

CARACTERISATION DE LA STRUCTURE D'UN JET DIESEL A HAUTE PRESSION

L. SOUINIDA¹, M. MOUQALLID¹ et L. AFFAD²

1 ENSAM Meknès

2 FST Mohammedia

Laidi_sou@yahoo.fr

RESUME :

Ce travail consiste à étudier la dynamique du jet dans une chambre de combustion d'un moteur Diesel à injection directe lors de l'injection du spray. Pour cela, le code de calcul Fluent ; simulateur des écoulements diphasiques turbulents, multidimensionnels et instationnaires, a été utilisé pour modéliser le comportement du spray. L'évolution du spray est simulée en utilisant les équations de Navier-stockes filtrées par la méthode LES (Large Eddy Simulation : simulation à grande échelle). Le modèle diphasique utilisé est la méthode VOF (Volume Of Fluide) où les deux phases se comportent comme une seule (un pseudo-fluide) avec une fonction indicatrice déterminant la fraction volumique de chaque phase.

Des caractéristiques du jet au niveau de la turbulence ainsi que l'effet de la pression d'injection sur la longueur de pénétration du jet ont été mis en évidence.

Mots clés : jet diesel ; écoulement diphasique ; LES ; VOF ; Fluent.

1. INTRODUCTION

Le développement actuel des moteurs automobiles doit répondre à une volonté de réduction de la consommation de carburant et à des normes de plus en plus sévères en ce qui concerne l'émission de gaz polluants. Cette diminution n'est possible que par une connaissance approfondie des phénomènes physiques mis en jeu dans le fonctionnement du moteur (injection, mélange, combustion, ...). Lors d'une injection de carburant, le spray interagit avec le milieu gazeux environnant. L'entraînement d'air chaud favorise largement la vaporisation des gouttelettes du spray et influence la répartition initiale du carburant sous forme de vapeur. La maîtrise du mélange air/carburant dans la chambre de combustion est alors primordiale pour assurer une combustion optimale.

Ainsi, depuis ces dernières années, le développement de nouvelles stratégies de combustion, possible grâce aux progrès technologiques et électroniques, a été accéléré par le besoin à la fois de réduire la consommation de carburant et les émissions de polluants et d'améliorer le confort de conduite. Ces efforts ont conduit au développement de nouveaux concepts comme l'injection « Common Rail » pour les moteurs Diesel. Dans ce cas, le fonctionnement de ce système complexe n'est possible qu'avec une parfaite maîtrise de la combustion de la charge. Le carburant étant directement injecté dans la chambre de combustion, le temps d'interaction avec l'air est réduit. L'amélioration de la compréhension des mécanismes physiques liés au mélange du carburant injecté sous pression d'injection entre 400 et plus de 3000 bars pour le moteur Diesel avec l'air environnant représente alors actuellement un enjeu majeur pour les constructeurs automobiles.

Les outils expérimentaux ne peuvent pas accéder à des informations à l'échelle microscopique, et aussi ne peuvent pas suivre l'évolution en microseconde du jet surtout dans sa partie dense ; c'est pour cela la simulation numérique est nécessaire.

Les considérations faites concernant les équations de Navier-Stockes moyennées sont basées sur des valeurs moyennes statistiques. Elles sont donc naturellement limitées lorsqu'il s'agit d'accéder à des informations locales ou instantanées. Ces données sont cependant indispensables dans un bon nombre d'applications.

La simulation des grandes échelles permet de lever, en partie tout au moins, cette limitation. Il s'agit d'une technique assez ancienne du point de vue théorique (Deardor 1974) mais dont l'exploitation dans les applications industrielles n'a véritablement été envisagée que depuis les années 90 et qui commence à peine à porter ses fruits, en particulier grâce à l'augmentation massive des moyens de calcul, de stockage et de traitement des données.

L'étude bibliographique qui a été faite [1], [2], [3], [4], [5], [6]... montre le besoin de maîtriser les phénomènes physiques (cavitation, atomisation, turbulence, évaporation...) régissant l'écoulement du spray à l'intérieur du moteur Diesel.

