République Algérienne Démocratique Populaire

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR
ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE YAHIA FARES DE MEDEA
FACULTE DE LA TECHNOLOGIE

Département du Génie mécanique



Projet fin d'étude pour l'obtention du diplôme de master

En Génie Mécanique

Spécialité : Energétique

Thème

Simulation numérique de jets liquides cisaillés par une phase rapide Et interactions avec les structures tourbillonnaire

Présenter par :

- ZOUAOUI izzeddine
- BELMOKHTAR lakhdar

proposer et diriger par :

Dr ZIRARI Mounir

Dr ZEMIRLINE Adel

2017/2018

RESUME

Résumé

Dans une chambre de combustion, un carburant (kérosène ou hydrogène) se mélange à un comburant (air ou oxygène), l'un sous forme liquide, l'autre sous forme gazeux, créant ainsi une flamme. Cette flamme chauffe les gaz de la chambre de combustion, et l'éjection de ces gaz chauds pressurisés crée la poussée de l'appareil. Le mélange du carburant (hydrogène gazeux dans le cas du moteur fusée, kérosène liquide dans le cas du turboréacteur) et du comburant (oxygène liquide ou air gazeux) est le résultat d'un processus appelé "atomisation", qui transforme le liquide en un spray. Afin de favoriser le meilleur échange entre ce carburant et comburant, une taille de goutte la plus fine possible est recherchée, dans le but d'augmenter la surface d'échange. Dans une configuration de turboréacteur, l'injection est réalisée au moyen d'une nappe liquide annulaire, cisaillée entre deux écoulements-contrarotatifs de gaz rapide. Pour ce travail nous proposons l'étude, par voie numérique, la dynamique de jets liquides en interaction avec une autre phase plus rapide. De tels écoulements diphasiques sont présents dans les chambres de combustion de certains moteurs-fusées ou de turboréacteurs d'avions et d'hélicoptères. L'optimisation des performances de ces dispositifs justifie l'intérêt porté à l'analyse fine des jets liquides cisaillés par une phase (gazeuse) rapide.

Mots clés :
Injection liquides, Dispersion, Cisaillés, simulation numérique, VOF, éléments finis;
Ecoulement turbulent, modélisation

ملخص:

في غرفة الاحتراق ، يخلط الوقود (الكيروسين أو الهيدروجين) مع المؤكسد (الهواء أو الأكسجين) ، واحد في شكل سائل ، والآخر في الشكل الغازي ، وبالتالي خلق لهب. تسخن هذه الشعلة الغازات في غرفة الاحتراق ، ويخرج طرد هذه الغازات الساخنة المضغوطة من قوة الجهاز. إن خليط الوقود (الهيدروجين الغازي في حالة محرك الصاروخ ، الكيروسين السائل في حالة المحرك التوربيني) والأكسيد (الأكسجين السائل أو الهواء الغازي) هو نتيجة لعملية تسمى "الانحلال" ، والتي تحول السائل إلى رذاذ من أجل تعزيز أفضل تبادل بين هذا الوقود والأكسدة ، يتم طلب أفضل حجم قطرة ممكن ، من أجل زيادة سطح التبادل في تكوين توربيني ، يتم تنفيذ الحقن عن طريق ورقة السائل الحلقي ، بين اثنين من تدفقات الغاز سريعة لهذا العمل نقترح الدراسة ، بطريقة رقمية ، ديناميت الطائرات السائلة في التفاعل مع مرحلة أسرع أخرى الدوران مضادة توجد مثل هذه التدفقات ثنائية الطور في غرف الاحتراق لبعض محركات الصواريخ أو الطائرات ومروحيات الهليكوبتر.

إن تحسين أداء هذه الأجهزة يبرر الاهتمام بالتحليل الدقيق للطائرات السائلة المنفصلة بواسطة طور (سريع) غازي

كلمات البحث:

حقن السائل ، التشتت ، القص ، المحاكاة العددي ، VOF ، العناصر المنتهية ؛ التدفق المضطرب ، النمذجة

RESUME

Abstract

In a combustion chamber, a fuel (kerosene or hydrogen) mixes with an oxidant (air or oxygen), one in liquid form, the other in gaseous form, thus creating a flame. This flame heats the gases in the combustion chamber, and the ejection of these pressurized hot gases creates the thrust of the device. The mixture of the fuel (hydrogen gas in the case of the rocket engine, liquid kerosene in the case of the turbojet engine) and the oxidizer (liquid oxygen or gaseous air) is the result of a process called "atomization", which transforms the liquid into a liquid. spray. In order to promote the best exchange between this fuel and oxidant, the finest possible drop size is sought, in order to increase the exchange surface. In a turbojet configuration, the injection is performed by means of an annular liquid sheet, sheared between two counter-rotating fast gas flows. For this work we propose the study, by numerical way, the dynamics of liquid jets in interaction with another faster phase. Such two-phase flows are present in the combustion chambers of certain rocket engines or aircraft and helicopter turbojets. Optimizing the performance of these devices justifies the interest in the fine analysis of sheared liquid jets by a fast (gaseous) phase.

Keywords:

Liquid Injection, Dispersion, Shear, Numerical Simulation, VOF, Finite Elements; Turbulent flow, modeling.

REMERCIMENTS

Au nom d'Allah le plus grand merci lui revient de nous avoir guidés vers le droit chemin, de nous avoir aidées

Tout au long de nous années d'étude

Nous adressons notre profond remerciement à notre profond remerciement à notre encadreur Monsieur : ZIRARI MOUNIRE, que nous aide tout au long de ce travail.

Nous remercions aussi, les nombres de jury d'avoir accepté notre travail.

Ainsi nous adressons nous remerciements les plus chaleureux à toutes les personnes qui ont aidé de près ou de loin par le fruit de leur connaissance pendant toute la durée de notre parcours éducatif.

Dédicace

Je dédie ce modeste travail

A mon cher Pèreet ma chère Mèrepour l'éducation et le grand

Amour dont ils m'ont entouré depuis ma naissance.

A mes chers frères et chères sueurs.

A toutes les familles **belmokhtar**, *et ainsi que tous proches.*

A tous mes amis de l'université de Médéa. Surtouts spécialité génie

mécanique

Belmokhtar lakhdar

Dédicace

A mon cher ***Père*** *et ma chère* ***Mère*** *pour l'éducation et le grand*

amour dont ils m'ont entouré depuis ma naissance.

A mes chers frères.

A mes chères soeurs.

A toute ma famille.

A tous mes profs qui nous a appris.

A mon cher Binôme belmokhtar lakh

A mes chers amis ,

A toutes la promo Master génie mécanique 2017/2018.

*A tous ceux que j'*aime *et qui m'*aiment.

Zouaoui izzeddine

LISTE DE FIGURE

Figure 1 – A gauche : Nappe annulaire liquide cisaillée entre deux écoulements gazeux contra rotatifs (d'après Jeon et al. [1]). A droite : Combustion en aval de l'injection diphasique (expérience NASA, Stanford).....2

Figure I.1 : Visualisation de la zone d'atomisation primaire et d'atomisation secondaire d'une nappe liquide cisaillée par un Co-courant gazeux……..6

Figure I.2: schématisation d'une chambre de combustion……..9

Figure I.3: Photographie d'une chambre de combustion annulaire d'après Mongia (2004). ……10

Figure. III.1:l'approche de ligne de courant d'upwind 34

Figure III.2 : bilan thermique 37

Figure III.3 (a) élément tétraédrique ;(b) élément hexaédrique 39

Figure .III.4: La méthode lagrangienne et la méthode eulérienne.....39

Figure III.5 : Ensemencement de l'une des phases par des marqueurs lagrangiens. 40

Figure III.6 : Méthode "Front tracking" : ensemencement de l'interface par des marqueurs lagrangiens. D'après Tryggvason 41

Figure III.5 Différentes méthodes de suivi de front ,a)marqueur de surface, b) fonction de hauteur, c) méthode de ligne de niveau 41

Figure III.7 **:** Différentes méthodes de suivi de volume appliquées à une interface quelconque **[.** 42

Figure III.8 **:** Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret **.** 42

Figure III.9 : Positionnement de l'interface à partir de la normale et de fraction volumique 43

Figure IV.2 : Vue de profil et de face de l'injecteur simulé 49

Figure IV.3 **:** représentation spatiale de la dynamique de dispersion de jet dans les mêmes conditions d'injection : 49

Figure IV.4 : Représentation schématique de domaine de calcul. 50

Figure IV.5:Représentation spatial montré les trois positions radial.....51

Figure IV.6: représentation spatiale de la dynamique de dispersion(a) et le champ de vitesse associer pour un diamètre d'injection d=55 mm 53

Figure IV.7: la variation de la vitesse avec la trois position radiale Pour le cas d'un diamètre de d=55mm 53

Figure IV.8: profiles de vitesse avec la position axiale dans le premier cas 54

Figure IV.9: représente les résultats de développement de la fraction volumique le champ de vitesse pour un diamètre de l'injection de 60mm.....55

Figure IV.10: la variation de la vitesse avec les trois positions Pour le cas d'un diamètre de 60 mm ..... **Erreur ! Signet non défini.**

Figure IV.11 : profiles de vitesse avec la position axiale dans le deuxième cas. 57

Figure IV.12: représente les résultats de développement de la fraction volumique le champ de vitesse pour un diamètre de l'injection d=50mm 58

LISTE DE FIGURE

Figure IV.13: la variation de la vitesse avec la trois position radiale Pour le cas d'un diamètre de d=50m 58

Figure IV.14: profiles de vitesse avec la position axiale dans le troisième cas 59

Figure IV.15 : Comparaison des profils de volume of fluide des trios cas. 60

Figure IV.16: l'évolution des vitesses des trios cas étudier avec la position verticale 61

LISTE DES TABLEAUX

Tableau I.1 : Formule chimique du kérosène conventionnel……11

Tableau II.1 : la décomposition de Reynolds dans les équations de Navier Stokes……...20

Tableau II.2 : constantes du modèle k-ε……..22

Tableau II.3 : constantes du modèle RNG……..……24

Tableau II.4 : les constantes du modèle ASM…….25

Tableau II.5 : Valeurs des constantes du modèle RSM……27

Tableau III.1 : expression des coefficients d'échange et des termes sources pour les différentes variables…….34

Tableau IV.1 : Propriétés thermique et dynamique des fluides utilisé pou les simulations…48

Table IV.2. Paramètres de l'écoulement simulé……..49

Tableau IV.3 : les prospérités des mâtereaux utilisé dans la simulation…….50

Nomenclature

Lettres latines

Notation	Signification	Unité
α	Fraction de volume.	
Cp	Capacité calorifique massique à pression constante	[m².$s^{-2}.K^{-1}$]
D_{IJ}	Diffusion visqueuse	
D	indice de la valeur au niveau du nœud aval	
$\overrightarrow{g}$	la gravité	[N/Kg]
H	longueurs d'élément le long de la direction d'advection	[m]
Lm	Longueur de mélange	[m]
m	Masse	[Kg]
P	la pression.	[Pa]
P_r	Nombre de Prandtl	
R_e	Nombre de Reynolds	
T	Température	[°K]
T	Temps	[s]
V	Volume	[m^3]
W_e	Nombre de Weber	
x_i	Coordonnée cartésienne suivant la direction i, x, y, z	[m]
z	Altitude	[m]

Lettres grecques

λ	Conductivité thermique	[W. m^{-1}. K^{-1}]
Φi	Fonction de présence des fluides	

Nomenclature

σ	Tension superficielle	$[N.m^{-1}]$
μ	Viscosité dynamique	[Pa.s]
$\emptyset$	Variable généralisée	
$C_{\emptyset}$	Coefficient d'advection transitoire	
S_{ϕ}	Termes source	
Δs	la distance du point situé en amont à l'avat nœud.	
$\Gamma_{\emptyset}$	Coefficient de diffusion	
ρ	masse volumique	[kg/ m^3]
δ	Coefficient d'intégration de temps	

Nomenclature

Abréviation

ASM	Modèle Algébrique aux tensions de Reynolds
RSM	Reynold stress équation modèle
CIAM	Construction de l'Interface Affine par Morceaux
CL	Condition aux Limites
EF	Elément Finis
VOF	Volume of Fluid (volume de fluid)
MSU	Monotone Streamline Upwind Approach
SUPG	Stream line Upwind/Petro-Galerkin
COLG	Approche Colloquée De Galerkin
2D	Deux Dimensions

SOMMAIRE

REMERCIEMENTS

DEDICACES

RESUME

LISTE DES FIGURES

LISTE DES TABLEAUX

NOMENCLATURE

INTRODUCTION GENERALE……1

CHAPITRE I ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1.L'état de l'art 3

I.2 Principes de l'atomisation assistée....5

I.2.1 Définition générale de l'atomisation 5

I.2.2 Description de l'atomisation d'une nappe liquide cisaillée 5

I.2.2.1 L'atomisation primaire....5

I.2.2.2.L'atomisation secondaire 6

I.3.Les principaux types d'injecteurs....6

I.3.1 Les injecteurs pressurisés....6

I.3.2 Les injecteurs air blast 7

I.4.Chambre de combustion....8

I.4.1 Injection de combustible 9

I.4.2 Injecteur en chambre de combustion....9

I.4.3 Composition du kérosène....10

I.5.La pollution atmosphérique liée au transport aérien....11

I.5.1 Les polluants liés au transport aérien 12

Conclusion....13

CHAPITRE II : MODELISATION MATHEMATIQUE

Introduction....14

II.1. écoulements diphasiques 14

II.2 model dynamique 14

II.2. Modélisation de L'écoulement des Fluides :....15

II.2.1. Equation de Navier-Stokes 15
II.2.1.1. L'équation de la continuité.....15
II.2.3. La décomposition statique (La décomposition de Reynolds).....15
II.2.4. Les équation des mouvements moyennes.....15
II.2.4.1. Équation de continuité de mouvement moyen.....15
II.2.4.2. Équation de Navier-stocks moyenne.....16
II.2.4.3. Equation de transport des tensions de Reynolds 16
II.2.4.4. Équation de l'énergie cinétique fluctuante27 [8]: K= $\mathbf{12}R_{ij}$ 17
II.2.4.5. Équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique fluctuante 18
II.2.5. Problème de fermeture des équations.....18
II.2.6. Quelques hypothèses classiques de la fermeture de turbulence 19
II.2.6.1. Hypothèse de chou.....19
II.2.6.2.Hypothèse de viscosité turbulente de bousines 19
II.2.6.3.hypothèse de longueur de mélange de Prandtl 19
II.2.6.4. Hypothèse de Prandtl-Kolmogorov.....19
II.2.7. La modélisation de la turbulence et leurs classifications 19
II.2.7.1.Les modèles à viscosité turbulence algébrique (modèle à zéro équation de transports) ...19
II.2.7.2. Les modèles à une équation de transport.....20
II.2.7.3. le modèle k-$\boldsymbol{\varepsilon}$ et RNG (modèle à deux équations de transport).....20
II.2.7.4. Le modèle k-$\boldsymbol{\varepsilon}$ deux couches.....21
II.2.7.5. Le modèle k-$\boldsymbol{\varepsilon}$ étendu.....21
II.2.7.6. Modèle Algébrique aux tensions de Reynolds (ASM) 22
II.2.7.7. Le modèle RSM 24
II.2.8. L'équation de conservation de mouvement.....25
II.2.9. Equation de conservation d'énergie.....25
II.4.Méthode de VOF (Volume Of Fluide) 26
Conclusion 28

CHAPITRE III : MODELISATION NUMERIQUE

Introduction.....29
III.2.Les méthodes numérique.....29
III.2.1.méthode des différences finies.....29
III.2.2.méthode des éléments finis 30

III.2.3.méthode des volumes finis 30
III.3. Démarche éléments finis 31
III.3.1. Présentation de la méthode éléments finis 31
III.3.2. Forme générale des équations du système 32
III.4.1. Terme temporelle 33
III.4.2. Advection Terme 34
III.4.2.1. Monotone Streamline Upwind Approach (MSU) 34
III.4.2.2.La method SUPG (Stream line Upwind/Petro-Galerkin) 35
III.4.2.3. Approche Colloquée De Galerkin (COLG) 36
III.4.3. Terme de Diffusion 36
III.4.4. Terme source 37
III.5. Méthodes de discrétisation 37
III.6.choix d'un maillage 38
III.7. Technique de suivi d'interface 39
II.8.1La méthode lagrangienne 39
II.8.2 .La méthode eulérienne 40
III.8.2.1. Les méthodes de suivi de front 40
III.8.2.2. Les méthodes de suivi de volume 41
II.8.3. Méthode eulérienne Volume of Fluide(VOF) 42
III.9. Méthode eulérienne Level Set 43
Conclusion 45

CHAPITRE IV :Résultats et discussion

IV.1. Introduction : 46
IV.2 Code de Calcul: 46
IV.2.1 Les points forts des outils ANSYS sont **:** 46
IV.2.2 Schéma de logiciel ANSYS **:** 47
IV.3. Matériaux utilisé : 47
IV.3.1.kérosène : 48
IV.4. Identification : 48
IV.5 Description du domaine d'application : 50
IV.5.1 Résultats et interprétations 51
IV.5.2 Configuration étudiée 51

IV.6. Comparaison des résultats : 60
IV.6.1. Comparaison des résultats des trois positions.....60
IV.6.2. Comparaison entre les profils vitesse d'axiale pour les 3 cas : 61
Conclusion 62
Conclusion générale 63

Introduction générale

Le développement et l'optimisation des systèmes propulsifs pour l'´aéronautique présentent un large ensemble de défis technologiques. Les motoristes recherchent sans cesse de nouveaux concepts de turbomachines permettant de réduire le poids, l'encombrement,la consommation en carburant ainsi que la pollution liée aux ´émissions gazeuses ou sonores. Ceci tout en maximisant les performances (rendement en combustion, taux de compression) et en assurant le bon fonctionnement de l'appareil sur l'ensemble des conditions opératoires.

