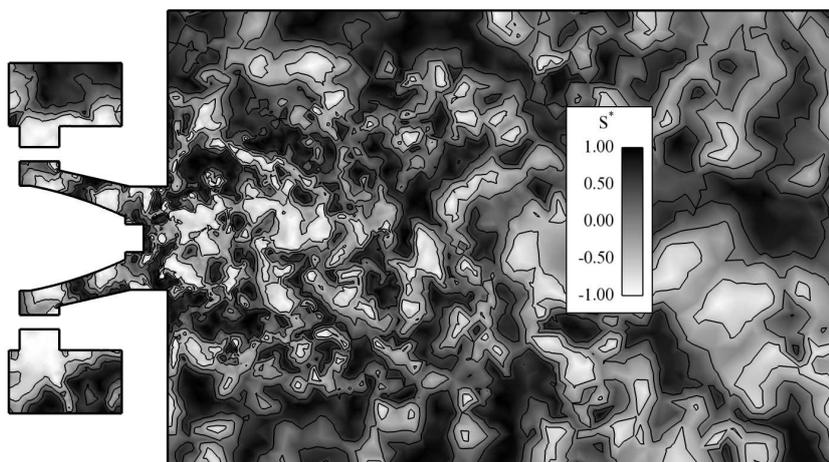


FIGURE 8.18 – Coupe longitudinale instantanée du paramètre s^* du tenseur de cisaillement de la phase liquide totale.

8.4.4 Distributions de taille de gouttes

Le FEM étant monodisperse en taille et en vitesse, il ne peut capturer de fdp. On compare donc la fdp du FEMM et de l'EL. Les fdp sont mesurées en huit points de l'écoulement, à 6, 26 et 56mm du fond de chambre : trois mesures sont effectuées sur l'axe, deux mesures sont effectuées dans le spray et trois en périphérie du spray. L'identification de chaque point de mesure est donnée dans le tableau 8.1 et montrée sur la figure 8.19.

La figure 8.20 montre les histogrammes et les profils reconstruits. A 6 mm, on remarque que le FEMM et l'EL ne capturent pas la fdp sur l'axe et dans le spray, mais la reproduisent bien en périphérie. De plus, le FEMM surestime le nombre de grosses gouttes sur l'axe et dans le spray, mais retrouve le pic de gouttes de l'EL, à environ $70\mu\text{m}$ (qui est cependant loin du pic expérimental). A 26mm, la fdp dans le spray est bien reproduite par le FEMM et l'EL. Les performances sont moins bonnes sur l'axe, mais ce point de mesure est dans une zone à très faible nombre de gouttes, et donc peu caractéristique de l'écoulement. Enfin, à 56mm, un bon accord entre le FEMM, l'EL et l'expérience est obtenu. Les deux approches de modélisation reproduisent bien la forme de la fdp, avec un pic correctement placé (sauf en S3). Une présence trop importante de grosses gouttes proche de l'axe persiste pour le FEMM, alors que l'EL ne prédit jamais l'existence de gouttes au delà de $120\mu\text{m}$. Ceci peut être dû à la difficulté d'obtenir des statistiques sur un ensemble de gouttes faible en nombre. La surestimation des grosses gouttes peut être dû au problème de maillage évoqué dans la section 8.3.3 et à la diffusion dans l'espace des tailles que subit le modèle multi-fluide.

8.4.5 Statistiques par section

Pour mieux appréhender le comportement du modèle polydisperse, il est utile de regarder les grandeurs pour chaque classe de goutte. Les vitesses axiales sont tracées figure 8.21 pour l'expérience, le FEMM et l'EL. A 6mm, le FEMM et l'EL donnent des résultats très semblables à l'expérience dans le spray et en périphérie, mais sont bien différents sur l'axe. En effet, les deux approches prévoient une vitesse négative pour les petites gouttes, alors que l'expérience montre une vitesse positive quasi-constante pour toutes les gouttes. Cela explique la sous-estimation de la vitesse axiale moyenne sur l'axe à 6 mm observée sur la figure 8.9 : la contribution négative des petites gouttes diminue fortement la vitesse moyenne. De plus, le FEMM et l'EL surestiment la vitesse des plus petites gouttes en B1, et seul le FEMM capture bien toute la fdp en S1. A 26mm, la vitesse axiale dans le spray (S2) est reproduite de manière identique par les deux approches, sous-estimant toutes deux la vitesse des grosses gouttes. Sur l'axe (A2) trop peu de gouttes sont disponibles pour les statistiques pour tirer une conclusion. A 56mm, les deux approches capturent plutôt bien les vitesses à la paroi (W3), et sous-estiment la vitesse des grosses gouttes dans le spray (S3). Les vitesses sur l'axe (A3) sont de nouveau difficilement interprétables, en raison du manque de gouttes pour les statistiques.