2. EQUATIONS

Pour avoir un accès direct aux fluctuations locales et instantanées des variables, on ne peut se satisfaire d'approches qui produisent les moyennes statistiques des variables. Si l'on admet que l'essentiel des fluctuations dues à la turbulence est porté par les grosses structures, il est naturel de chercher à représenter précisément ces dernières. Par ailleurs, on accepte de faire l'hypothèse que dans les écoulements que l'on désire étudier, les petites structures sont isotropes et peuvent être décrites par un modèle relativement rustique. Il s'agit là des bases de la simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation).

Comme le spectre de la turbulente homogène isotrope suggère qu'à partir d'un certain Reynolds, il y a une séparation nette entre les grosses et les petites structures, il est naturel d'introduire un filtre passe-bas pour sélectionner et résoudre les grandes échelles, alors que les petites seront modélisées.

On introduit donc un filtrage spatial (et non pas une moyenne statistique) que l'on applique aux équations de Navier-Stokes. Le filtrage spatial est un produit de convolution et satisfait les mêmes propriétés que celles des moyennes statistiques utilisées pour écrire les équations moyennées au sens de Reynolds. En conséquence, l'application du filtrage conduit exactement aux mêmes équations que l'application de la moyenne statistique de Reynolds, mais les inconnues ne représentent pas les mêmes grandeurs physiques. Si l'on note $\langle \cdot \rangle$ l'opérateur de filtrage, basé sur la fonction g (une gaussienne par exemple) :

$$\langle f \rangle (x_0, y_0, z_0) = \int_{\mathbb{R}^3} f(x, y, z) g(x - x_0, y - y_0, z - z_0) dx dy dz \quad (1)$$

On obtient les équations filtrées suivantes :

L'équation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \langle u \rangle_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \langle u \rangle_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle u \rangle_j \langle u \rangle_i) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\langle \tau \rangle_{ij} + 2\vartheta \langle S \rangle_{ij}) \quad (3)$$

Avec $\langle \tau \rangle_{ij} = \langle u \rangle_j \langle u \rangle_i - \langle u_i u_j \rangle$, $\langle S \rangle_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle u \rangle_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \langle u \rangle_i}{\partial x_j} \right)$ et ϑ la viscosité cinématique .

La modélisation des contraintes sous-maille $\langle \tau \rangle_{ij}$ se base sur une hypothèse de viscosité sous-maille en reliant les contraintes sous-maille au tenseur des taux de déformation résolus $\langle S \rangle_{ij}$:

$$\langle \tau \rangle_{ij} = \frac{1}{3} \delta_{ij} \langle \tau \rangle_{kk} = 2\vartheta_t \langle S \rangle_{ij} \quad (4)$$

Ici, ϑ_t est une viscosité liée à l'effet des petites structures qui ne sont pas résolues par la finesse du maillage utilisé. Son calcul peut être fait en utilisant le Modèle de Smagorinsky. Ce dernier simple et largement répandu, propose :

$$\vartheta_t = (C_s \Delta)^2 \sqrt{2 \langle S \rangle_{ij} \langle S \rangle_{ij}} \quad (5)$$

Où C_s est une constante, Δ est la largeur estimée du filtre.

L'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i} (\langle u \rangle_i \langle T \rangle) = \alpha_f \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} + \langle \theta \rangle_i \right) \quad (6)$$

Avec $\langle \theta \rangle_i = \langle T \rangle \langle u \rangle_i - \langle T u_i \rangle$ les flux de chaleur sous-maille et α_f désigne la diffusivité thermique du fluide [7].

L'équation d'état des gaz parfaits est donnée par:

$$\langle P \rangle = \frac{\rho R \langle T \rangle}{M} \quad (7)$$

Enfin, pour décrire le caractère diphasique de l'écoulement, nous avons utilisé la méthode « Volume of Fluid ».