Dans le cas d'une combustion diphasique, un spray de carburant liquide (fioul lourd par exemple) interagit avec les jets d'oxygène pur. Pour la plupart des applications industrielles, le carburant est atomisé au moyen d'un pulvérisateur coaxial de type assisté. Le jet liquide de fioul au centre est entouré d'un jet annulaire de gaz à grande vitesse qui cisaille le jet liquide et conduit à son atomisation. Typiquement le gaz d'atomisation est de l'air, de l'oxygène ou de la vapeur. L'injection de ce gaz se fait à haute vitesse (de l'ordre de 100 à 200 m/s) tandis que l'injection du fioul liquide se fait à faible vitesse (de l'ordre de 1 à 10m/s).

Dans cette étude on s'intéresse à la modélisation et la simulation numérique de jets liquides en interaction avec une autre phase plus rapide. De tels écoulements diphasiques sont présents dans les chambres de combustion de certains moteurs-fusées ou de turboréacteurs d'avions et d'hélicoptères. L'optimisation des performances de ces dispositifs justifie l'intérêt porté à l'analyse fine des jets liquides cisaillés par une phase (gazeuse) rapide. Même si notre étude est spécifiquement consacrée à l'analyse d'un mécanisme d'instabilité dit de battement, nous souhaitons rappeler brièvement dans cette introduction quelques éléments-clés des problématiques de combustion et d'atomisation, qui nous semblent éclairer les motivations applicatives de ce travail.

Dans une configuration de turboréacteur, l'injection est réalisée au moyen d'une nappe liquide annulaire, cisaillée entre deux écoulements contrarotatifs de gaz rapide. La figure 1 illustre une telle injection du liquide, ainsi que le processus de combustion associé. Comme nous allons le préciser par la suite, nous nous intéressons dans ce travail à un mécanisme d'instabilité du jet liquide cisaillé, sans prendre en compte le processus de combustion subséquent, et sans nous focaliser non plus sur les caractéristiques de l'atomisation du jet.

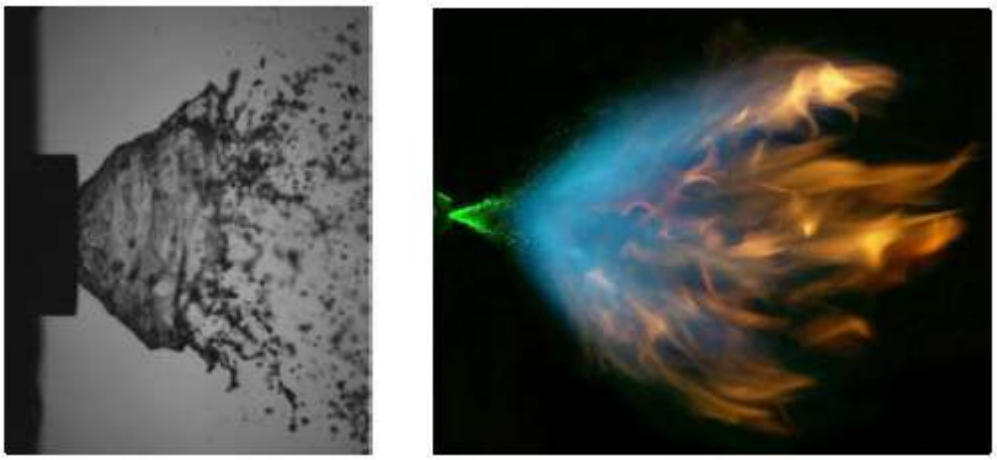


Figure 1 – A gauche : Nappe annulaire liquide cisaillée entre deux écoulements gazeux contra rotatifs (d'après Jeon et al. **[1]**). A droite : Combustion en aval de l'injection diphasique (expérience NASA, Stanford).

Notre travail est présenté en quatre chapitres

- **Le premier chapitre** consiste en un rappel bibliographique sur l'injection est ces différents procédés de type, l'écoulement du jet liquide cisaillés. Définitions et description du processus d'atomisation. Un état de l'art des méthodes numériques spécifiques à la simulation d'un écoulement diphasique est également dressé.
- **Le deuxième chapitre** est consacré à la présentation des équations des modèles dynamiques et thermiques du problème étudié (modélisation mathématiques) et finalement nous représentons la méthode VOF.
- **Le troisième chapitre** est dédié à la résolution numérique et les méthodes de calcul est consacré à la simulation numérique ou les trois méthodes de discrétisation sont exposées ainsi que le choix de la méthode et la discrétisation du modèle mathématique.
- **Dans le dernier chapitre** nous avons présenté les résultats de la simulation numérique avec leurs interprétations en se basant sur l'étude de la formation par le code de calcule ANSYS (2011).

❖ Introduction

Dans ce chapitre, on présente le Principes de l'atomisation assistée On propose également une description des architectures de chambre de combustion et des différents systèmes et principaux type d'injection. Dans le contexte environnemental actuel, il est ainsi devenu primordial d'optimiser les performances des installations de combustion et de limiter les émissions polluantes (N O_X, C O...). Parallèlement aux exigences environnementales.

I.1.L'état de l'art :

Une grande majorité des études sur l'atomisation s'est principalement focalisée sur le spray produit et la description du phénomène s'est bornée a des corrélations, d'dépendantes des géométries. Une première synthèse de ces travaux a et proposée par Le fevbre 1988 **[2].**

Ferraro et al 1996 [3] ont étudie le spray d'un injecteur coaxial de type moteur fusée en condition de substitution et en conditions de combustion. Le diamètre liquide mesure 2,26mm, l'épaisseur gaz best de 0,635 mm, une épaisseur de lèvre de 0,75 mm et avec un retrait du Pitot central de 2,54 mm.

Ils ont montre l'influence du retrait sur la taille de goutte et en particulier sur les pros radiaux de taille de goutte moyenne. Ces auteurs ont remarque que les gouttes étaient plus fines a la bordure extérieure du jet lorsque l'injecteur liquide présentait un léger retrait

Lozano et al 2001 [4] ont mesure le diamètre moyen de Sauter D32 pour une nappe liquide cisaillée par deux courants gaz parallèles, mesurées a l'aide d'une méthode de direction d'un faisceau laser entre 20 et 30 cm sous l'injecteur liquide. L'épaisseur de la nappe liquide est de 0,35 mm, l'épaisseur gaz est de 3,45 mm. La vitesse liquide est variée de 0,6 à 6 m/s, la vitesse gaz est variée de 15 à 75m/s.

Park et al 2004 [5] ont effectué des mesures de longueur de brisure sur la configuration de nappe 2D atomisée par un gaz rapide, pour les paramètres expérimentaux suivants diamètre liquide de

0,254mm, épaisseur gaz de 1,397 mm, vitesse liquide variée de 2 à 9,8 m/s et la vitesse gaz a et e variée de13,3 à 93,1m/s.

Leroux et al 2007 [6] ont réalise une étude sur l'atomisation d'un jet liquide par jet gaz coaxial, pour une géométrie d'injecteur de diamètre liquide variant de 0,4 à 2 mm et une épaisseur gaz variant de 0,5 mm a 8 mm. La vitesse gaz est variée de 15 à 250 m/s et la vitesse liquide de 0 à 7,5 m/s

Charalampous et al 2009 [7] ont identifie sur leur injecteur coaxial que le jet liquide pouvait être écarté de l'axe de symétrie de l'injecteur. Ces auteurs notent que l'effet est principalement visible a faible vitesse liquide, et qu'il est très réduit à plus haute vitesse liquide. La vitesse gaz semble avoir sur leur expérience un effet plus réduit que la vitesse liquide sur le déplacement radial du jet.

Nicolas ODIER 2014 [8] on montre qu'il existe des interactions entre les structures tourbillonnaires présentes dans la phase gazeuse et le liquide. Celles-ci sont délicates à étudier de façon expérimentale, mais leurs effets sont importants pour la compréhension de la dynamique des jets cisaillés. Ils expliquent notamment la difficulté d'étudier de façon théorique les dynamiques globales du jet, qui s sont suspectés d'être à l'origine de certains types de déstabilisation. De tels modèles détaillés sont plus utiles pour obtenir une compréhension fondamentale profonde sur les processus physiques impliqués dans le phénomène d'entraînement du liquide vers le gaz.

Dans le même axe de recherche nous proposant dans cette étude la réalisation des expériences numériques, pour simuler la dynamique de jets liquides en interaction avec une autre phase plus rapide. De tels écoulements diphasiques sont présents dans les chambres de combustion de certains moteurs-fusées ou de turboréacteurs d'avions et d'hélicoptères. L'optimisation des performances de ces dispositifs justifie l'intérêt porté à l'analyse fine des jets liquides cisaillés par une phase (gazeuse) rapide.

I.2 Principes de l'atomisation assistée

I.2.1 Définition générale de l'atomisation :

L'atomisation désigne l'action de fragmenter en fines gouttelettes une masse liquide initialement sous forme continue. Ce processus nécessite donc l'apport d'une énergie capable de vaincre les forces de cohésion du liquide liées à la tension de surface. Dans le cas de l'atomisation de type *air blast*, cet apport d'énergie provient d'un transfert entre l'écoulement gazeux environnant et la phase liquide grâce à une différence de vitesses initiales permettant de générer des instabilités hydrodynamiques. Celles-ci se développent ensuite jusqu'à la rupture de la masse liquide en gouttes de plus en plus fines.

I.2.2 Description de l'atomisation d'une nappe liquide cisaillée

Dans le cas de l'atomisation *air blast* d'une nappe liquide, plusieurs études expérimentales ont permis de mettre en évidence deux étapes dans le processus d'atomisation : l'atomisation primaire et l'atomisation secondaire (cf. Figure I.1).

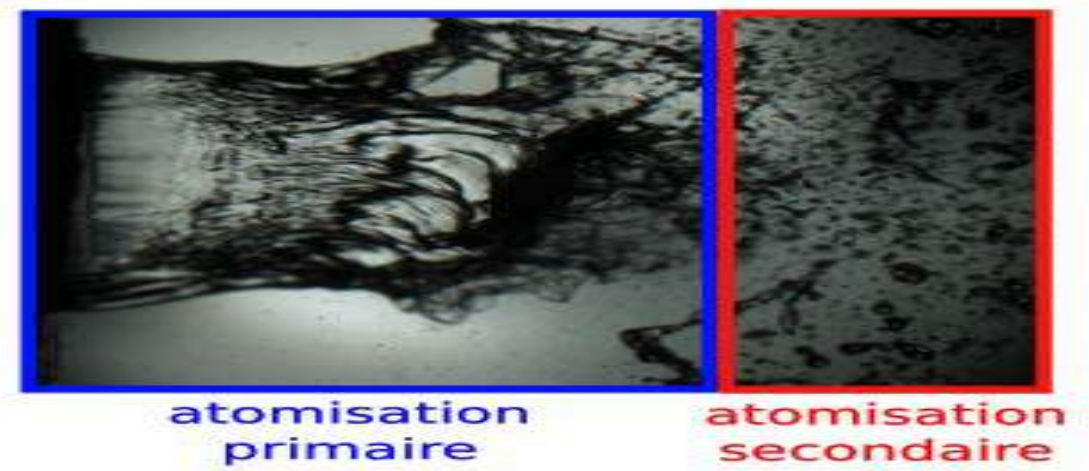


Figure I.1 : Visualisation de la zone d'atomisation primaire et d'atomisation secondaire d'une nappe liquide cisaillée par un Co-courant gazeux. **[9]**

I.2.2.1 L'atomisation primaire

Le processus d'atomisation primaire se produit dès la sortie de l'injecteur. Dans cette région, le liquide est injecté sous la forme d'un cœur liquide soumis à des instabilités de cisaillement

de type Kelvin-Helmholtz. Ces instabilités font apparaitre des ondes sinueuses et variqueuses **[9]** à l'interface gaz-liquide dans le sens privilégié de l'écoulement. Ces ondes vont ensuite croitre très rapidement jusqu'à provoquer une oscillation globale de la nappe.

L'instabilité de Kelvin-Helmholtz est suivie par des instabilités de Rayleigh-Taylor **[10].** Ces dernières conduisent à l'apparition d'ondes transverses qui s'amplifient jusqu'à la formation de ligaments. Ces ligaments sont ensuite étirés jusqu'à ce qu'ils soient fragmentés grâce aux effets aérodynamiques liés à l'écoulement gazeux.

I.2.2.2.L'atomisation secondaire

L'atomisation secondaire intervient dès lors qu'une poche de liquide s'est détachée du dard liquide. Il existe dans la littérature principalement trois causes décrivant les phénomènes entrant jeu.

L'atomisation par cisaillement

L'atomisation par la turbulence du gaz

L'atomisation par collisions entre gouttes

I.3.Les principaux types d'injecteurs

Dans l'industrie, il existe de nombreux types d'injecteurs. Dans **[11]**, l'auteur propose une classification de la plupart d'entre eux selon les mécanismes physiques fournissant la source d'énergie permettant de pulvériser une masse de liquide. Dans les paragraphes suivants, on présente les deux types d'injecteurs les plus utilisés pour l'injection du carburant dans la chambre de combustion d'un turboréacteur, à savoir les injecteurs pressurisés et les injecteurs *air blast*.

I.3.1 Les injecteurs pressurisés

Les injecteurs pressurisés sont des injecteurs utilisés dans une large gamme d'applications comme par exemple dans l'agriculture, dans les cosmétiques, ou encore dans les moteurs automobiles et aéronautiques. Le principe de ces injecteurs consiste à mettre sous pression une masse de liquide afin qu'elle s'écoule à forte vitesse à travers un petit orifice vers un milieu au repos. La différence de vitesse entre le liquide et le milieu environnant va conduire à la désintégration de la masse de liquide jusqu'à l'obtention d'un brouillard de gouttes.

Les injecteurs pressurisés ont l'avantage d'être relativement simples à mettre en œuvre et peu onéreux. Le contrôle de la granulométrie du spray généré peut être effectué en pilotant la

pression d'injection du liquide : plus la pression d'injection augmente, plus le diamètre moyen des gouttes obtenues diminue. Toutefois, l'énergie nécessaire et la masse du système augmentent très rapidement lorsqu'on souhaite pressuriser une masse de liquide importante et obtenir une granulométrie satisfaisante. Pour cette raison, ces injecteurs ne sont pas optimaux pour l'injection du carburant dans les moteurs aéronautiques même s'ils sont couramment utilisés dans les phases de régime transitoire (démarrage, redémarrage en altitude, bas régime) durant lesquelles les injecteurs air blast ne sont pas adaptés.

I.3.2 Les injecteurs air blast

Les injecteurs air blast sont principalement utilisés dans les moteurs aéronautiques. Leur principe de fonctionnement consiste à prélever une partie de l'écoulement d'air à forte vitesse en sortie des étages de compression du turboréacteur pour cisailler une masse de liquide injectée à faible vitesse dans la chambre de combustion. Ainsi, la masse de liquide, qui est initialement sous la forme d'une nappe liquide mince et/ou d'un film liquide mince, se déstabilise et se brise en gouttelettes sous l'action des contraintes aérodynamiques générées par l'écoulement gazeux.