Concernant la vitesse radiale moyenne (figure 8.22), le FEMM et l'EL sont toujours assez proches et en bon accord avec l'expérience à 6 mm. Les vitesses sur l'axe sont à nouveau mal estimées par manque de gouttes. A 56mm, les vitesses sont globalement sous-estimées pour toutes les tailles par les deux approches, avec des résultats un peu meilleurs pour le FEMM.

Finalement, la vitesse orthoradiale moyenne est tracée figure 8.23. Là encore l'EL et le FEMM sont assez proches et en bon accord avec les mesures. La vitesse sur l'axe est mal reproduite du fait du manque de gouttes. Légèrement surestimée à 6 mm, la vitesse est plutôt sous-estimée à 56 mm. A 26 mm, la vitesse est surestimée pour les petites gouttes puis sous-estimée pour les plus grosses.

Globalement, les vitesses obtenues pour les grosses gouttes sont trop faibles par rapport aux mesures, ce qui explique que les vitesses moyennes (figures 8.9, 8.10 et 8.11) soit souvent sous-estimées. Ceci peut être attribué à plusieurs raisons : la méthode numérique, la modélisation RUM ou encore l'approche multi-fluide d'ordre 1.

La méthode numérique peut par diffusion numérique ralentir les gouttes. Les petites gouttes ne sont pas trop sensibles à ce phénomène, puisque la traînée les ramène rapidement à la vitesse du gaz. Par contre, les grosses gouttes conservent cette vitesse, et sont donc progressivement ralenties, l'écart entre les mesures et le FEMM augmentant avec la distance à l'injection.

La modélisation RUM agit aussi sur la phase liquide comme de la diffusion. Masi et al. [2010] a montré que les modèles de fermeture utilisés ici ne sont pas adaptés pour les écoulements cisailés, surestimant fortement la viscosité RUM (particulièrement pour les nombres de Stokes élevés). La vitesse moyenne peut donc être diminuée par cet effet, en affectant encore une fois principalement les grosses gouttes.

Enfin, l'approche multi-fluide d'ordre 1 diffuse elle aussi, mais dans l'espace des tailles, surestimant ainsi la présence de grosses gouttes. La vitesse de ces dernières étant sous-estimée en raison de la méthode numérique et de la modélisation RUM, les vitesses moyennes sont encore plus faibles.

8.4.6 Diamètre moyen

Sur la figure 8.24, sont comparés les profils de diamètre moyen D_{10} obtenus par les approches FEM, FEMM et EL à 6, 26 et 56mm du fond de chambre. Les résultats du FEM sont proches de l'expérience sur l'axe, mais sous-estiment beaucoup le D_{10} en périphérie. L'approche EL obtient une meilleure forme des profils, en particulier sur le dernier plan de mesure, mais les niveaux ne sont pas capturés. Finalement l'approche qui obtient les moins bons résultats est le FEMM, qui surestime beaucoup le D_{10} sur l'axe. Comme on a pu le voir précédemment, cet effet est dû à une accumulation de grosses gouttes sur l'axe de la chambre, mais aussi à l'influence des zones de vide, où le calcul eulérien définit un diamètre moyen non nul, (qui est ici de $75\mu\text{m}$). Sur l'axe où la charge est faible, le diamètre moyen augmentera donc naturellement. Ces conclusions sont soutenues par le fait que les valeurs de D_{10} sont correctes en

8.4 Comparaison à l'expérience et aux autres approches

périphérie. A ce stade, il est important de préciser que le diamètre moyen n'a pas la même importance dans un calcul FEMM que dans un calcul FEM. En effet, le FEM calcule directement le diamètre moyen dans chaque cellule, qui est utilisé pour le calcul de la traînée et de l'évaporation, alors que le FEMM reconstruit le diamètre moyen à partir de la fdp de taille. Les lois de traînée et d'évaporation ne voient donc jamais ce D10, mais uniquement le diamètre moyen de chaque section, qui est fixe. Comme il a été dit précédemment, cette surestimation du D10 peut être causé par la faible discrétisation de la condition d'injection, mais aussi par l'approche multi-fluide d'ordre 1 qui augmente artificiellement le nombre de grosses gouttes.

coordinate	A1	S1	B1	A2	S2	A3	S3	W3
axial (mm)	6	6	6	26	26	56	56	56
radial (mm)	0	8	14	0	20	0	40	58

TABLE 8.1 – Position des points de mesure des statistiques par taille.