Afin de suivre l'interface dans son mouvement, la fonction taux de présence α_k est advectée par le champ de vitesse local, selon l'équation d'advection classique suivante :

$$\frac{\partial \langle \alpha_k \rangle}{\partial t} + \langle u \rangle \cdot \nabla \langle \alpha_k \rangle = 0 \quad (8)$$

Si le problème étudié ne comporte que deux phases, il suffira de calculer une seule fois le champ de cette fonction α_k afin de repérer chacune des deux phases dans tout l'espace : on calculera par exemple le champ α_2 puis on déterminera α_1 sous la contrainte $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$.

3. RESULTATS

3.1. Calcul sans équation d'énergie

Sur la figure 1, nous représentons le champ du vecteur vitesse moyenne dans la zone du jet où la fraction volumique du liquide se situe entre 10^{-6} et 1 avec une pression d'injection $P_i = 800$ bar et une pression ambiante de $P_a = 25.6$ bar pour différents instants. Un zoom a été fait (à droite) dans les zones encadrées, montre l'existence des tourbillons de Kelvin Helmholtz qui assurent un bon mélange air-Diesel et qui sont à l'origine des auto-inflammations dans le jet.

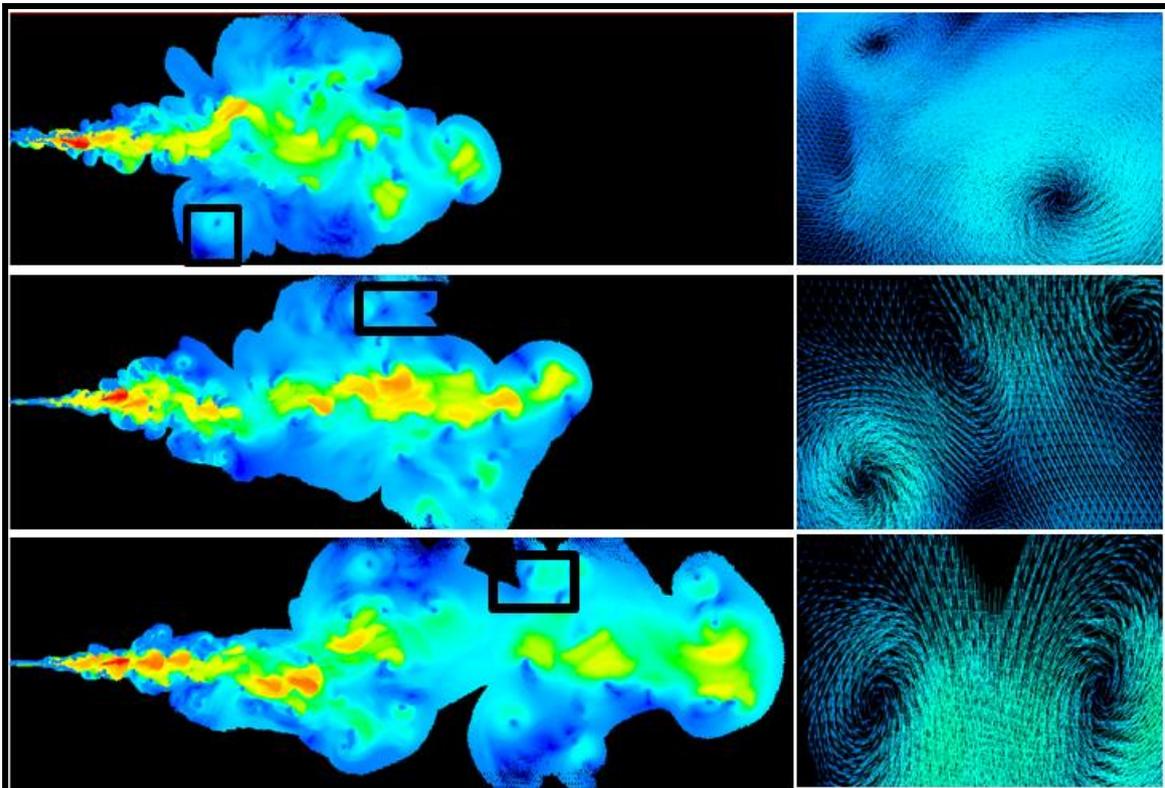


Fig. 1 : L'évolution du jet ($P_i = 800$ bar et $P_a = 25.6$ bar) pour différents instants ($t = 0.47$ ms ; $t = 0.54$ ms ; $t = 0.68$ ms).