Les principaux avantages liés à ce type d'injecteur sont qu'il nécessite beaucoup moins d'énergie comparé à un injecteur pressurisé pour atomiser une masse de liquide donnée et qu'il permet d'atomiser des débits de carburant beaucoup plus important. Toutefois, il est nécessaire d'avoir de forts courants gazeux pour que l'injecteur soit capable de fournir une granulométrie satisfaisante ce qui n'est pas toujours possible lorsque le régime du turboréacteur est bas. Pour pallier ce problème, les motoristes ont le plus souvent recourt à des injecteurs pressurisés supplémentaires qui assurent une injection satisfaisante lors des bas régimes du moteur. L'utilisation des ces injecteurs additionnels à l'inconvénient d'entrainer un surcout de masse important et de complexifier la réalisation et la maintenance des turboréacteurs.

I.4.Chambre de combustion

La chambre de combustion (cf. figure I.2) doit satisfaire certaines contraintes, poussant les motoristes à une recherche active d'innovations. Son en cambrement et son poids doivent ˆêtre minimum, imposant l'utilisation de matériaux à la fois légers et résistants La température des gaz en sortie de chambre doit être suffise mente basse pour garantir la bonne tenue en température des étages de turbine situes en aval. Les émissions d'espèces polluantes, telles que les oxydes

d'azote NOx ou le monoxyde de carbone C O, doivent être les plus basses possibles afin de satisfaire à des normes environnementales de plus en plus draconiennes. L'allumage du moteur doit également être garanti aussi bien pendant la phase de d´écolage que dans le cas d'un allumage du moteur suite à son extinction en vol.

Il existe une grande diversité d'architectures de chambre de combustion. Les premiers modèles développés étaient constitués d'une chambre tubulaire, disposées autour de l'axe moteur. La chambre de forme annulaire (cf. figure I.3) est actuellement la configuration la plus r´épandue, car permettant de minimiser le volume du moteur. Enfin, la configuration dite turbo-annulaire est un système mixte, constituée d'un ensemble de chambres tubulaires confiné dans une enveloppe annulaire.

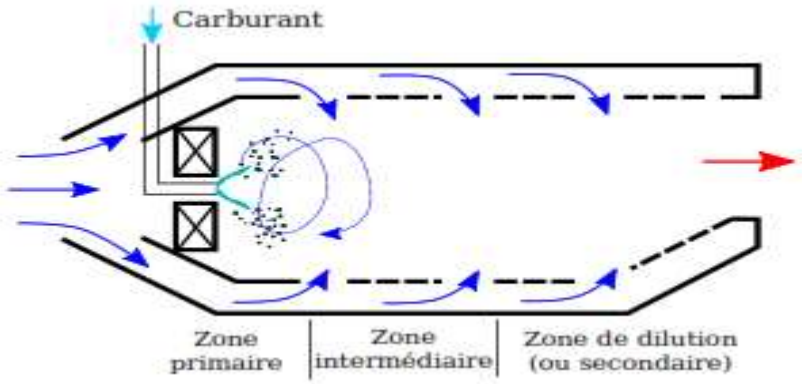


Figure I.2: schématisation d'une chambre de combustion.



Figure I.3: Photographie d'une chambre de combustion annulaire d'après Mongia (2004). **[12]**

I.4.1 Injection de combustible

Le combustible couramment utilisé pour les système propulsifs aérobie est le kérosène , possédant un fort pouvoir énergétique et un point de congélation très bas. L'utilisation d'un carburant stocké sous forme liquide, par rapport a l'utilisation d'un carburant gazeux, permet d´éviter l'utilisation de réservoirs pressurisés lourds et encombrants, et de diminuer le risque d'explosion en cas d'accident. Le carburant est injecté de manière continue, par un ensemble de système d'injection dispose circonférentielle ment. Ce système pulvérise le carburant sous la forme de gouttes de petite taille, de manière à augmenter la surface d'échange entre la phase liquide et la phase gazeuse. Ceci permet d'accélérer l'évaporation des gouttes et la formation de carburant gazeux disponible pour la combustion. Le processus d'atomisation du carburant se décomposé en deux phases :

1. Le système d'injection génère une nappe liquide, qui va se déstabiliser pour former des ligaments et des gouttes de grande taille (phase dite d'atomisation primaire).
2. Les grosses structures formées sont pulvérisées en gouttelettes de petite dimension (atomisation dite secondaire).

La dispersion des gouttes ainsi formées au sein de la chambre permet d'assurer un mélange air/carburant le plus homogène possible.

I.4.2 Injecteur en chambre de combustion

La distribution de gouttes en sortie d'injecteur contrôle la qualité du mélange réactif et donc de la combustion. Du fait de leur grand temps d'évaporation, les grosses gouttes pourront atteindre la flamme avant d'être totalement évaporées et ainsi créer des stratifications de richesse dans la zone de réaction qui peuvent mener à une surproduction de polluants. C'est pourquoi il est nécessaire de mettre en place des technologies permettant la création de fines distributions de gouttes menant au mélange le plus homogène possible avant la flamme.

L'injecteur à atomisation swirlé et l'injecteur à atomisation air blast font parti des injecteurs principalement utilisés. Le premier injecteur est basé sur une augmentation de la pression d'injection du carburant avant d'entrer dans la chambre de combustion sous la forme d'un spray conique. Le différentiel de vitesse entre l'air et le carburant induit des instabilités hydrodynamiques menant à l'atomisation du spray. Le second injecteur (qui nous intéresse dans ce rapport) est l'injecteur à atomisation air blast dont on peut observer. Le liquide (carburant) est

injecté avec une faible vitesse sous la forme d'un spray primaire qui va interagir avec un écoulement d'air à grande vitesse. On observe la formation d'un film liquide qui augmente l'aire de l'interface liquide/gaz et permet, par transfert d'énergie entre les deux phases, une atomisation efficace en bord de lèvre.

I.4.4 Composition du kérosène

En général, les systèmes propulsifs aérobies emploient le kérosène comme combustible. Le kérosène a été choisi du fait de son fort pouvoir calorifique (43 MJ.kg−1) et de son point de congélation très bas (-50◦ C), compatible avec les températures rencontrées en vol dans la troposphère.

Le kérosène est un mélange d'hydrocarbures dont les chaînes carbonées vont de C8 à C16 . Typiquement, ce mélange contient entre 70 % et 85 % de paraffines (ou alcanes) sous formes linéaires (n-paraffines) ou ramifiées (iso-paraffines). La combustion de ces paraffines permet d'obtenir un dégagement de chaleur par unité de masse important ainsi qu'une combustion avec peu de suie, car le rapport des nombres d'atomes de carbone et d'hydrogène est faible. Les cycloalcanes ont un dégagement de chaleur par unité de masse plus faible et un rapport des nombres d'atomes de carbone et d'hydrogène plus élevé, mais sont essentielles car leur présence permet d'abaisser le point de congélation du kérosène. Le kérosène contient aussi des aromatiques, dans une proportion maximale de 25%.

En fin, le kérosène contient également de traces de sulfates, d'oxygène et d'azote, qui ont un impact sur les propriétés de lubrification. Notons que la composition exacte du kérosène varie selon son origine d'extraction et son fournisseur (Total, BP,...) **[13]**. Pour plus de précisions, le lecteur intéressé pourras reporter à l'article de synthèse de Blakey et al. (2010) **[14]**.

Comme nous le montre le tableau ci-dessous, la formule chimique moyenne du kérosène diffère d'une source à une autre et varie globalement de C10, 9 H20, 9 et C12 H23:

Source	Formule chimique
Gracia-Salcedo et al. [15]	$C_{12}H_{23}$
Edwards et Maurice [16]	$C_{11}H_{21}$
Martel [17]	$C_{11.6}H_{22}$
Guéret [18]	$C_{11}H_{22}$
Nguyen et Ying [19]	$C_{11}H_{23}$

Tableau I.1 : Formule chimique du kérosène conventionnel

I.5.La pollution atmosphérique liée au transport aérien

Non seulement les transports sont les premiers responsables des émissions de gaz à effet de serre dans l'atmosphère, mais ils participent aussi aux émissions polluantes à l'origine de la pollution de l'air ambiant. Ces polluants ont un impact néfaste sur l'environnement et sur la santé.

En effet les gaz d'échappements issus des moteurs automobiles sont en grands partis responsables de la pollution atmosphérique. A l'heure actuelle, les moteurs Diesel sont les plus majoritaires dans le monde. Ils contribuent fortement aux émissions polluantes dans notre atmosphère. Cependant, outre la participation des composés polluants issus du transport routier, on recense aussi les émissions polluantes provenant du transport aérien. Ainsi l'explosion du trafic aérien ces dernières années et les estimations de la croissance de ce type de transport impliquent une limitation des rejets de polluants dans l'air par les compagnies aériennes.

I.5.1 Les polluants liés au transport aérien

Outre les émissions de gaz à effet de serre, on distingue des rejets de polluants primaires tels que les oxydes d'azotes (NOx), le monoxyde de carbone (CO), les hydrocarbures imbrûlés (HC), les particules de suies et le dioxyde de soufre (SO2).

Les moteurs d'avions émettent aussi du monoxyde de carbone. Le CO est émise lorsque le moteur tourne au ralenti (roulage au sol). Ces émissions proviennent de la combustion incomplète du kérosène. C'est un composé toxique qui participe à la formation d'ozone troposphérique et à un effet nuisible sur la santé humaine. C'est un poison pour l'hémoglobine. Il se fixe sur

l'hémoglobine du sang à la place de l'oxygène, d'où un manque d'oxygénation du système nerveux, du cœur et des vaisseaux sanguins.

La combustion incomplète du kérosène contribue aussi à la formation d'hydrocarbures imbrûlés. Ces derniers sont émis au régime de ralenti et au roulage au sol de l'appareil. Ces hydrocarbures imbrûlés appelés généralement COV (Composés Organiques Volatils) participent à la formation d'ozone troposphérique et ont un effet cancérogène. Ils participent aussi aux réactions chimiques dans la haute atmosphère. On distingue par ailleurs le méthane (CH4) qui est un GES dont le pouvoir de réchauffement global est 25 fois supérieur au CO2 **[20]**.

On constate aussi les particules de suies provenant de résidus solides de gaz d'échappement. Ces polluants sont fortement émis lors des phases de décollage et de montée de l'avion. Ces particules ont un effet toxique, ils sont responsables de certaines pathologies telles que les maladies cardio-vasculaires, les allergies respiratoires et le cancer broncho- pulmonaire. Ils participent aux réactions hétérogènes contribuant à détruire l'ozone et au forçage radiatif (ils ont un impact sur la formation de cirrus **[21]**). Les suies sont également une source de corrosion ; elles permettent la détection radar des avions militaires.

Les émissions de dioxyde de soufre proviennent de l'oxydation du soufre présent dans le kérosène pendant la combustion. Ces émissions ont un impact sur la santé, sur l'acidification de l'atmosphère, sur la formation d'aérosols à partir de sulfates et d'acide sulfurique qui contribuent aux pluies acides.

Conclusion

Dans ce chapitre, présenté différentes architectures de chambre de combustion, ainsi que différents systèmes et principaux type d'injection couramment mis en œuvre dans les turbomachines. On distingue donc deux phases en atomisation (L'atomisation primaire, L'atomisation secondaire).

Ce qui nous amène à décrire un formulaire mathématique des équations qui régissent notre problème physique de dynamique de fluide dans le chapitre suivant.

Introduction

Dans ce chapitre on s'intéresse à la modélisation mathématique de transfert de chaleur et l'écoulement diphasique turbulent de fluide incompressible en régime variable.

Nous allons décrire les équations générales gouvernant les écoulements. Les écoulements à surface libre sont un problème difficile à simuler numériquement. Le but de ce chapitre est de présenter la méthode choisie ainsi que ses limitations.

II.1. écoulements diphasiques :

Les écoulements diphasiques peuvent être classés selon les phases en présence (liquide, gaz, ou solide) ou selon la distribution spatiale des interfaces.

Pour le premier cas, les combinaisons possibles sont les suivantes :

- mélange de deux liquides non miscibles (échangeurs à contact direct).
- mélange gaz-solide (transport pneumatique du blé, fumées, poussières).
- mélange solide -liquide (transport de boue).
- mélange gaz-liquide (extraction pétrolière).

Concernant le second cas, on distingue les écoulements suivants :

- à phase dispersées.
- à phase séparées.
- de transition.

II.2 model dynamique :

Le mouvement d'un fluide est modélisé par les équations de Navier-Stokes qui permet de traiter les fluides classiques comme l'air, l'eau, l'huile ou aussi les métaux fondus. Les équations gouvernantes sont :

- la conservation de la masse ou l'équation de continuité
- la conservation de la quantité de mouvement
- la conservation d'énergie (premier principe de la thermodynamique)

La formulation mathématique des lois de la conservation régissant les phénomènes physiques comme les écoulements de fluides, est généralement écrite sous forme d'équations aux dérivées [22].

II.2. Modélisation de L'écoulement des Fluides :

Tous les problèmes de CFD sont basés sur les lois fondamentales de mécanique des fluides ; qui sont :

II.2.1. Equation de Navier-Stokes :

On considère l'écoulement de deux fluides incompressibles, newtoniens et non-miscibles.la dynamique de chaque phase K est déterminée par les équations de Navier- Stokes [23]:

$$\frac{d\rho kv}{dt} + \nabla(\rho k) = \rho kg - \nabla\rho k + \nabla(2\mu Ksk) \qquad \text{(II-1)}$$

II.2.2. L'équation de la continuité

Cette équation concerne le principe de conservation de la masse dans un élément. Elle exprime l'égalité de la variation de la masse d'élément et de la différence entre la quantité de fluide qui entre et celle qui quitte pendant le même temps. **[24]**

$$\frac{\partial Ui}{\partial xi} = 0 \qquad \text{(II-2)}$$

II.2.3. La décomposition statique (La décomposition de Reynolds)

Elle consiste à décomposé chaque grandeur instantané φ des équations des Navier-Stokes en une grandeur moyenne $\bar{\varphi}$ et une fluctuation turbulente φ'.

Les équations de Navier -Stokes étant non linéaires, l'opération de moyenne fait apparaître de nouveaux termes qui traduisent l'influence de la turbulence sur l'écoulement moyen.

$$\varphi = \bar{\varphi} \varphi' \qquad . \qquad \text{(II-3)}$$

Avec la valeur moyenne de φ est exprimée par la relation suivante :

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{T} \int_0^1 \varphi \, dt \qquad \text{(II-3-a)}$$

Dans le cadre de la modélisation en un point de la turbulence, on ne s'intéresse qu'aux Moyennes statiques de la vitesse et de la pression. On décomposé ainsi les grandeurs Instantanées selon la règle de Reynolds :

$$Ui = \bar{U} + Ui \qquad \text{(II-4)}$$

$$p = \bar{p} + p$$

II.2.4. Les équation des mouvements moyennes

II.2.4.1. Équation de continuité de mouvement moyen

L'équation de continuité du champ moyen est obtenue par moyenne de l'équation [25]:

$$\frac{\partial \bar{U}i}{\partial xi} + \frac{\partial Ui}{\partial xi} = 0 \qquad \text{(II-5)}$$

II.2.4.2. Équation de Navier-stocks moyenne

Toutes les opérations de l'équation (II-1) sont linéaires à l'exception de celui du terme D'advection donc on obtient immédiatement l'équation moyenne suivante [25]:

$$\frac{\partial \bar{U}i}{\partial t} + \overline{Uj}\frac{\partial \bar{U}i}{\partial xj} + \bar{U}j\frac{\partial \bar{U}i}{\partial xj} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{P}}{\partial xi} + V\frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial xj \partial xj} \quad \text{(II-6)}$$

Après avoir introduise la décomposition de Reynolds on écrit finalement :

$$\frac{\partial \bar{U}i}{\partial t} + \overline{Uj}\frac{\partial \bar{U}i}{\partial xj} + \bar{U}j\frac{\partial \bar{U}i}{\partial xj} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{P}}{\partial xi} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial^2 \bar{P}}{\partial xj \partial xj} \ (\overline{\tau ij} + R_{IJ}) \quad \text{(II-7)}$$

L'effet de la moyenne engendre bien entendu une perte d'information, caractérisée ici Par l'apparition d'une corrélation inconnue $\overline{U_L}\ U_J$ appelé tenseur de Reynolds.