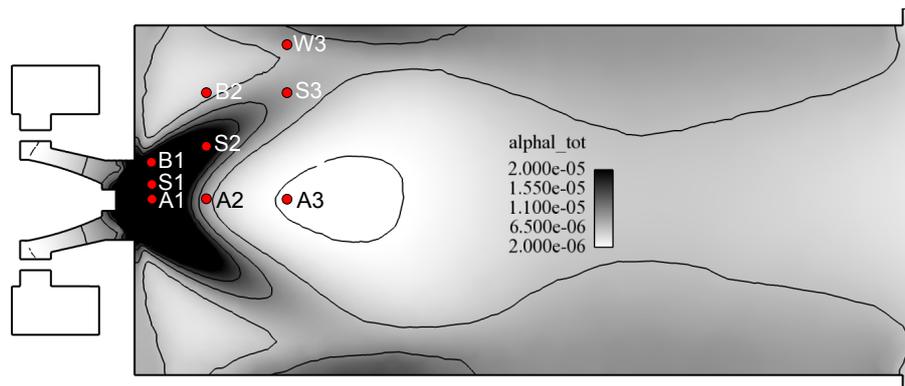
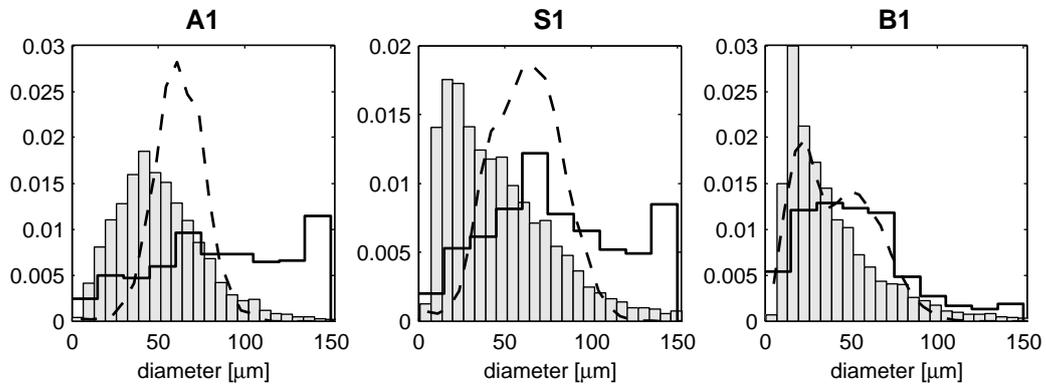
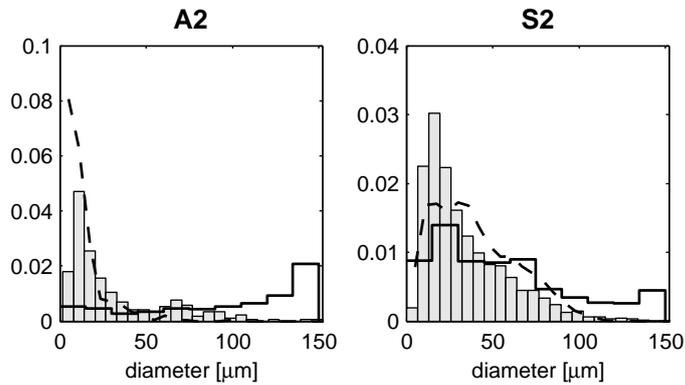


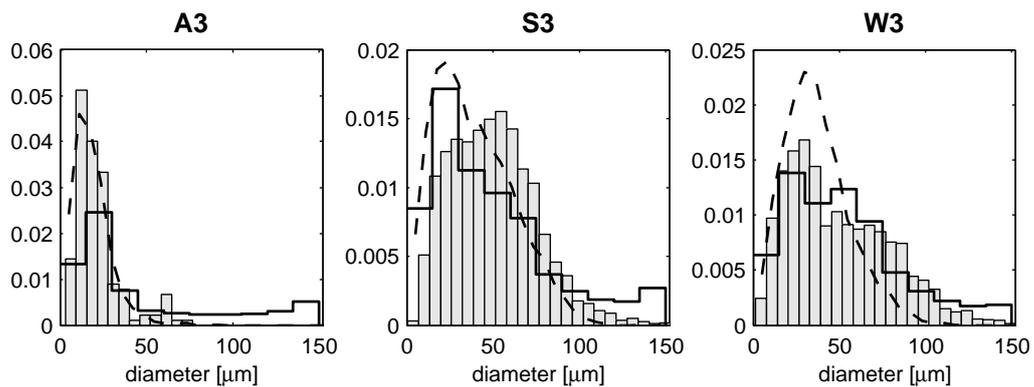
FIGURE 8.19 – Position des points de mesure des statistiques par taille.