A partir des images de simulation nous avons représenté des points de la longueur de pénétration dans la courbe de Martinez (Figure 2).

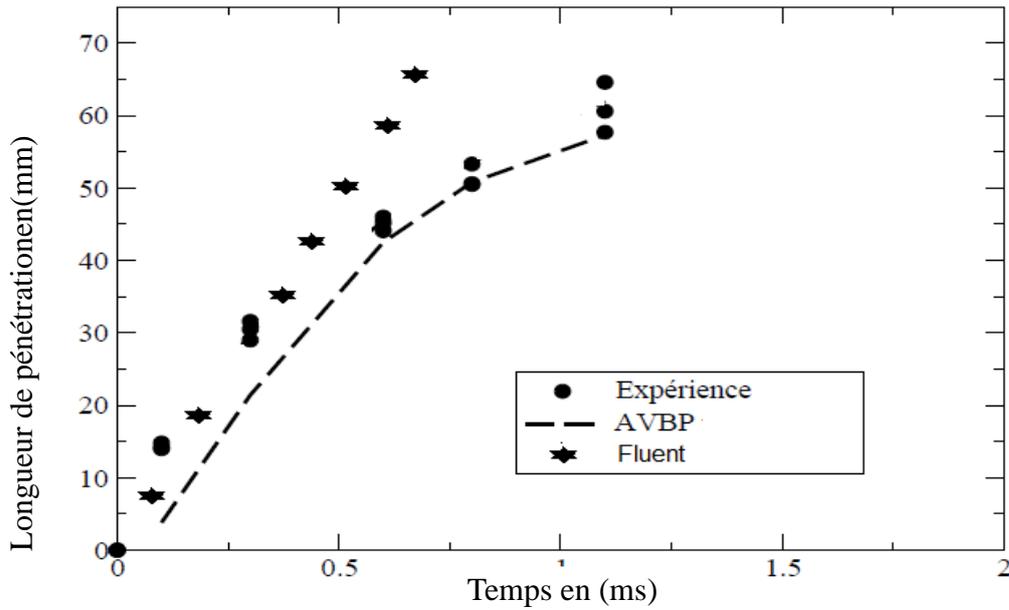


Fig.2 : longueur de pénétration en fonction du temps du calcul Fluent et celui de Martinez;

3.2. Calcul avec équation d'énergie

Dans les résultats précédents, on voit que, à partir d'un certain temps ($t=0.5$ ms) la longueur de pénétration de notre calcul s'éloigne de celui de Martinez. C'est pour cela, nous avons opté d'introduire l'équation de l'énergie. Ce qui nous amène jusqu'à maintenant à trouver les résultats suivant :

Sur la figure 3, nous représentons l'évolution du jet après avoir ajouté l'équation de l'énergie pour les mêmes conditions des pressions d'injection et ambiante.