La condition d'incompressibilité implique :

$$Ui\frac{\partial \overline{Ui}}{\partial xj} = \frac{\partial \overline{UiUj}}{\partial xj} \quad \text{(II-8)}$$

Les tensions de Reynolds ou les contraintes de Reynolds $\overline{U_L\ U_j}$ peuvent être s'écrit sous la Forme suivante :

$$[R_{ij}] = -\rho\begin{pmatrix} \overline{UU} & VU & UW \\ UV & VV & VW \\ UW & VW & WW \end{pmatrix} \quad \text{(II-9)}$$

Où $[\tau ij]$ est le tenseur des contraintes visqueuse, défini par :

$$[\tau ij] = T\frac{\partial \overline{Ui}}{\partial xj} + \frac{\partial Uj}{\partial xi} \quad \text{(II-9-a)}$$

Avec :

$$\frac{\partial \tau ij}{\partial xij} = T\frac{\partial^2 \overline{Uj}}{\partial xi \partial xi}\left(\frac{\partial \overline{Ui}}{\partial xj} + \frac{\partial Uj}{\partial xi}\right) \quad \text{(II-9-b)}$$

II.2.4.3. Equation de transport des tensions de Reynolds :

Les équations de transport sont de la forme générale [26] : $\overline{R_{ij}} = u_j u_l$

$\frac{d\varphi}{dt}$ Production+ diffusion –dissipation+sources additionnelles

Ou $\frac{d}{dt}$: représente la dérivée particulaire (rappelons que $\frac{d\varphi}{dt} = \frac{d\varphi}{dt} + Ui\frac{d\varphi}{dxj}$

Les équations de départ sont les équations (II.1) et (II.2) dans lesquelles on a Introduit l'équation (II.3) et (II.4). On part de l'équation de [26]

$$\frac{\partial(\bar{U}_i + U_i)}{\partial t} + (\overline{U_K} + U_K)\frac{\partial(\bar{U}_i + U_i)}{\partial x} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial(\bar{p}_i + p)}{\partial x_i} + V\frac{\partial^2(\bar{U}_i + U_i)}{\partial x_j \partial x_j} \quad \text{(II-10)}$$

On fait la différence (II.11)-(II.7) en tendent compte de (II.8):

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \bar{U}_K\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + u_k\frac{\partial U_i}{\partial x_k} + \frac{\partial(u_i u_k - \bar{u}_k \bar{u}_i)}{\partial x} = \frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x_i} + V\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k \partial x_k} \quad \text{(II-11)}$$

On peut écrire (II.12) pour l'indice j :

$$\frac{\partial u_j}{\partial t} + \overline{U}_K \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + u_k \frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \frac{\partial (u_j u_k - \overline{u}_k \overline{u}_j)}{\partial x_k} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x_j} + V \frac{\partial^2 u_j}{\partial x_k \partial x_k} \quad \text{(II-12)}$$

On multiple (II-12) par et U_j (II-13) par U_i et on somme les deux équations obtenus. En Regroupant certains termes, il vient [26]:

$$\frac{\partial Uj}{\partial t} + U_K \frac{\partial Rij}{\partial xk} = - R_{ik} \frac{\partial Uj}{\partial xk} - R_{ij} \frac{\partial Ui}{\partial xk} + \frac{\bar{P}}{\rho}\left(\frac{\partial Ui}{\partial xj} + \frac{\partial Ui}{\partial xi}\right) - \frac{\partial}{\partial xk}(\overline{UiUjUk}) - \frac{\partial}{\partial xk}\frac{\bar{p}}{\rho}\left(\frac{\partial Ui}{\partial xj} + \frac{\partial Uj}{\partial xi}\right) - 2V \frac{\partial Ui}{\partial xk}\frac{\partial Uj}{\partial xk} + V \frac{\partial^2 Rij}{\partial xk \partial xk} \quad \text{(II-13)}$$

Cette équation fait apparaitre au second membre plusieurs contributions : les deux Premiers termes traduisent l`action des gradients de vitesse moyenne sur le champ turbulent et représentent la production des tensions de Reynolds (son signe peut dans certain cas être Négatif). Le terme de corrélation pression-déformation s`annule par contraction et réalise Dance une redistribution d`énergie sur les composantes des tenseurs de Reynolds. Schématiquement on écrira [27]

$$\frac{\partial Rij}{\partial t} + \overline{Uk} \frac{\partial Rij}{\partial xk} = \text{pij} + \text{Tij} + \text{Dij} - \varepsilon\text{ij} + v \frac{\partial^2 Rij}{\partial xk \partial xk} \quad \text{(II-14)}$$

T_{ij} = Transport diffusif du à la fluctuation de vitesse et aux fluctuations de pression.

P= production.

εij= Dissipation visqueuse (car il constitue un puits du a la viscosité' moléculaire).

D_{IJ} = Diffusion visqueuse.

L'équation (II.12) est appelée équation de tension de Reynolds ou équation des corrélations Doubles $R_{IJ}=\overline{U_J U_I}$

II.2.4.4. Équation de l'énergie cinétique fluctuante [27]: $K = \frac{1}{2} R_{ij}$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{Uk} \frac{\partial k}{\partial xj} = \overline{UiUk} \frac{\partial Ui}{\partial xk} - \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{UiUjUk}}{\partial xk} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \overline{Ukp}}{\partial xk} + V \frac{\partial^2 K}{\partial xk \partial xk} - v \frac{\partial \overline{Ui \partial Uj}}{\partial xk \partial xk} \quad \text{(II-15)}$$

Cette équation que l'on peut obtenir par contraction tensorielle de l'équation aux Tensions de Reynolds, exprimé que la variation de l'énergie cinétique de la turbulence est due Aux effets des termes du second membre :

Production d'énergie par action des gradients de vitesse moyenne sur la turbulence,

Transport par diffusion sous l'action des fluctuations de vitesse et de pression ; dissipation visqueuse et enfin diffusion visqueuse.

Schématiquement on écrira [27]:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \overline{Uk} \frac{\partial k}{\partial xk} = p + D - \varepsilon + V \frac{\partial^2 K}{\partial xk \partial xk} \quad \text{(II-16)}$$

L'équation de K est utilisée notamment dans les modèles simplifiées a un ou deux équations de transport.

II.2.4.5. Équation du taux de dissipation de l'énergie cinétique fluctuante :

Multipliant l'équation (II.11) par :

$$(-2v\frac{\overline{UkUi}}{\partial xj\partial xj})$$

Et prenant la moyenne, on obtient le résultat final après quelques regroupements simple 28[28]:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{Uk}\frac{\partial \varepsilon}{\partial xj} = -2v\frac{\partial \overline{Uk}\partial^2\overline{UL}}{\partial xi\partial xj\partial xk} + \frac{\partial \overline{Uk}\partial \overline{Ui}\partial \overline{Ui}}{\partial xi\partial xj\partial xk} + \frac{\overline{UiUi}\partial \overline{Uk}}{\partial xi\partial xj\partial xk} \quad (\text{II-17})$$

L'équation du taux de dissipation de l'énergie turbulente est plus délicate à interpréter et a Modéliser, elle est utilisée pour calculer l'échelle de longueur caractéristique de la Turbulence. Cette équation est analogie à celle citée par Biesel [29] en 1972.

II.2.5. Problème de fermeture des équations

Le système à résoudre comporte alors plus d'inconnues que d'équation, d'où la Nécessite d'utiliser des modèles de fermeture pour le fermer.

On pourrait poursuivre la démarche, on trouve de nouvelles équations qui introduiraient à leur tour de nouvelles inconnues, ainsi que l'équation exacte d'un moment d'ordre N= $(\overline{U_{i1}U_{i2}U_{i3}\ldots\ldots\ldots\ldots U_{in}})$ implique nécessairement un moment d'ordre supérieur.

Il est donc nécessaire de modéliser les inconnues supplémentaires à l'aide de lois Complémentaire n'introduisant pas de nouvelle inconnue : modèle de fermeture.

Inconnue à Calculer	Equation disponible	Nombre des équation	Inconnue supplémentaires	Nombre total des Inconnues
Champ de vitesse moyenne u_i (3) moyenne (1)	(1) continuité (3) N_S moyenne	(4)	Tension de Reynolds $\overline{U_iU_j}$ (6)	(10)
Champ de vitesse moyenne u_i (3) pression Moyenne (1) Tension de Reynolds $\overline{U_iU_j}$ (6)	(1) continuité (3) N_S moyenne (6) Tension de Reynolds	(10)	Corrélation triple $\overline{u_iu_ju_k}$ (10) Corrélation Pression vitesse $\overline{u_i\frac{\partial\rho}{\partial x_j}}$ (9) Corrélation Gradient de vitesse $\overline{\frac{\partial U_i}{\partial x_k}\frac{\partial U_j}{\partial x_k}}$ (6)	(35)

Tableau II.1 : la décomposition de Reynolds dans les équations de Navier Stokes.

Le problème donc est celui de la liaison entre les tensions de Reynolds et le champ Moyen. Pour réaliser la fermeture, des hypothèses et des modèles supplémentaires seront Nécessaires pour traduire le comportement du milieu turbulent, il permet alors d'obtenir un Nombre d'équation égale à celui des inconnues et ces équations peuvent ensuite être résolues Par voie numérique.

II.2.6. Quelques hypothèses classiques de la fermeture de turbulence :

II.2.6.1. Hypothèse de chou

$$V_t = C\mu \frac{K^2}{\varepsilon} \quad \text{(II-18)}$$

II.2.6.2.Hypothèse de viscosité turbulente de bousines

$$-\overline{UjUl} = v\left(\frac{\partial Ui}{\partial xj} + \frac{\partial Uj}{\partial xi}\right) - \frac{2}{3} k\delta_{ij} \quad \text{(II-19)}$$

II.2.6.3.hypothèse de longueur de mélange de Prandtl

$$V_t = L^2 m\left(\frac{\partial Ui}{\partial xj} + \frac{\partial Uj}{\partial xi}\right) \quad \text{(II-20)}$$

Qui devient en écoulement de type couche limite :

$$V_t = L^2 m \frac{\partial U1}{\partial U2} \quad \text{(II-21)}$$

Lm : Etant la longueur de mélange qui peut être détermine' facilement pour un certain nombre d`écoulement.

II.2.6.4. Hypothèse de Prandtl-Kolmogorov

$$V_t = C_v \sqrt{KL}$$

II.2.7. La modélisation de la turbulence et leurs classifications :

La turbulence est un mécanisme essentiel de la dynamique des ressauts hydrauliques ou des vagues déferlantes puisqu'elle assure la dissipation d'énergie qui se produit dans ces écoulements. Un modèle numérique de ces écoulements doit donc modéliser la turbulence.

II.2.7.1.Les modèles à viscosité turbulence algébrique (modèle à zéro équation de transports)

Aucune équation de transport n'est utilisée dans ce modèle, les tensions de Reynolds Sont directement liées aux valeurs moyennes. En s'inspirant de la théorie cinétique des gaz Prandtl, (La première génération de la modélisation de la turbulence 1925). Suggéra que la

viscosité turbulente soit mise sous la forme de produit d'une vitesse et d'une longueur Caractéristique du mouvement turbulent.

La longueur utilisée est dite « longueur de mélange » et la vitesse caractéristique S'exprime par l'hypothèse suivante [23]:

$$V = Lm \sqrt{(2dij)^2} \quad \text{(II-22)}$$

Ce qui conduit à l'expression suivante de la viscosité turbulente :

$$VT = LmV = Lm^2\left(\sqrt{\frac{\overline{OCl}}{OXj}} + \sqrt{\frac{\overline{OCl}}{OCi}}\right)^2 \quad \text{(II-22-a)}$$

Lm : Longueur de mélange

La longueur de mélange se calcul suivant le type d'écoulement des expressions Variées, obtenus en générale a partir de l'expérience, sont en effet disponibles pour les écoulements standard.

Cependant, ces modèles ignorent complètement le caractère non local de la turbulence.

II.2.7.2. Les modèles à une équation de transport

Ces modèles introduisent dans la définition de VT au moins une grandeur turbulente décrire par une équation d'évolution si on utilise l'équation de l'énergie cinétique de la turbulence K sous forme modélisé. On pourra déterminer VT par l'expression du type kolmogrov Prandtl [26].

$$V_T = Ca\ Ls \sqrt{k} \quad \text{(II-23)}$$

Où Ls est une échelle de longueur des grandes structures turbulentes donnée en chaque PT de l'écoulement.

II.2.7.3. le modèle k-ε et RNG (modèle à deux équations de transport)

Le modèle k- [launder & spalding, 1974] est certainement le modèle le plus répandu.

La viscosité turbulente est donnée par la relation [26]:

$$A_t = pc_a \frac{k^2}{\varepsilon} \quad \text{(II-24)}$$

Où ε taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulent, est donnée par la relation Suivante:

$$\varepsilon = a\ \overline{\nabla\overline{U} : \nabla t\overline{U}} \quad \text{(II-24a)}$$

Les deux équations de fermeture s'écrivent :

$$\rho\left(\frac{\partial k}{\partial t} + (\overline{U}\nabla)k\right) = \nabla\left((a + \frac{at}{\sigma k})\ \nabla k + P + G - \rho\varepsilon\right) \quad \text{(II-24-b)}$$

$$\rho(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + (\bar{U}\nabla)\varepsilon) = \nabla((a + \frac{at}{\sigma\varepsilon})\nabla\varepsilon + C\varepsilon 1\,(P + C\varepsilon 3\,G)\frac{\varepsilon}{k} - C\varepsilon 2\,\frac{\varepsilon^2}{K}$$

Avec :

$$P = \alpha_t t_r\,(\nabla\bar{U} : \nabla\bar{U} + \nabla^t\bar{U} : \nabla\bar{U}) \qquad \text{(II-24-c)}$$

$$G = -\frac{\alpha t}{\sigma t}\beta g.\nabla\bar{T}$$

Les constantes, déterminées empiriquement par les auteurs du modèle, sont données dans le Tableau suivant :

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	C_K	$\sigma_\varepsilon C_K$	σ_T	$C_{\varepsilon 1}C_{\varepsilon 2}$
0.09	1.44	1.92	1	1.3	1	0.7

Tableau II.2 : constantes du modèle k-ε

Cette modèle est très répandu de part sa simplicité, sa robustesse et sa facilité de mise en œuvre .Bien que les aspects généraux des écoulements soient bien simulés, il apparaît Certaines insuffisances dues notamment à la valeur des constantes et au fait que le modèle est trop diffusif. Les modifications apportées au modèle k-ε sont nombreuses, dont notamment les extensions suivantes.

II.2.7.4. Le modèle k-$\boldsymbol{\varepsilon}$ deux couches

[Chen 1 Patel, 1988] qui, a proximité des parois, utilise un modèle a une équation (Pour k) et exprime a l`aide d'une longueur caractéristique déterminée par une formule Algébrique fonction du nombre de Reynolds.

II.2.7.5. Le modèle k-$\boldsymbol{\varepsilon}$ étendu

[Chen & Kim, 1987] (cours turbulence université medea), qui ajoute un terme a l'équation du taux de dissipation pour que le transfert d'énergie réponde plus efficacement à la déformation moyenne de l'écoulement, rend le modèle moins d'effusif, le modèle RNG, développe' par le groupe de renormalisation [yakhot 1 Smith, 1992] (cours turbulence université medea). Il consiste en une estimation au cours du calcul de la constante Cε1, remplacée dans l`équation de dissipation par Cε1 donnée par l'expression (II.27). Cette expression ajoute un terme fonction du taux de déformation η à l'équation du taux de dissipation le rendant ainsi moins diffusif.

$$C'\varepsilon 1 = C\varepsilon 1 - \eta\frac{(1-\eta 0)}{1+\beta\eta 3} \qquad \text{(II-25)}$$

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_K	σ_ε	σ_T	$C_{\varepsilon 1}C_{\varepsilon 2}$	η_0	β
0.005	1.42	1.68	0.7179	0.7179	1	0.7	4.33	0.012

Tableau II.3 : constantes du modèle RNG.