(a) 6mm

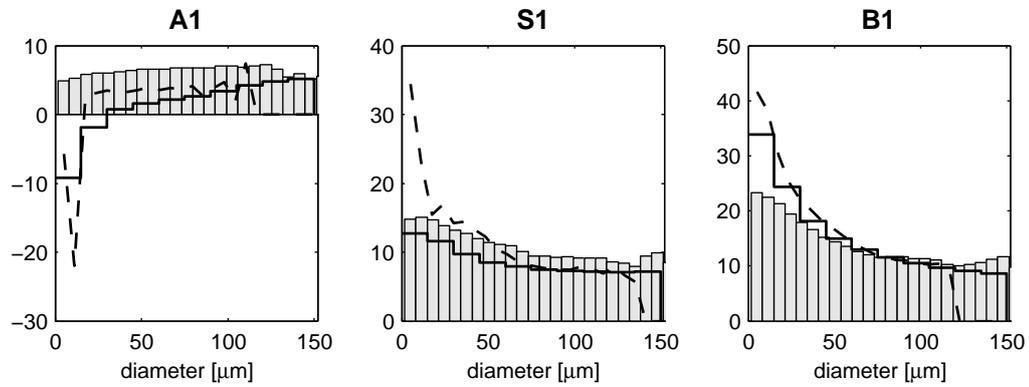


(b) 26mm

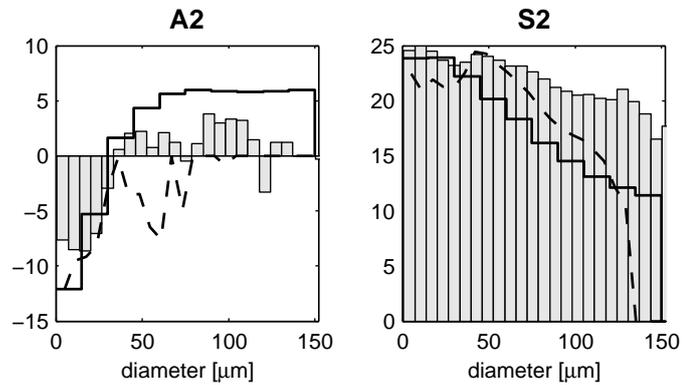


(c) 56mm

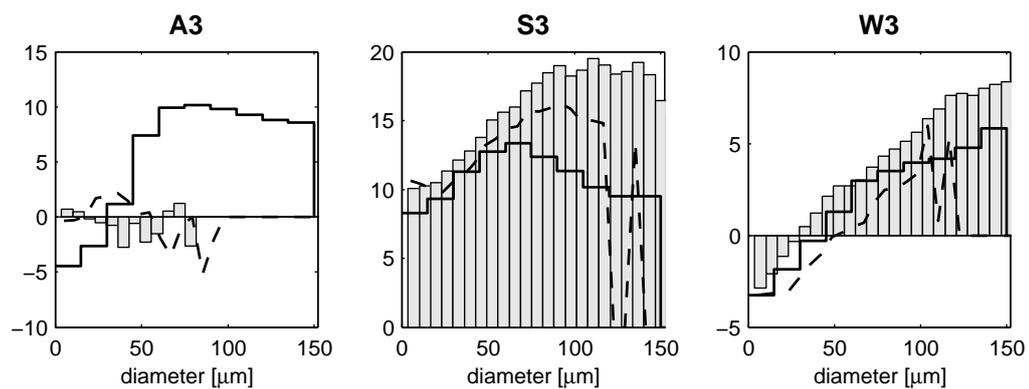
FIGURE 8.20 – Fonctions densité de probabilité à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre : expérience (histogramme), FEMM (ligne continue) et EL (ligne discontinue).