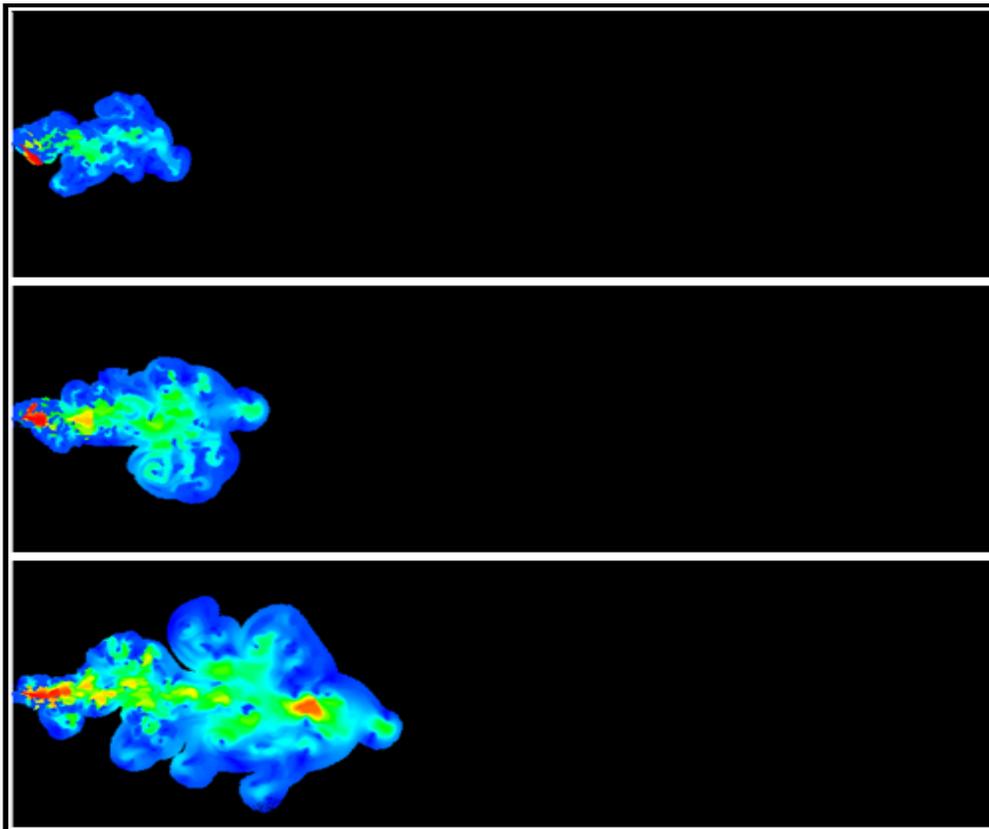


Fig. 3 : L'évolution du jet pour ($P_i=800$ bar et P_a 25.6bar) à : $t=0.12$ ms ; $t=0.17$ ms ; $t=0.23$ ms

4. CONCLUSION

Dans ce travail de simulation numérique d'un jet diesel à haute pression et dans le but de modéliser un jet diesel avec une pression d'injection $P_i=1600\text{bar}$, nous avons commencé par $P_i=800\text{ bar}$ et une pression ambiante $P_a=25.6\text{ bar}$. Le calcul nous a permis de visualiser : L'évolution du jet (par le biais de la fraction volumique du liquide), du champ du vecteur vitesse moyenne. Les images de la simulation montrent le caractère tourbillonnaire du jet diesel.

Une comparaison de la longueur de pénétration de notre calcul avec les travaux de Martinez donne la même chose jusqu'au temps de break du jet de Martinez.

5. REFERENCES

- [1] **Davaniour, and Sami, S.** « Short jet impingement ». Journal of the hydraulics Division, ASCE, vol 103, No HY5, May 1977, pp 557- 567.
- [2] **Giralt, F., Chia, J.C, and Trass, O.** «Characterisation of the impingement region in an axisymmetric turbulent jet». Ind. Eng. Chem. Fundam, Vol 16 No 1, 1977.
- [3]**S. Martinez-Martinez et al.** «Liquid penetration length in direct diesel fuel injection » / Applied Thermal Engineering 28 (2008) 1756–1762
- [4]**I. Dhuchakallaya, A.P. Watkins.** “Application of spray combustion simulation in DI diesel engine”. Applied Energy 87 (2010) 1427-1432
- [5] **I.V. Roisman, LucioAraneo, C. Tropea.** “effect of ambient pressure on penetration of a diesel spray”. International Journal of Multiphase Flow 33(2007)904-920.
- [6]**Lambert (L).**“Modélisation des jets d'injection haute pression des moteurs Diesel et validation expérimentale.” – Thèse de Doctorat, École Centrale Paris, 1996. 22, 26, 29, 44
- [7]**Alexandre CHATELAIN.** “Simulation des Grandes Echelles d'écoulements turbulents avec transferts de chaleur”. Thèse de doctorat, Institut national polytechnique de Grenoble 2004.