II.2.7.6. Modèle Algébrique aux tensions de Reynolds (ASM)

A partir des équations de Reynolds, Robin (1972) a proposé que le transport (Convection plus diffusion) des contraintes de Reynolds est proportionnel a celui de L'énergie cinétique turbulente on a [29] :

$$\frac{\partial(\rho Uk\,\overline{UiUj})}{\partial xk} - D_{ij} = \frac{\overline{UiUj}}{k}(P_K - \rho\varepsilon) \qquad \text{(II-26)}$$

Ou : $\frac{\overline{UiUj}}{k}$ Est le coefficient de proportionnalité qui n'est pas une constante en générale

L'introduction de cette hypothèse (II. 19) Dans l'équation de transport est de la forme Suivante :

$$\frac{\partial(\rho Uk\,\overline{UiUj})}{\partial xk} = D_{ij} + P_{ij} + R_{ij} = \frac{2}{3}\rho E\delta ij \qquad \text{(II-27)}$$

Ou [4],[5]

$$\overline{U_I U_J} = k\left(\frac{\frac{2}{3}\delta_{IJ} + ((C_1 - C_2)\left(\frac{P_{ij}}{\varepsilon} - \frac{2P_K}{3\varepsilon}\delta_{ij}\right)))}{(\rho c_1 + \frac{p_k}{\varepsilon} - \rho)}\right) \qquad \text{(II-28)}$$

Avec :

Ou :

$$P_{ij} = -\rho\overline{UiUk}\frac{\partial U}{\partial xt} - \rho\overline{UiUj} - \frac{\partial Ui}{\partial xk} \qquad \text{(II-29)}$$

La sommation de [25] donne la production d'énergie turbulente :

Ou :

$$Pk = \frac{1}{2}P_{ij} \qquad \text{(II-30)}$$

Pour la redistribution d'énergie, différents modèles sont proposés dans le présent code (TEAM), ils ont utilisés le modèle suivant :

$$R_{ij} = R_{ij,1} + R_{ij,2} + R_{ij,W} \qquad \text{(II-31)}$$

Ou :

$R_{ij,1} = C_1\rho\varepsilon(\frac{\overline{UiUj}}{k} - \frac{2}{3}\delta_{ij})$ (II-32)

$R_{ij,2} = -C_2 (P_{ij} - \frac{2}{3} Pk\delta ij)$ (II-33)

Et, w (les termes a la proximité de la par

$R_{11,w} = \{C'_1\frac{\varepsilon}{K}V'^2 - C_2C'_2(P_{22} - \frac{2}{3}P_K\} \quad f$

$R_{11,w} = \{2C'_1\frac{\varepsilon}{K}V'^2 - C_2C'_2(P_{22} - \frac{2}{3}P_K\} \quad f$ (II-34)

$R_{11,w} = \{C'_1\frac{\varepsilon}{K}V'^2 - C_2C'_2(P_{22} - \frac{2}{3}P_K\} \quad f$

$R_{11,w} = \{-1.5C'_1\frac{\varepsilon}{K}\overline{UV} + 1.5C_2C'_2P_{12}\} f$

Et le terme F est donnée par:

$F = \frac{k^{3}/_{2}}{2\varepsilon xn}$ (II-35)

La fermeture de l'équation (II, 28) est enfin achevée par l'énergie turbulente K:

$\frac{\partial}{\partial xi}(\rho UK) = \frac{\partial}{\partial xk}(C_k\frac{k}{\varepsilon}\overline{UkUi}\frac{\partial k}{\partial xi}) + P_k - \rho\varepsilon$ (II-36)

Et pour la fermeture de l`équation de dissipation s on a :

$\frac{\partial}{\partial xi}(\rho U1\varepsilon) = \frac{\partial}{\partial xk}(C\varepsilon\frac{k}{\varepsilon}\overline{UKUJ}\frac{\partial\varepsilon}{\partial xJ}) + \frac{\varepsilon}{K}(C\varepsilon 1Pk - C\varepsilon 2\rho\varepsilon) - \rho\varepsilon$ (II-37)

C_S	C_1	C_2	$C\varepsilon$	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	$\acute{C}_1$	$\acute{C}_2$
0.22	1.8	0.6	0.15	1.44	1.92	0.5	0.3

Tableau II.4 : les constantes du modèle ASM.

2L'ensemble des équations (II.36), (II.37) et (II.28) constitue le modèle de contrainte algébrique.

La distribution des équations (II-37) à (II-36) dans l'équation (II-28) donne le système algébrique suivant :

$\alpha i1\,\overline{U'^2} + \alpha_{i2}\overline{U'^2} + \alpha i3\overline{U'V'} + \alpha_{i4}\overline{W'^2} = b_i$ (II-38)

La condition de contraintes normales inconditionnellement positives est assurée par la Détermination simultanée de toutes les contraintes normales par la résolution du système algébrique suivant :

$$\begin{pmatrix} \alpha 11 & \alpha 12 & \alpha 13 \\ \alpha 21 & \alpha 22 & \alpha 23 \\ \alpha 31 & \alpha 32 & \alpha 33 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho\overline{U^2} \\ \rho\overline{V^2} \\ \rho\overline{W^2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b1 \\ b2 \\ b3 \end{pmatrix} \quad \text{(II-39)}$$

Où les coefficients sont définis tel que :

$$\alpha ij \leq 0 \quad \text{pour} \quad i \neq j \quad \text{(II-40)}$$

Le système algébrique (II-39) est résolu par le théorème de cramer.

Soit :

$$\rho\overline{U^2} = \frac{\nabla 1}{\nabla} \quad , \quad \rho\overline{v^2} = \frac{\nabla 2}{\nabla} \quad , \quad \rho\overline{W^2} = \frac{\nabla 3}{\nabla}$$

Une fois les contraintes normales déterminées, nous calculons la contrainte de cisaillement

Par :

$$\overline{UV'} = -\frac{\alpha 31}{\alpha 33} U'^2 - \frac{\alpha 33}{\alpha 33} V'^2 - \frac{\alpha 32}{\alpha 33} W'^2 - \frac{b3}{\alpha 33} \quad \text{(II-41)}$$

II.2.7.7. Le modèle RSM [30] :

Les équations de transport des contraintes de Reynolds dans Fluent sont écrites:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}\left(\rho U_k \overline{u_i u_j}\right)}_{1} = \underbrace{-\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\overline{\rho u_i u_j u_k} + p\left(\overline{\delta_{kj} u_i + \delta_{ik} u_j}\right)\right]}_{2} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_k}\left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\overline{u_i u_j}\right)\right]}_{3} -$$

$$\underbrace{\left[\overline{u_i u_k}\frac{\partial U_j}{\partial x_k} + \overline{u_j u_k}\frac{\partial U_i}{\partial x_k}\right]}_{4} + p\underbrace{\overline{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right)}}_{5} - 2\mu\underbrace{\overline{\frac{\partial u_i}{\partial x_k}\frac{\partial u_j}{\partial x_k}}}_{6} \quad \text{(II-42)}$$

1- $c_{ij} \equiv$ convection ; 2-$T_{,ij} \equiv$ diffusion turbulente ;

3-$Dl_{;ij} \equiv$diffusion moléculaire ; 4-$p_{ij} \equiv$ terme de production de contrainte ;

5-$\varphi_{ij} \equiv$pression taux de déformation ; 6-$\varepsilon_{ij} \equiv$dissipation ; $\frac{u_i u_j}{\partial x_1}$

$$D_{T,ij} = c_s \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\overline{\rho k \frac{U_k U_1}{\varepsilon}\frac{\partial U_i U_j}{\partial x_1}}\right)$$

$$D_{T,ij} = \frac{\partial}{\partial x_k}\left(\frac{\mu_t}{\mu_k}\frac{\partial \overline{U_i U_j}}{\partial x_k}\right)$$

L'équation de pression – taux de déformation s'écrit:

$$\varphi_{ij} = \varphi_{ij,1} + \varphi_{ij,2} + \varphi_{ij,w}$$

$$\varphi_{ij,1} = -C_1\rho\frac{\varepsilon}{k}\left[\overline{u_i u_j} - \frac{2}{3}\delta_{ij}k\right] \text{ Terme lent}$$

$$\varphi_{ij,2} = -C_2\left[\left(P_{ij} + C_{ij}\right) - \frac{2}{3}\delta_{ij}(p - c)\right] \text{ Terme rapide}$$

$\varphi_{ij,w} = C"_1 \frac{\varepsilon}{k}\left(\overline{u_k u_m} n_k n_m \delta_{ij} - \frac{3}{2}\overline{u_i u_k} n_j n_k - \frac{3}{2}\overline{u_j u_k} n_j n_k\right)\frac{K}{C_1 \varepsilon d}^{\frac{3}{2}} + C"_2\left(\varphi_{km,2} n_k n_m \delta_{ij} -$
32φik,2njnk− 32φjk,2ninkKC1εd32
(1)

$C_1 = \frac{Cu^{3/4}}{k}$

L'expression (14) représente un terme pour amortir la fluctuation et il est inclus par défaut dans le modèle RSM.

C_1	C_2	p	C	$C"_1$	$C"_2$	$C\mu$	K
1.8	0.6	1.68	0.7179	0.5	0.3	0.09	0.4187

Tableau II.5 : Valeurs des constantes du modèle RSM

II.2.8. L'équation de conservation de mouvement [24]

En mécanique des fluides, les équations de Navier-Stokes sont des équation saux dérivées partielles non linéaires qui décrivent le mouvement des fluides dans l'approximation des milieux continus. Elles gouvernent par exemple les mouvements de l'air de l'atmosphère, les courants océaniques, l'écoulement de l'eau dans un tuyau, le mouvement d'air dans les locaux et de nombreux autres phénomènes d'écoulement de fluides. Elles sont nommées d'après deux physiciens du XIXe siècle, Claude Navier et George Stokes.

$$\rho\left\{\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v}\,\nabla\,\vec{v}\right\} = -\nabla P + \mu\nabla^2\,\vec{v} + \rho\vec{g} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \text{(II.3)}$$

Où :

$\boldsymbol{\rho}$: la densité considérée variable avec le temps.

$\boldsymbol{\mu}$: la viscosité dynamique aussi variable.

P : la pression.

$\vec{\boldsymbol{g}}$: la gravité.

II.2.9. Equation de conservation d'énergie

La conservation de l'énergie est un principe physique selon lequel dans un référentiel inertiel, l'énergie totale d'un système isolé est invariante au cours du temps[1].

Mathématiquement, la variation instantanée d'énergie est nulle. $\frac{dE}{dt} = 0$

En mécanique newtonienne, c'est aussi vrai pour un système influencé par une force conservative.

Par contre dans un référentiel nom inertiel un corps initialement au repos peut acquérir spontanément de la vitesse, ce qui correspond à une acquisition d'énergie cinétique : la loi de conservation de l'énergie d'un système isolé n'est pas valable dans ce cadre.

Dans les systèmes simples de la mécanique newtonienne, la somme des énergies cinétiques, K, et des énergies potentielles, U, est une constante. Elle demeure inchangée sous l'action de forces conservatives uniquement.

$$k_i + U_i = k_f + U_f$$

Ou : $\Delta k + \Delta U = 0$

Cette somme, qui représente l'ensemble de l'énergie présente dans le système, porte le nom d'énergie mécanique, E.

$$E = K + U$$

Il est alors possible d'exprimer le principe de conservation de l'énergie en utilisant l'énergie mécanique.

$$\Delta E = 0$$

Ou : $E_i = E_f$

On parle d'énergie initiale et finale en se référant à l'énergie présente dans un système avant et après l'effet d'une force. Le type de force agissant sur le système détermine s'il y a ou non conservation de l'énergie.

Les lois de conservation de l'énergie de la mécanique et de la thermodynamique peuvent être généralisées à l'équation de conservation :

$$\Delta U + \Delta E_c + \Delta E_p = W + Q$$

Où ΔU est l'énergie interne du système, ΔE_c l'énergie cinétique, ΔE_p l'énergie potentielle, W le travail échangé avec le milieu extérieur, et Q la quantité de chaleur échangée avec le milieu extérieur**. [31]**

II.3.Méthode de VOF (Volume Of Fluide)

La méthode VOF est une méthode qui a été introduite par Hirt 1 Coll. en 1981 qui s'utilise pour la simulation d'écoulements entre plusieurs phases non miscibles.

Il s'agit d'une méthode Eulérienne à 1 fluide, et elle est particulièrement adaptée dans le cas d'écoulements à interfaces fortement déformées, puisqu'elle permet de suivre la position de l'interface dans un maillage fixe.

L'idée fondatrice de la méthode VOF est d'utiliser une fonction discrète qui représente la fraction volumique d'un des fluides dans chaque volume de contrôle. Cette fonction taux de présence, notée α_k, varie donc entre 0 et 1 pour la phase k considérée. Si elle vaut 0 ou 1, le volume ne contient qu'un seul des deux fluides. Si sa valeur est comprise entre ces deux bornes, le volume contient un mélange diphasique, et donc l'interface y est présente.

la fonction taux de présence α_k est adentée par le champ de vitesse local, selon l'équation d'advection classique :

$$\frac{\partial \alpha_k}{\partial t} + u.\nabla \alpha_k = 0 \qquad \text{(II-42)}$$

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 $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$.

Ainsi, la méthode VOF est naturellement conservative, ce qui en fait un atout majeur.

Conclusion

Dans ce chapitre, on à présenté tous d'abord, les formulations mathématiques du modèle dynamique et thermique utilisées dans cette étude. Ainsi une présentation de la méthode de volume de fluide (VOF) utilisée pour simuler le transport de fluide diphasique.

A cette fin, les simulations menées utiliseront les méthodes numériques (modélisation de la turbulence,…).
La résolution analytique du problème générale est impossible d'où la nécessité des grandes méthodes de la discrétisation qui sont le but du chapitre suivant.

Introduction

Les équations décrites au troisième chapitre sont des équations différentielles aux dérivées partielles non linéaires, elliptiques et couplées. En raison de leur complexité, ces équations sont résolues à l'aide d'une méthode numérique. Plusieurs méthodes numériques sont disponibles dans la littérature. Il existe plusieurs méthodes numériques (éléments finis, différences finies - volumes finies, méthode des éléments frontières) qui permettent de trouver une solution avec la discrétisation du domaine et la résolution d'équation avec un grand nombre d'inconnues. Dans le cas général où il y'a des difficultés si l'on résoudre les équations aux drivées partielles qui régissent les phénomènes étudiés, on fait appel aux méthodes numériques, le principe de ces méthodes est de transformer les équations différentielles en un système d'équations algébriques.

III.2.Les méthodes numérique

Il y'a trois méthodes numériques qui sont utilisées généralement pour la résolution des Systèmes d'équations aux drivées partielles régissant les écoulements. Ces méthodes sont :

- ✓ la méthode des différences finies.
- ✓ la méthode des éléments finis.
- ✓ la méthode des volumes finis.

III.2.1.méthode des différences finies

La méthode des différences finies consiste à remplacer les dérivées apparaissant dans Le problème continu par des différences divisées ou combinaisons de valeurs ponctuelles de la Fonction en un nombre fini de points discrets ou nœuds du maillage.

Avantage :

- grande simplicité d'écriture.
- faible coût de calcul

Inconvénients :

- Limitation de la géométrie des domaines de calculs.
- difficultés de prise en compte des conditions aux limites portant sur les dérivées ou les gradients de l'inconnue.
- en général absence de résultats de majoration d'erreurs **[32].**

III.2.2.méthode des éléments finis :

La méthode des éléments finis consiste à repartir le domaine d'étude en zones Elémentaires (éléments finis) et à représenter l'inconnue par une approximation polynomiale d'ordre un ou deux dans chacune de ces zones, puis, l'erreur due à l'approximation doit être minimisée. Cette méthode est très performante dans les géométries complexes mais elle nécessite un espace mémoire important. D'autre part, La simulation numérique est de plus en plus utilisée dans l'industrie, aussi bien pour modéliser les écoulements que les transferts thermiques dans le moule. Des logiciels comme **ANSYS** permettent en effet de déterminer des répartitions de température à la surface du moule et la pression, la vitesse d'écoulement dans le moule ainsi le temps de refroidissement. La conception du moule et en particulier du système de refroidissement est donc basée sur l'expérience de l'utilisateur uniquement**.**

Avantage :

- Traitement possible de géométrise complexes.
- Détermination plus naturelle des conditions aux limites.
- Possibilité de démonstrations mathématique de convergence.

Inconvénients :

- Complexité de mise en œuvre.
- coût en temps de calcul et mémoire.

III.2.3.méthode des volumes finis

Cette méthode est utilisée pour résoudre numériquement des équations aux dérivées partielles comme la méthode des différences finies et la méthode des éléments finis mais, contrairement à la méthode de différence finies qui utilise des approximations de dérivées, la méthode de volume fini utilise comme la méthode d'éléments finis, des approximations d'intégrales. Dans la méthode des volumes finis les lois de conservations (de la masse, de quantité de mouvement et de l'énergie) sont exprimées localement sons une forme intégrale.
La clé de cette méthode réside dans l'application du théorème de la divergence ou théorème d'Ostrogradski, qui permet de changer une intégrale de volume en intégrale de surface. L'un des principaux avantages de la méthode des volumes finis est d'assurer une conservation

Intégrale exacte des grandeurs quelle que soit la taille du maillage et c'est pour raison qu'elle est très largement utilisée pour la résolution des phénomènes gouvernés par des équations à dérivées partielles.