(a) 6mm

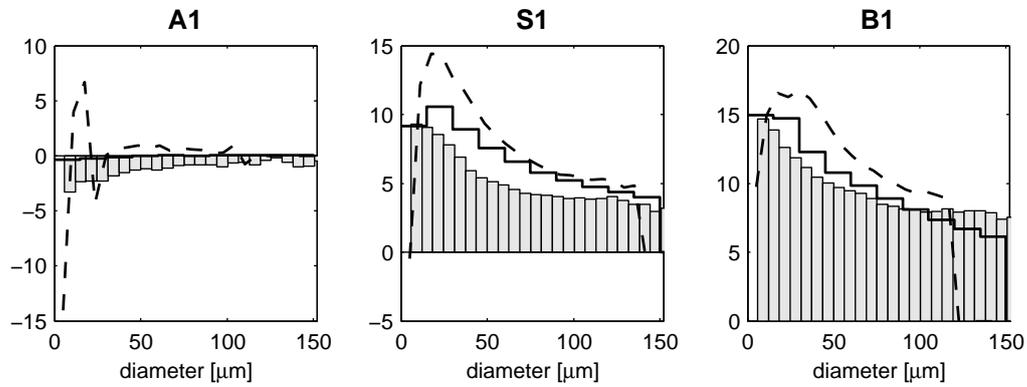


(b) 26mm

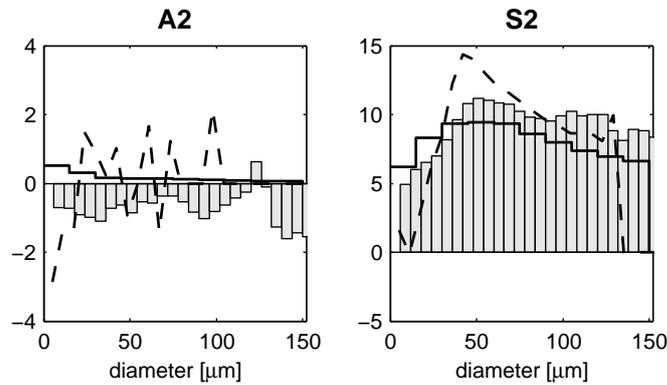


(c) 56mm

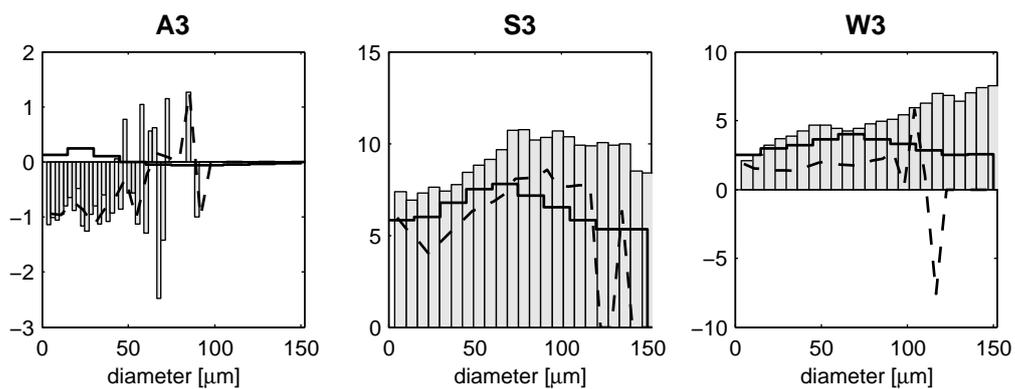
FIGURE 8.21 – Vitesse axiale moyenne en fonction du diamètre à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre : expérience (histogramme), FEMM (ligne continue) et EL (ligne discontinue).



(a) 6mm

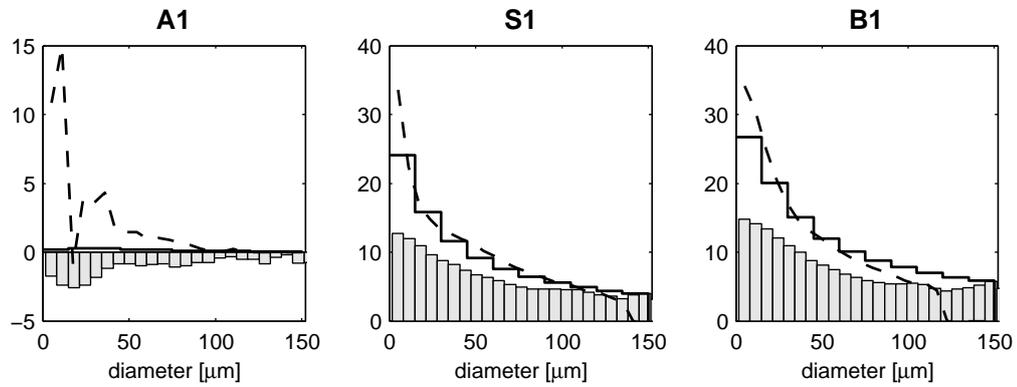


(b) 26mm

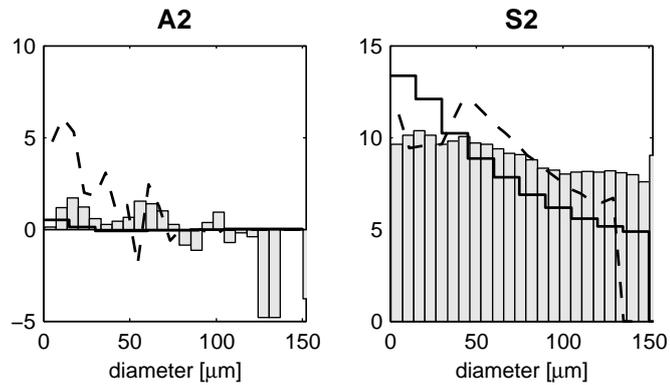


(c) 56mm

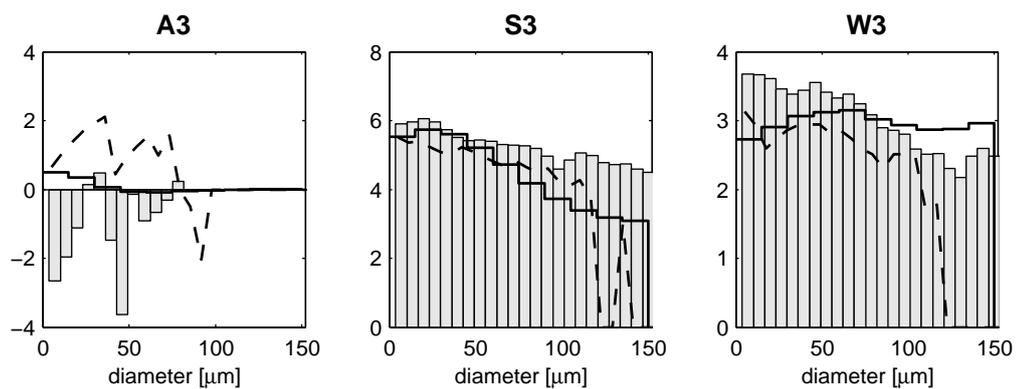
FIGURE 8.22 – Vitesse radiale moyenne en fonction du diamètre à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre : expérience (histogramme), FEMM (ligne continue) et EL (ligne discontinue).