Avantage :

- Préservation du caractère conservatif des équations sur chaque volume de Contrôle (continuité des flux aux interfaces), valable pour n'importe quelle finesse du maillage.
- Mise en œuvre relativement facile ;
- Applicable aux géométries complexes ;
- Temps de calcul et stockage mémoire raisonnable (matrice de type bande)

Inconvénients :

- Moins précis que les méthodes spectrales.
- on dispose de peu de résultats théoriques de convergence **[32]**.

III.3. Démarche éléments finis :

Les principales étapes de construction d'un modèle éléments finis, qui sont détaillées par la suite, sont les suivantes :

- Discrétisation du milieu continu en sous domaines
- Construction de l'approximation nodale par sous domaine
- Calcul des matrices élémentaires correspondant à la forme intégrale du problème
- Assemblage des matrices élémentaires
- Prise en compte des conditions aux limites
- Résolution du système d'équations **[33]**

III.3.1. Présentation de la méthode éléments finis :

La méthode des éléments finis a pour but de remplacer un problème mathématique défini dans un milieu continu et sous la forme d'équations différentielles ou d'intégrales, par un problème discret sous forme matricielle qu'il est possible de résoudre numériquement.
En résumé, cette méthode nécessite la discrétisation d'un continuum en un modèle composé d'un assemblage d'éléments finis qui possèdent des formes et des tailles variées. De plus, le calcul de la solution nécessite la prise en compte d'un certain nombre de paramètres, tels que

- La géométrie discrétisée en éléments finis,
- Les contraintes imposées sur le dispositif,
- Les excitations présentes dans le dispositif,

- Les propriétés des matériaux composant le dispositif.

III.3.2. Forme générale des équations du système

Les équations du système sont écrites sous la forme généralisée suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_x C\phi\phi)\ \frac{\partial}{\partial x}(\rho v_y C\phi\phi) = \frac{\partial}{\partial x}(T\phi\ \frac{\partial \phi}{\partial y}) + S\ \phi \qquad \text{(III-1)}$$

Ou :

ϕ : Variable généralisée

$_C\phi$: coefficient d'advection transitoire

$T\phi$: ceofficient de diffusion

$S\phi$: termes source

Le tableau (III-1) regroupe les expressions des différents termes dans les différentes équations du système

Variable $\emptyset$	Coefficient d'advection $C_\emptyset$	Diffusivité $\Gamma_\emptyset$	Termes source $S_\emptyset$
V_x	1	μ	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{x}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial y}\right) - \delta\nabla\left\|\frac{\nabla_c}{\|\nabla_c\|}\right\|\frac{\nabla_c}{\|\nabla_c\|}$
V_y	1	μ	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial u}{\partial x}\right) - \delta\nabla\left\|\frac{\nabla_c}{\|\nabla_c\|}\right\|\frac{\nabla_c}{\|\nabla_c\|}$
T	1	$\frac{K}{\rho c^e}$	$\frac{\varphi}{pc^e}$
P	1	0	0

Tableau III.1 : expression des coefficients d'échange et des termes sources pour les différentes variables.

La discrétisation de ces équations permet de convertir les équations aux dérivées partielles en équations algébriques qui sont alors résolues par les méthodes numériques traditionnelles. Le procédé de discrétisation par EF consiste à écrire, après intégration, l'équation généralisée, sous forme matricielle élémentaire [34].

$$([A_B{}^{transient}] + [A_e{}^{adverction}] + [A_e{}^{didffusion}])(\phi e) = (S_e^{\phi}) \qquad \text{(III-2)}$$

Pour les intégrales élémentaire, La méthode Galerkin des résiduels pesés est employé.

III.4.1. Terme temporelle

Le premier des contributions de l'élémentaire est le terme de transition, sa forme générale est simplement [35] :

Générale est simplement [35] :

$$[A_e^{transien}] = \int w^{e} \frac{\partial \rho c \phi}{\partial t} \, d\,(vol) \qquad \text{(III-3)}$$

Avec :

W_e= la fonction pesante pour l'élément, qui est également la fonction de forme pour le nœud :

$$\int w^{e} \frac{(\partial \rho C \phi \phi)^2}{\partial t} d\,(vol) = \int w_i^{e} \rho c \phi w_j^{e} d(vol) \frac{\partial \phi_i^e}{\partial t} + \int w_i^e \frac{\partial \rho c \phi}{\partial t} w_j^e \, d\,(vol)\, \phi_j^e \qquad \text{(III-4)}$$

Les indices inférieurs I et j indiquent le nombre de nœud, si la deuxième partie de l'équation (III-11) est négligée, la matrice de masse peut être exprimée comme :

$$Mij = \int w_i^e \, \rho \, c \phi w_j^e \, d\,(vol) \qquad \text{(III-5)}$$

Si l'approximation localisée de masse est employée

$$Mij = \delta ij \int w_i^e \, \rho c \emptyset \, d\,(vol) \qquad \text{(III-6)}$$

Ou: δij = delta de Kronecker (o si i≠j, 1si i=j)

il ya deux méthode d'intégration temporelles : Newmarket et (Packard différence) différence en arrière.

La méthode d'intégration de temps de New mark ou, la formulation implicite de base nodale, exprime l'étape de temps courant comme la nième étape de fois et l'expression comporte les résultats précédents d'une étape de temps.

$$(\rho \emptyset)n = (\rho \emptyset)_{n-1} + \nabla t[\delta(\frac{\partial(\rho \emptyset)}{\partial t}) + (1-\delta)(\frac{\partial(\rho \emptyset)}{\partial t})_{n-1} \qquad \text{(III-7)}$$

Ou :

δ= coefficient d'intégration de temps pour la méthode newmark l'équation (III-6) est écrite comme suite :

$$(\frac{\partial(\rho \emptyset)}{\partial t})_n = \frac{1}{\nabla t \delta}(\rho \emptyset)_n - \frac{1}{\nabla t \delta}(\rho \emptyset)_{n-1} + (1 - \frac{1}{\delta}) \qquad \text{(III.8)}$$

Pour la méthode de différence en arrière, l'étape de temps courant est la nième étape de fois et l'expression comporte les deux résultats précédents d'étape de temps.

$$\left(\frac{\partial(\rho \emptyset)}{\partial t}\right) = \frac{(\rho \emptyset)_{n-2}}{2\Delta t} - \frac{4(\rho \emptyset)_{n-1}}{2\Delta t} + \frac{3(\rho \emptyset)_n}{2\Delta t} \qquad \text{(III.9)}$$

Pour la méthode (VOF) l'équation ci-dessus est modifiée lorsque les résultats à une étape précédente de temps sont nécessaires:

$$\left(\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t}\right) = \frac{(\rho\phi)_n}{\Delta t} - \frac{(\rho\phi)_{n-1}}{\Delta t} \quad \text{(III.10)}$$

L'arrangement de premier ordre ci-dessus de différence de temps est choisi pour être conformé à l'algorithme courant d'advection de VOF.

La nième étape de fois produit une contribution à la diagonale de la matrice élémentaire, alors que les dérivés de l'étape précédente de temps forment des contributions au terme source.

III.4.2. Advection Terme

Il ya trois approches pour la discrétisation du terme d'advection. L'approche dite ligne de courant monotone upwind (MSU), La ligne profilée upwind /Petro-Galerkin (SUPG) et les approches colloquées de Galerkin (COLG).

III.4.2.1. Monotone Streamline Upwind Approach (MSU)

Le terme d'advection est manipulé par une approche de ligne de courant monotone basée sur l'idée que le transport pur d'advection est le long des caractéristiques, il est utile de penser à la formulation de transport d'advection en termes de quantité étant transportée dans domaine connu de vitesse.

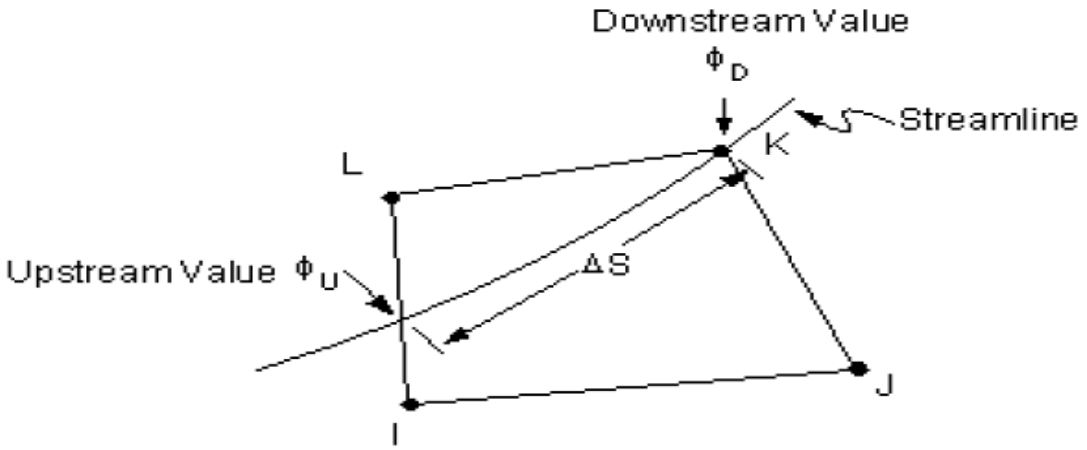


Figure. III.1:l'approche de ligne de courant d'upwind

Le champ de vitesse lui-meme peut etre envisagé partout comme ensemble de tangente de lignes profilées aux vecteurs de vitesse. Les limites d'advection peuvent donc etre exprimées en termes de vitesse aérodynamiques.

Dans le transport pur d'advection. On suppose qu'aucun transfert ne se produit à travers les lignes caractéristiques. C-à-d tout le transfert se produit le long des lignes profilées. Par conséquent on peut d'advection , s'écrit [35] :

$$\frac{\partial(\rho VxC\emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho VyC\emptyset\emptyset)}{\partial y} = \frac{\partial(\rho VsC\emptyset)}{\partial s} \quad \text{(III-11)}$$

Une foi exprimé le long d'une ligne profilée,et donc constant dans tout l'élément ,on peut écrire :

$$[A_e^{advection}] = \frac{d(\rho VsC\emptyset\emptyset}{dy} \int w^e \, \text{d(vol)} \quad \text{(III-12)}$$

Cette formulation est faite pour chaque élément , dont chacun aura seulement un nœud qui obtient des contributions de l'intérieur de l'élément . le dérivé est calculé en utilisant une différence simple :

$$\frac{d(\rho VsC\emptyset)}{ds} = \frac{(\rho VsC\emptyset)u}{Ds} \quad \text{(III-13)}$$

Ou :

D : l'indice de la valeur on niveau du nœud aval.et les approches colloquées de Galerkin (COLG).

U : l'indice de la valeur prise à l'endroit ou la rationalisation dans e nœud sous le vent pénètre dans l'élément.

Δs: la distance du point situé en amont à l'avat nœud.

La valeur à l'endroit ascendant ast inconnue mais peut etre eximée en termes de valeurs nodales inconnues qu'il est entre l'amont et l'avat .

Le processuse consiste à cycle par tous pour l'élement et identifier les nœuds arriére ,le calcul effectué est base sur les vitesse ,pour vois d'où elle est venue la ligne profilée dans le nœud.

Des facteurs pesants sont calculés ,basé sur la proximite de l'éndroit d'upwind aux noeuds Voisins.

III.4.2.2.La method SUPG (Stream line Upwind/Petro-Galerkin)

L'approche de SUPG se compose d'une discrétisation de Galerkin du terme d'advection et d'un additionnel de diffusion un terme de perturbation qui agit seulement dans la direction d'advection [36]

$$[A_e^{advection}] = \int w^e \left\{ \frac{\partial(\rho VxC\emptyset\emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho VyC\emptyset\emptyset)}{\partial y} \right\} \text{d(vol)} + C_2\tau \int \frac{zh}{2\text{umag}} \left\{ Vx\frac{\partial w^e}{\partial x} + Vy\frac{\partial w^e}{\partial x} \right\} \left\{ Vx \frac{\partial(\rho C\emptyset\emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho VyC\emptyset\emptyset)}{\partial y} \right\} \text{d (vol)} \quad \text{(III-14)}$$

Ou :

$C_2\tau$: coefficient global réglé à 1.0.

h : longueur d'élément le long de la direction d'advection.

$U_{mag}=\sqrt{Vx^2+Vy^2}\begin{cases}1 & si \quad 0\le p\le 3\\ \frac{pe}{3} & si \quad pe\ge 0\end{cases}$

Pe = $\frac{\rho CpUmag}{2T}$ nombre de peclet

Il est clair que pour l'approche de SUPG la maille est raffinée, les termes de perturbation tend à l'exactitude du second degré, et donc le terme de perturbation fournit la stabilité nécessaire qui est absente la discrétisation pure de Galerkin.

III.4.2.3. Approche Colloquée De Galerkin (COLG)

L'approche de GOLG emploie le même arrangement de discrétisation avec l'approche de SUPG avec un concept colloqué, dans cet arrangement, un deuxième ensemble de vitesse, (la vitesse nodales élément – élément –basé) qui sont faites pour satisfaire les équations de quantité de mouvement [35].

$$[A_e^{advection}] = \int w^2 \left\{\frac{\partial(\rho VxC\emptyset\emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho VyC\emptyset\emptyset)}{\partial y}\right\} \text{ d (vol)} + C_2\tau \int \frac{zh}{2U_{mag}^e} \left\{\frac{V_x^e \partial w^e}{\partial v} + \frac{V_y^e \partial w^e}{\partial v}\right\} \left\{\frac{V_x^e \partial(\rho C\emptyset\emptyset)}{\partial x} + \frac{V_y^e \partial(\rho C\emptyset\emptyset)}{\partial y}\right\} \text{ d (vol)} \quad \text{(III-15)}$$

Dans cette approche, l'équation de pression est dérivée à partir des vitesses nodales (élément –élément –basé), et elle est généralement asymétrique la conservation exacte soit préservée même sur les mailles brutes.

III.4.3. Terme de Diffusion

L'expression pour les termes de diffusion vient d'une intégration au-dessus du domaine .De problème après la multiplication par la fonction pesante [35].

$$\text{Diffusion contribution} = \int w^e \frac{\partial}{\partial x}(T\emptyset \frac{\partial\emptyset}{\partial x}) \text{ d (vol)} + \int w^e \frac{\partial}{\partial y}(T\emptyset \frac{\partial\emptyset}{\partial y}) \text{ d (vol))} \quad \text{(III-16)}$$

Toutes les variables en x ou y sont traitées de mode semblable, par conséquent, l'illustration est avec le terme dans la direction de x, une intégration par pâtie est appliquée [35] :

$$\int w^2 \frac{\partial}{\partial x}(T\emptyset \frac{\partial\emptyset}{\partial x}) \text{ d (vol)} = \int \frac{\partial w^2}{\partial x}(T\emptyset \frac{\partial\emptyset}{\partial x}) \text{ d (vol)} \quad \text{(III-17)}$$

Une fois que le dérivé du φ est remplacé par les valeurs nodales et les dérivés de peser fonctionnement, les valeurs nodales seront enlevées des intégrales

$$\frac{\partial\emptyset}{\partial x} = w_x^e \emptyset \quad \text{(III-18)}$$

$$w_x^e = \frac{\partial w^2}{\partial x} \quad \text{(III-19)}$$

La matrice de diffusion peut maintenant être exprimée comme

$$[A_e^{diffusion}] = \int w_x^e \, T\emptyset \, w_y^e T\emptyset \,) \, d \, (vol) \quad \text{(III-20)}$$

III.4.4. Terme source

L'évaluation des termes de source se fait comme suite [35] :

$$s_\emptyset^e = \int w^e \, S\emptyset \, d \, (vol) \quad \text{(III-21)}$$

Equation de chaleur : soit V une partie quelconque de V limitée par la surface S

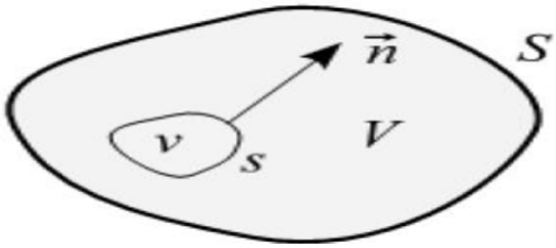


Figure III.2 : bilan thermique

La puissance thermique stockée dans V est égale a la somme de la puissance thermique q générée par les sources volumiques contenues dans V et de la puissance thermique reçue sous forme de flux à travers la surface S [37] :

$$\int \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} \, dv = \int q dv + \int -n \, (-\overline{\lambda grad} T) \, ds \quad \text{(III-22)}$$

Le domaine V étant arbitraire, on en déduit : en tout point du solide :

$$\rho C_p \dot{T} - div(\overline{\lambda grad} T) \, q = 0 \quad \text{(III-23)}$$

Pour un matériau homogène et isotrope, l'équation (III-20) s'écrit dans le repère orthonormé (x, y) 37[12] :

$$\rho C_p \dot{T} = \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) + q \quad \text{(III-24)}$$

III.5. Méthodes de discrétisation

L'ensemble des étapes de résolution des équations différentielles par la voie numérique s'appelle méthode de discrétisation. La mise en œuvre d'une méthode numérique de calcul des champs débouche inévitablement sur un logiciel qui lui est associé, on peut écrire pour chaque problème un programme qui tient compte de sa géométrie, ses propriétés physiques et ses conditions aux limites. Il existe aujourd'hui des logiciels généraux appropriés nommés techniques de la CAO dont les structures informatiques sont adaptées aux traitements

d'un grand nombre de problèmes d'un même type tels que PDETOOL sous MATLAB, ANSYS, MEGA…

- Description du problème (Géométrie, caractéristiques physiques, maillage, limites du domaine d'étude).
- Mise en œuvre de la méthode numérique de simulation (Différences finies, éléments finis, volumes finis, intégrales de frontière) plus une méthode itérative

III.6.choix d'un maillage

La méthode des éléments finis repose sur découpage de l espace selon un maillage d'habitude l'on choisit un maillage carré ou triangulaire mais rien n'in territ de choisir des maillage plus complexe, il n'est pas non plus nécessaire que le maillage soit régulier et l'on a tendance à resserrer le maillage prés des endroits d'in tétères (par exemple aux endroits ou l'on pense que la solution va beaucoup varier) ,cependant il faut veiller à avoir des «éléments faiblement Distordus (se rapprocher d'un polygone régulier),plus ce maillage est resserré plus la solution que l'on obtient par la méthode des éléments finis sera précise et proche de la « vraie » solution de l »équation aux dériva ès partiels. même si une géométriquement complexe peut être maillée avec des éléments tétraédriques, elles mais exigent de nombreux éléments et que mai conduire à lécha parce que la simulation des ressources informatiques même un volume de forme régulière mai exigent de nombreux éléments tétraédriques si elle a un ratio très grand aspect ,ici les éléments hexaèdres ou d'un coin serait un meilleur choix ,(figure III-1) « objet avec un aspect Ratio large », illustre cette différence, il montre que le nombre d »éléments tétraédrique (a) est beaucoup plus grand quelle nombre d »élément hexaédrique (b), si une densité de maillage similaire est maintenue sur la section transversal

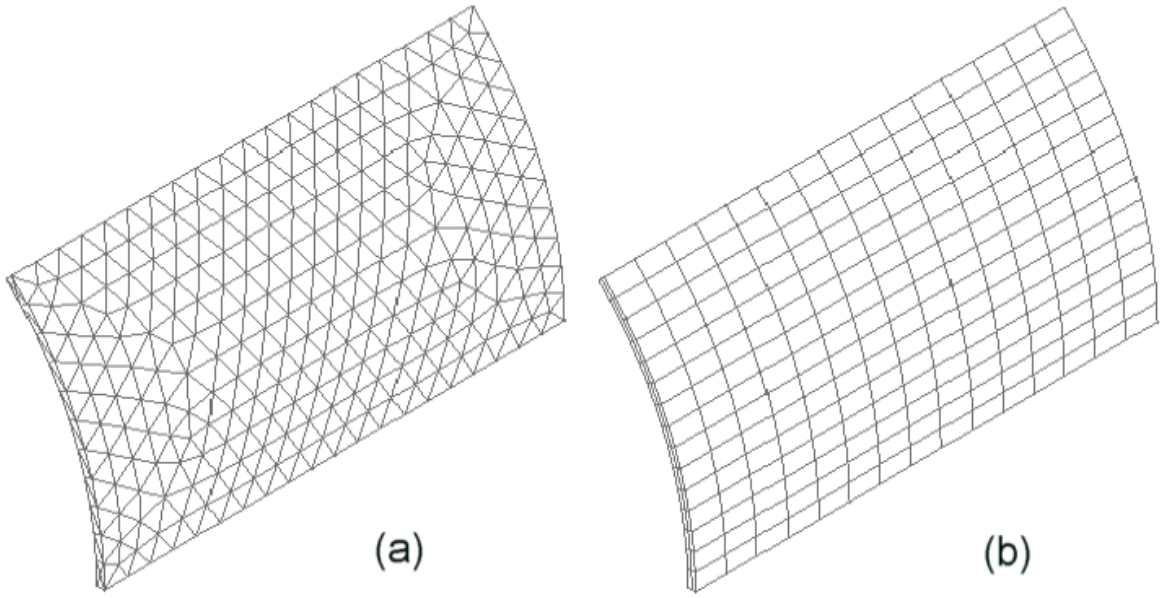
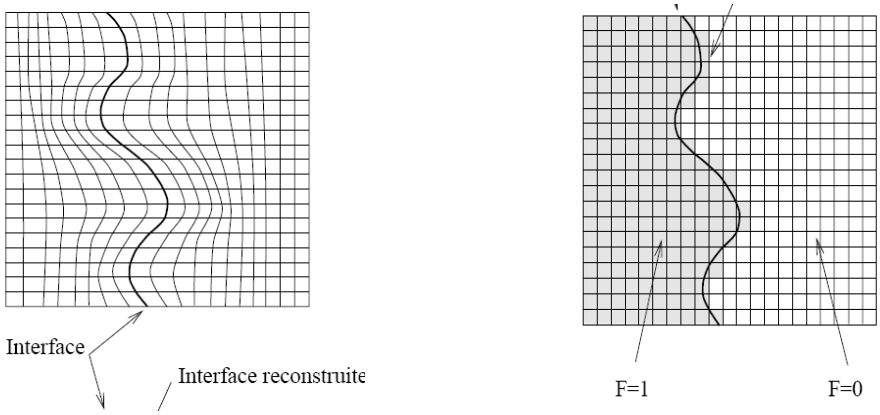


Figure III.3 (a) élément tétraédrique ;(b) élément hexaédrique

III.7. Technique de suivi d'interface :

Les techniques de calcul d'interfaces peuvent être très différentes en fonction du problème à résoudre, et se divisent généralement en deux principales familles (figure II.3) en fonction de maillage que l'on va utiliser : la méthode lagrangienne (sur maillage mobile) et la méthode eulérienne (sur maillage fixe).



a) Méthode lagrangienne b) Méthode Eulérienne

Figure .III.4: La méthode lagrangienne et la méthode eulérienne

II.8.1La méthode lagrangienne :

consiste à discrétiser un seul des deux fluides en présence, et considérer l'interface des deux fluides comme condition limite du problème. les équations de Navier-Stokes dans ce domaine permettent le mouvement de ce milieu sans prendre en compte l'autre fluide. Cela nécessite

un maillage adaptif qui suit les déformations de l'interface .l'intérêt de ce type de méthode est de fournir avec précision l'évolution de la surface libre en fonction du temps et grâce à un maillage évolutif, de raffiner localement pour améliorer la précision des phénomènes liés à l'interface. Les inconvénients de cette méthodologie résident dans le coût et le temps de calcul nécessaire à la reconstruction de l'interface et des conditions limites du système à chaque pas de temps .de plus, cette méthodologie n'est pas bien adaptée aux problèmes de rupture de fluide que l'on rencontre par exemple lors du splash qui génère des gouttes secondaires.

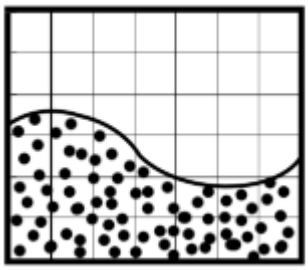


Figure III.5 : Ensemencement de l'une des phases par des marqueurs lagrangiens[38].

II.8.2 .La méthode eulérienne :

Elle consiste à discrétiser les équations sur le domaine entier qui englobe les deux fluides. Les conditions limites sont externes et n'ont pas de lien avec l'interface entre les deux fluides .l'avantage de cette méthode est de s'adapter parfaitement au maillage cartésien uniforme fixe, elle est donc moins couteuse que la precedente.de plus, les phénomènes de rupture d'interface ne se posent pas de problème de structure dans ce type de méthodologie. Des simulations numérique ont été réalisées grâce à ce principe sur l'impact séquentiel de deux gouttes, La seconde s'écrasant sur une lamelle stabilisée formée par la première **[39]** ; cependant de part sa nature, cette méthode nécessite de déterminer la position et la géométrie de l'interface, grâce à l'équation couleur.

Dans ces méthodes, une fonction de présence permet de localiser la présence de volume. L'interface est alors reconstruite à partir de chargement des propriétés physiques. Les méthodes eulériennes peuvent être classées en deux catégories :

- Les méthodes de suivi de front
- Les méthodes de suivi de volume

III.8.2.1. Les méthodes de suivi de front :

Il existe différentes méthodes pour marquer l'interface :

a) Marqueurs de surface

b) Fonction de hauteur

c) Méthode de ligne de niveau (level set)

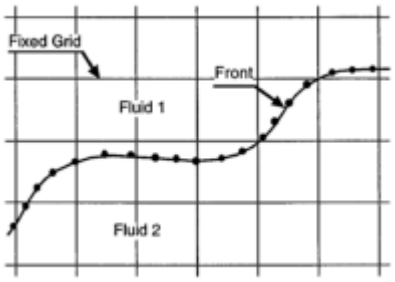


Figure III.6 : Méthode "Front tracking" : ensemencement de l'interface par des marqueurs lagrangiens. D'après Tryggvason [40].

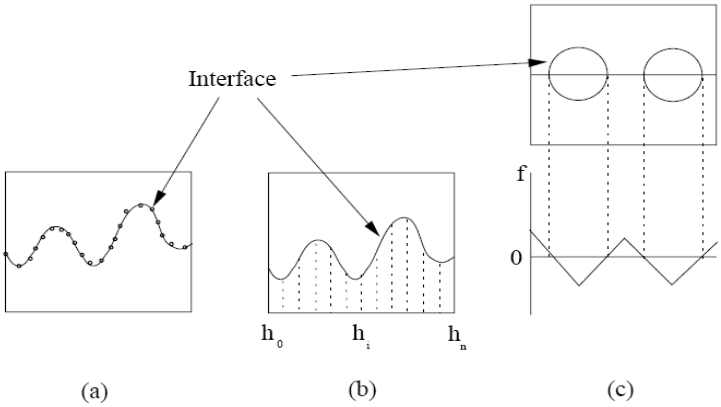


Figure III.5 Différentes méthodes de suivi de front ,a)marqueur de surface, b) fonction de hauteur, c) méthode de ligne de niveau, **[41].**

III.8.2.2. Les méthodes de suivi de volume :

Dans les méthodes de suivi de volume, le fluide est utilisé comme marqueur en utilisant une fonction de présence. C'est là que se situe le principal défaut de ces méthodes car la position de l'interface n'est pas connue explicitement.

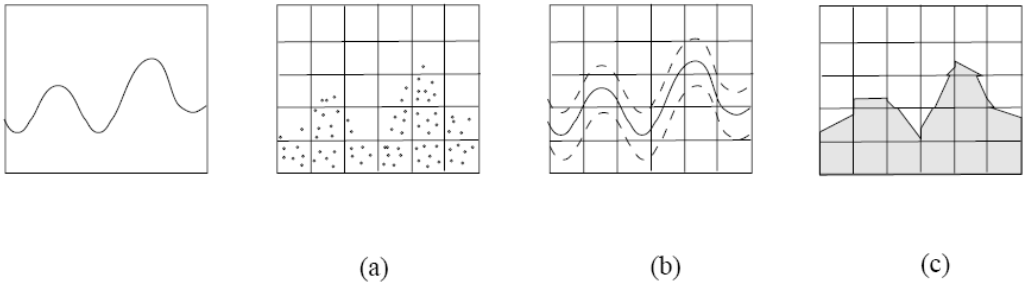


Figure III.7 : Différentes méthodes de suivi de volume appliquées à une interface quelconque **[42,43].**

a) Méthode de marqueur de volume

b) Schémas TVD

c) Méthode de volume de fluide (VOF)

On utilise pour la méthode VOF (volume of fluide) une fonction scalaire dont la valeur varie entre zéro et un pour repérer les deux fluides. Cette fonction scalaire représente le volume occupé par le fluide dans une cellule de calcul, donc une maille pleine de fluide à une valeur de une et une maille vide à une valeur de zéro. Si la valeur de la fraction volumique est comprise entre ces deux valeurs, cela indique la présence de l'interface et on connaitra directement la proportion occupée par le fluide (figure II.6).

0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
0.00	0.00	0.00	0.00	0.32	0.00
0.00	0.42	0.01	0.45	0.82	0.01
0.48	1.00	0.46	0.00	1.00	0.88
1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00

Figure III.8 : Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret **[44].**

II.8.3. Méthode eulérienne Volume of Fluide(VOF)

La première méthode eulérienne de suivi d'interface est la méthode "Volume of Fluide" (VOF)

On utilise la méthode VOF qui est une méthode de construction de l'interface affine par morceaux. VOF se décompose en trois parties : on doit tout d'abord reconstruire la

représentation de la surface libre à partir de la fraction volumique ensuite on transporte l'interface à l'aide d'une méthode lagrangienne et enfin on calcule le nouveau champ de fraction volumique. L'interface est alors approchée par un segment en 2D comme on peut le voir sur la (figure II.7). La force de la méthode VOF est la reconstruction de l'interface qui se fait en fonction de son orientation et de la fraction volumique. Ainsi ; par rapport à des méthodes qui utilisent des schémas de discrétisation (schémas UPWIND, QUICK, TVD..), on élimine totalement le phénomène de diffusion numérique, et par rapport à d'autres méthodes VOF (VOF SLIC) on suit l'interface de façon plus précise.

Donc, dans la méthode VOF, à chaque pas de temps, à partir de la fraction volumique du fluide que l'on cherche à advecter et d'un calcule de vecteur normal à l'interface, on reconstruit précisément l'interface. Cette surface plane est advectée par le champ de vitesse imposé à l'interface et le résultat utilisé pour calculer la nouvelle fraction volumique. Après on passe au pas de temps suivant. On détaille maintenant ces étapes en 2D.

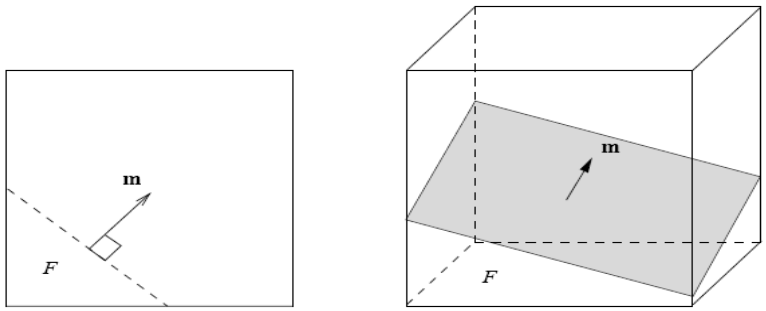


Figure III.9 : Positionnement de l'interface à partir de la normale et de fraction volumique **[45].**

III.9. Méthode eulérienne Level Set :

La deuxième méthode eulérienne de suivi d'interface est la méthode " Level-Set", introduite par Osher et Sethian [46]. Cette technique consiste à transporter les iso contours de la fonction scalaire "distance signée à l'interface," et à repérer l'interface comme l'iso contour annulant cette fonction $\varphi(x, t) = |x - x_\tau|$, x_τ désignant la position de l'interface. Le signe permet de différencier les deux phases. La fonction $\varphi(x, t)$ est transportée par le champ de vitesse de l'écoulement selon l'équation :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \mathcal{U}.\nabla\varphi = 0 \qquad \text{(III.25)}$$

Où u est la vitesse du fluide.