(a) 6mm



(b) 26mm



(c) 56mm

FIGURE 8.23 – Vitesse orthoradiale moyenne en fonction du diamètre à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre : expérience (histogramme), FEMM (ligne continue) et EL (ligne discontinue).

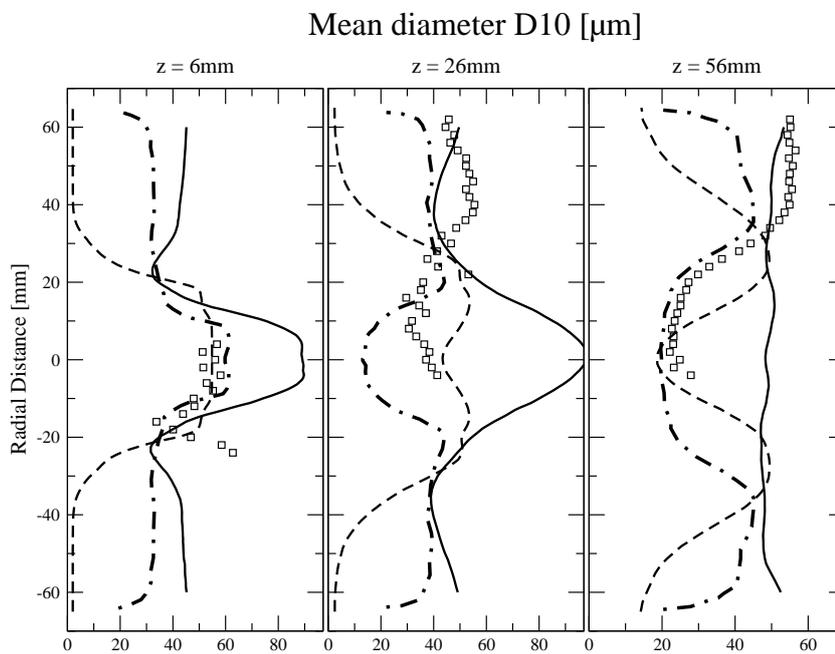


FIGURE 8.24 – Profils de diamètre moyen arithmétique à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre : FEMM (ligne continue), FEM (ligne tiretée) et EL (ligne point-tiretée).

8.4.7 Flux volumique de gouttes et fraction massique de kérosène

D'un point de vue de la combustion, il est intéressant de regarder le flux volumique axial de kérosène liquide Φ_l et la fraction massique de kérosène gazeux :

$$\Phi_l(x) = \langle \alpha_{l,tot}(x) \rangle \cdot \langle w_{l,tot}(x) \rangle \quad (8.13)$$

Sur la figure 8.25, on compare les flux volumiques prédits par les trois approches. Aucun résultat expérimental n'est disponible pour cette quantité, importante pour l'allumage de la chambre, parce que l'allumage dépend de la richesse locale totale (kérosène en phase gazeuse+liquide).

Le profil à 6 mm montre des répartitions de même forme pour les approches EL et FEMM, mais avec des maxima plus faibles pour l'approche FEMM. L'approche FEM présente une répartition moins large et avec des maxima plus faibles que les deux approches polydisperses. Sur le profil à 26 mm, on remarque que le FEM et l'EL présentent des profils similaires, avec des maxima plus faibles pour l'approche FEM. L'approche FEMM présente des pics plus larges au centre du spray, avec des maxima compris entre ceux prédits par le FEM et l'EL. Sur le profil à 56 mm, l'EL prédit une répartition moins dispersée que les deux approches eulériennes. Les maxima du FEM et de l'EL sont du même ordre, alors que ceux du FEMM sont plus faibles.

Si on s'attend à une différence avec le FEM, il est plus difficile d'expliquer les différences entre le FEMM et l'EL. A 6 mm, cela est sans doute dû à la surestimation de la vitesse axiale moyenne par l'EL, le FEMM l'évaluant correctement. A 26 mm, le maximum plus faible du FEMM par rapport à celui de l'EL est aussi dû à cet effet, mais la différence de flux proche de l'axe serait plutôt une conséquence de la surestimation des grosses gouttes, qui capturent sur l'axe une partie du flux volumique total. Enfin à 56 mm, les résultats semblables entre le FEMM et le FEM proche de l'axe amènent à penser que la diffusion numérique peut en être la cause. La proximité des maxima de flux volumique et de vitesse axiale (figure 8.9) de l'EL et du FEMM montre que les répartitions de liquide prédite par le FEMM et l'EL sont très proches.

La figure 8.26 montre des champs instantanés de fraction massique de kérosène. On remarque que les répartitions prédites par le FEMM et l'EL sont assez semblables, mais différentes de celle prédite par le FEM. En effet, la fraction massique dans la recirculation de coin est beaucoup plus élevée en FEM, où le temps d'évaporation est très court, alors que peu de kérosène a pu être produit dans cette zone en FEMM et EL. Au niveau de la recirculation centrale, on notera aussi la présence de "poches" de fortes fractions massiques, en FEMM et EL, mais pas en FEM. Ces poches sont d'ailleurs beaucoup plus étendues en FEMM qu'en EL. Si on observe le champ prédit par le FEMM, on remarque que les deux "poches" sont liées. On pourrait attribuer la création de cette zone de forte fraction massique aux grosses gouttes sur l'axe. Possédant une grande part du kérosène, elles peuvent créer sur l'axe une zone de forte fraction massique. Plus en aval, cette accumulation est emportée par la recirculation centrale, qui l'étire

et la déchire progressivement.

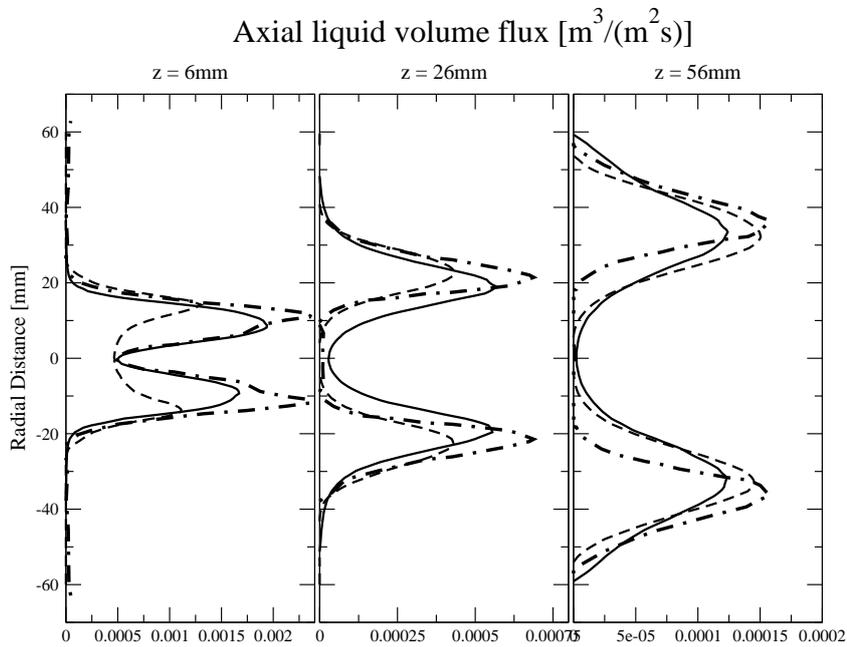


FIGURE 8.25 – Profils de flux de fraction volumique à 6, 26 et 56 mm du fond de chambre : FEMM (ligne continue), FEM (ligne tiretée) et EL (ligne point-tiretée).

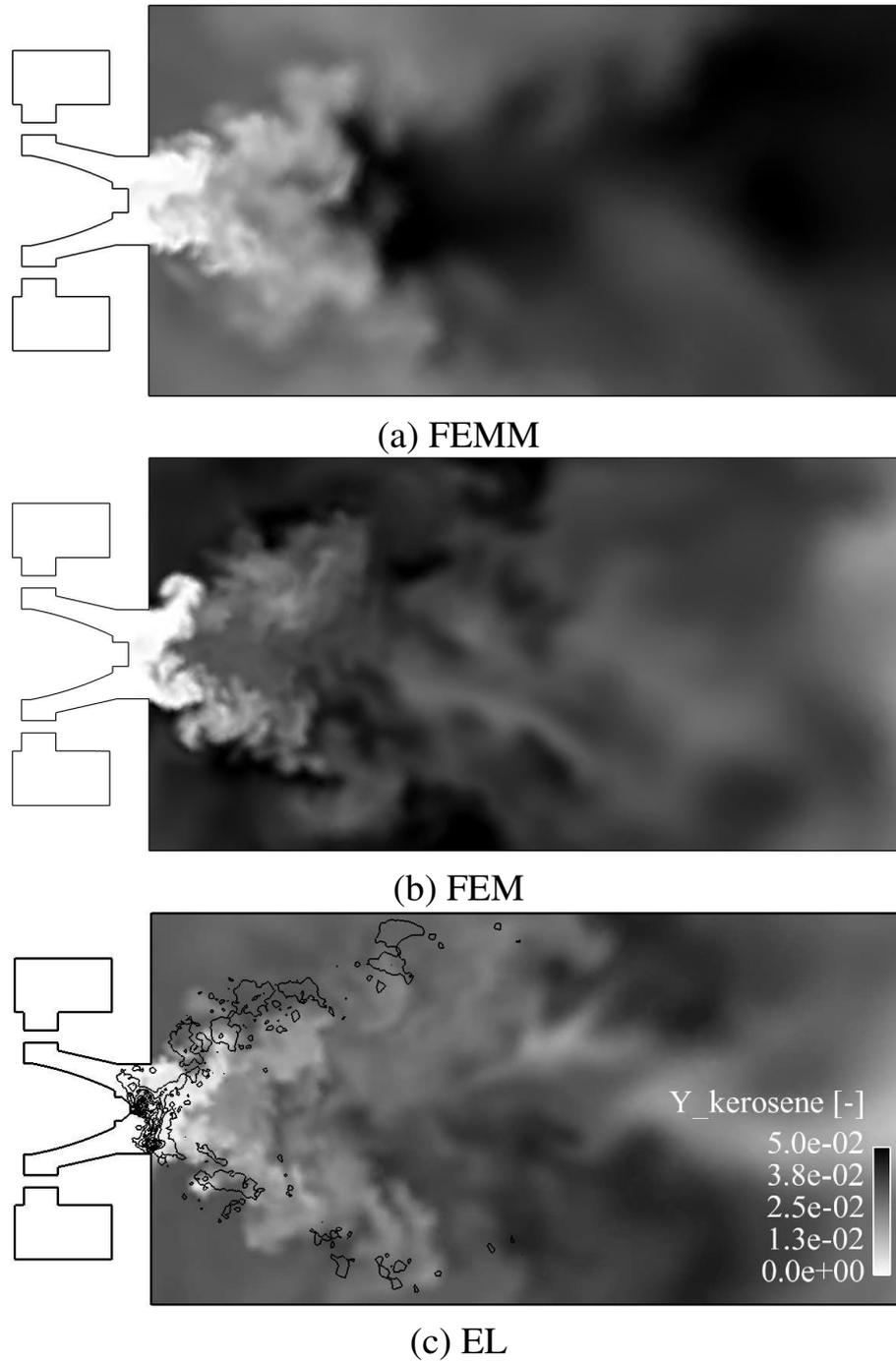


FIGURE 8.26 – Coupe longitudinale de fraction massique de kérosène instantanée : comparaison entre FEMM (a), FEM (b) et EL (c).

8.5 Conclusions

On peut maintenant classer les méthodes selon leur capacité à reproduire les résultats expérimentaux dans trois zones : sur l'axe, dans le spray et à l'extérieur du spray. Le tableau suivant présente ce classement :

Position	Quantité	FEM	EL	FEMM
Sur l'axe	Vitesses moyennes	++	--	-
	RMS	++	+	+
	Fdp		+	--
	Vitesses par taille		-	-
Dans le spray	Vitesses moyennes	+	+	+
	RMS	-	-	+
	Fdp		+	+
	Vitesses par taille		+	+
A l'extérieur du Spray	Vitesses moyennes	--	++	++
	RMS	--	+	+
	Fdp		++	++
	Vitesses par taille		+	++

TABLE 8.2 – Résumé des comparaisons faites entre le FEM, l'EL et le FEMM par rapport à l'expérience : - - accord mauvais - accord passable + accord correct ++ accord satisfaisant (les cases grisées signalent la méthode qui donne les meilleurs résultats)

Le FEM, même si il prédit les vitesses moyennes et les RMS de manière correcte, ne peut être qualifié de prédictif sur cette configuration. En effet, comme l'a montré [Senoner \[2010\]](#), un calcul lagrangien monodisperse prédit une répartition de carburant et de liquide différente de celle du calcul polydisperse. Comme ce type de calcul est une simplification d'un calcul lagrangien polydisperse, on peut dire que l'approximation ainsi faite est trop restrictive pour capturer l'écoulement.

Le FEMM et l'EL sont relativement équivalents vis-à-vis de cette configuration, chacun étant supérieur à l'autre pour telle ou telle quantité. Et l'absence de résultats sur les répartitions de liquide et de carburant ne permet pas de trancher. Cependant, le temps de calcul est ici un critère largement à l'avantage de l'EL. En effet, [Senoner \[2010\]](#) a montré qu'un calcul EL demandait un temps de calcul inférieur à un calcul FEM monodisperse. D'après l'annexe A, on peut conclure que le FEMM à 10 sections coûte à peu près 6 fois plus de temps de calcul qu'un calcul FEM. En pratique, le calcul des moyennes sur 200ms pour le FEMM a duré 10 jours sur 160 processeurs opteron du cluster de l'IFP énergies nouvelles. Le temps de calcul est donc largement à l'avantage de l'approche EL.