La norme du gradient de cette fonction est unitaire : $\|\nabla\varphi\| = 1$. Le vecteur normal à l'interface eut se définir à partir de φ :

$$\mathbf{n} = -\frac{\nabla\phi}{\|\nabla\phi\|}$$

La courbure à l'interface s'exprime donc :

$$\kappa = -\nabla \cdot \left(\frac{\nabla\phi}{\|\nabla\phi\|}\right) = -\nabla \cdot \mathbf{n}$$

Dans le cas d'un écoulement cisaillé, l'advection de la fonction φ(x, t) par l'équation (2.19) induit rapidement $\|\nabla\varphi\| = 1$. Une étape de redistanciation est alors nécessaire afin de réorganiser les iso contours de Level- Set, la difficulté étant de ne pas déplacer artificiellement l'interface.

L'avantage majeur de cette méthode est de connaître précisément la position de l'interface, contrairement aux méthodes VOF, et la rend ainsi adaptée aux configurations présentant des changements topologiques importants. Cette méthode souffre cependant d'un inconvénient majeur, qui est la non-conservation de la masse imputable à l'étape de redistanciation, qui fait malgré tout bouger l'interface. Cet inconvénient est la cause de la non-popularité de la méthode durant de nombreuses années.

Finalement, le système d'équation du problème couplé à résoudre par la méthode eulérienne est le suivant :

$$\begin{cases} \nabla.\mathrm{u} = 0 \\ \dfrac{\partial \mathrm{C}}{\partial \mathrm{t}} + \mathrm{V}.\nabla \mathrm{C} = 0 \\ \rho\left[\dfrac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla.(\rho u u)\right] = -\nabla p + \rho g + \nabla.(\mu[\nabla u + \nabla^{T} u]) - \sigma\nabla\left[\dfrac{\nabla C}{\|\nabla C\|}\right].\dfrac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \ldots\ldots (\mathrm{II}.16 \\ \rho c_{p}^{ea}\left[\dfrac{\partial(T)}{\partial t} + (u.\nabla)T\right] = \nabla.(\lambda\nabla T) + Q \end{cases}$$

Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié les grandes méthodes de la discrétisation, et été consacre principalement a la modélisation mathématique du problème, et comme on un écoulement de deux fluides incompressible non miscibles avec un transfert de chaleur, alors on a introduit les équations de la dynamique des fluides réunies avec les équations du transfert de chaleur. La résolution de ces équations nécessite principalement deux méthodes, la première méthode est la méthode des éléments finis et le deuxième est la méthode VOF (volume of fluide). Dans ce chapitre nous avons fait une discrétisation de l'équation de transport par la méthode des éléments finis.

Dans le chapitre suivant Pour éviter les étapes de programmation numérique on utilise le logiciel de calcule ANSYS.

IV.1. Introduction :

Accéder à une meilleure connaissance de l'écoulement dans les injecteurs à un double objectif. Du point de vue de l'équipementier, ceci permet d'optimiser les géométries de la buse d'injection. Pour le constructeur automobile, mieux estimer les conditions de l'écoulement à la sortie de l'injecteur permet d'optimiser la combustion dans la chambre. Or, actuellement, l'écoulement dans l'injecteur reste principalement caractérisé par des études expérimentales dans des maquettes grandes échelle et souvent simplifiées, avec les limites que l'on a expliquées. L'intérêt des modèles numériques est donc important, surtout dans le cadre de processus de conception qui font de plus en plus appel au calcul pour dimensionner les systèmes.

IV.2 Code de Calcul:

Le code de calcul ANSYS est un programme Elément Finis permettant de simuler des problèmes bidimensionnelles et tridimensionnelles dans les domaines suivants : thermiques, mécanique, statiques et dynamique linéaires et nom-linéaires, interaction fluide-structure, écoulement diphasique des fluides miscible ou non miscible …

Le code propose une librairie pour modéliser correctement les structures et les différents effets recherchés (poutres, coques, solide, fluide, matrices de raideur, de masse, d'amortissement, etc..).

IV.2.1 Les points forts des outils ANSYS sont :

- Une interface WORKBENCH intuitive et très facile à prendre en main.
- Des notes de calcules automatiques.
- Des meilleurs robustes.
- Des outils de convergence automatique.
- Une gestion automatique des assemblages et des contacts.
- La possibilité d'avance progressivement dans la complexité des phénomènes traités.

IV.2.2 Schéma de logiciel ANSYS :

Le logiciel ANSYS calcul par la méthode des éléments finis contient les étapes caractéristique ou blocs fonctionnels décrits sur la figure IV.1

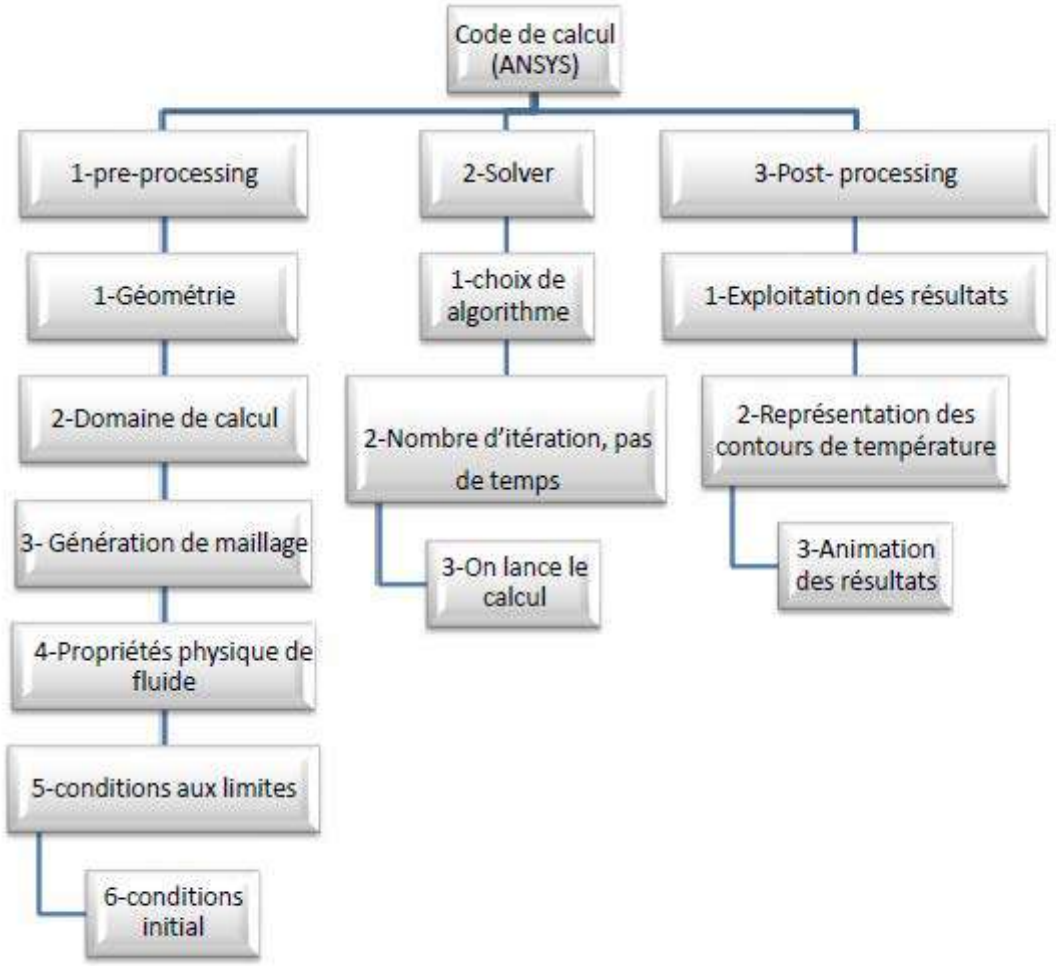


Figure IV.1 : Schéma représente le code de calcul d'un logiciel ANSYS

IV.3. Matériaux utilisé :

Dans cette étude numérique nous sommes intéressés au kérosène injectée dans une chambre de combustion ; le choix de kérosène a été orienté par des nombreuses études déjà menées, telle que les travaux expérimentaux de Nicolas ODEIR [8], qui ont été consacrés à l'étude de l'atomisation et la dispersion de l'injection d'eau cisaillé par l'air et qui sera l'objet d'identification de nos résultats.

IV.3.1.kérosène :

Le kérosène est le carburant utilisé dans le secteur aéronautique. Le transport aérien est international et consomme énormément d'énergie. Selon l'organisation commerciale internationale de sociétés de transport aérien.

- est un carburant pour moteur à allumage par compression (moteur d'avion et hélicoptère)
- C'est un fioul léger et, un carburant issu du raffinage du pétrole

autre information de kérosène :

Odeur : Hydrocarbures

Température d'ébullition : 175 - 325 °C

Solubilité : pratiquement insoluble dans l'eau (< 0,02 g/l)

La masse volumique : 0,79 - 0,82 g/cm³ (15 °C)

Température d'auto inflammation : 210 °C

Le point d'éclair est : 38 - 72 °C

Viscosité dynamique : 0.00164 (Pa/s)

IV.4. Identification :

Pour l'identification, ou l'objective est de justifie le model utilisé et s'assurer de la pertinence de notre simulation; nous proposons pour cette première partie de notre travail de comparer nos résultats de Simulation numérique de jets liquides cisaillés par une phase rapide dans les mêmes conditions des travaux numérique et expérimental de **Nicolas ODIER [8].**

Propriétés	Densité (kg/m³)	Conductivité thermique liquide [W/m K]	Viscosité dynamique (Pa/s)	Chaleur spécifique [j/kg k]	La vitesse (m/s)
Eau	998.2	0.68	0.001002	4180	0.27
Air	1.204	0.0234	0.0000826	1004	22.6

Tableau IV.1 : Propriétés thermique et dynamique des fluides utilisé pour les simulations.

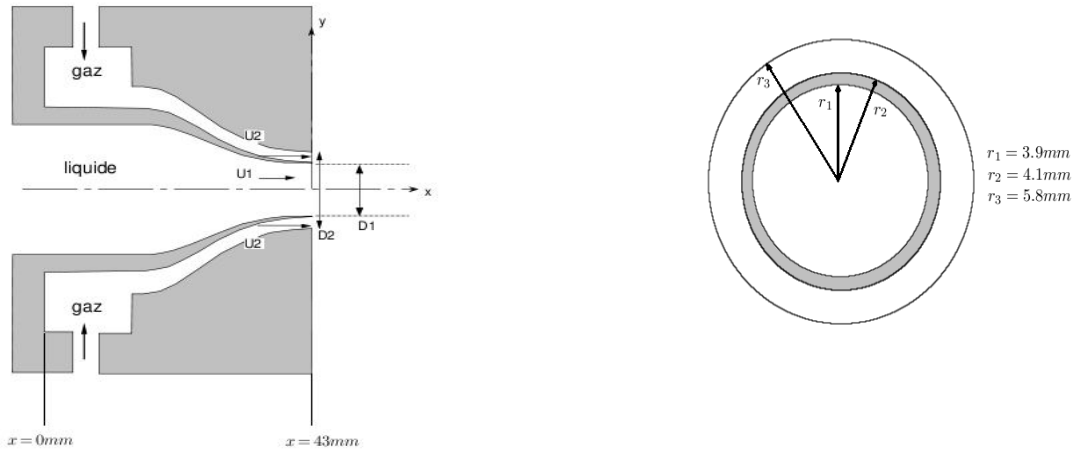


Figure IV.2 : Vue de profil et de face de l'injecteur simulé [8].

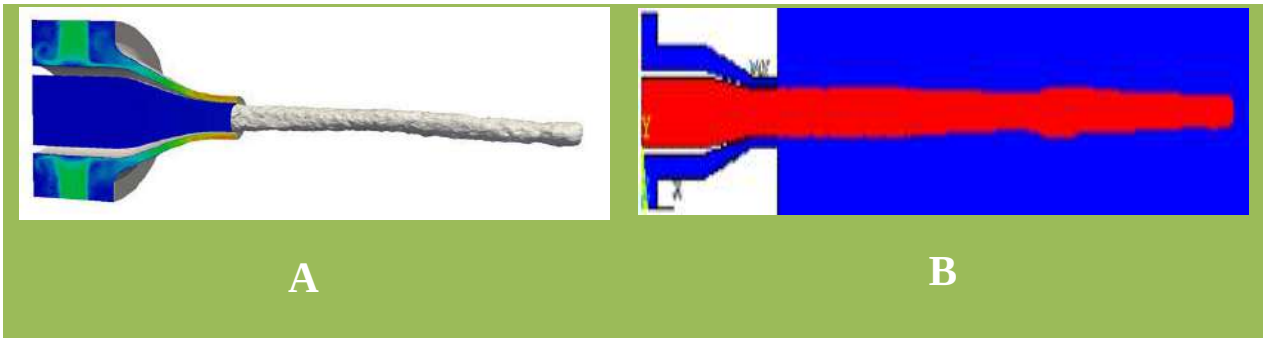


Figure IV.3 : représentation spatiale de la dynamique de dispersion de jet dans les mêmes conditions d'injection :
A : résultats expérimental de Nicolas ODIER [8].
B : résultat de calcule.

Vitesse de liquide (m/s)	Vitesse de gaz (m/s)	Tempe(s)
0.27	22.6	0.39

Table IV.2. Paramètres de l'écoulement simulé.

La figure IV.3, représente L'évolution de la dynamique de dispersion de jets liquides dans l'air, pour le cas d'identification, les résultats montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux de Nicolas ODIER [8].

Finalement on peut dire que les deux modèles donnent presque les mêmes résultats.

Après la comparaison entre les deux essais ont trouvé convergence dans l'élément de ce que nous pouvons compter sur les valeurs en vigueur.

IV.5 Description du domaine d'application :

Dans cette étude nous proposons de simulé et d'étudier de l'injection et la dynamique de jets liquide cisailler par une phase rapide (gazeux), pour trois cas (d1, d2, d3,) représentés sur la figure (IV.4).

Propriétés	Densité (kg/m^3)	Conductivité thermique liquide [W/m K]	Viscosité dynamique (Pa/s)	Chaleur spécifique [j/kg k]	La vitesse (m/s)
Kérosène	800	0.00174	0.00164	2010	1.5
Air	1.204	0.0234	0.00001826	1004	90

Tableau IV.3 : les prospérités des mâtereaux utilisé dans la simulation.

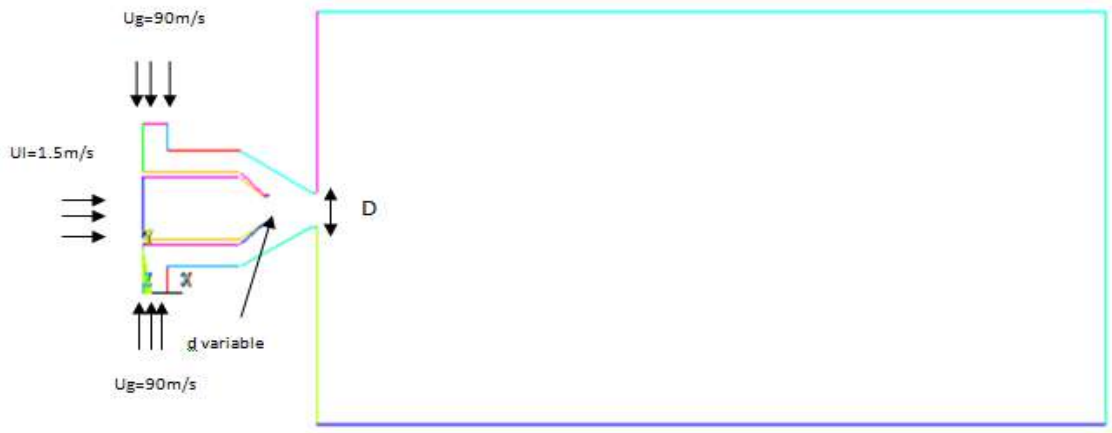


Figure IV.4 : Représentation schématique de domaine de calcul.

En vue de l'étude de l'influence de la présence de différents diamètre (50et 55et 60 et mm),les profile de vitesse utilisée par la suite comme condition d'entrer du domaine diphasique ,Le lecteur devra remplacer U_L par la vitesse relative $(U_g - U_L)$ entre la phase rapide de vitesse U_g, et le liquide lent de vitesse U_L, pour une transposition sur une configuration de nappe liquide cisaillée par un gaz rapide.

IV.5.1 Résultats et interprétations

On à étudier la variation de vitesse dans les trois positions par le rapport de temps.

IV.5.2 Configuration étudiée

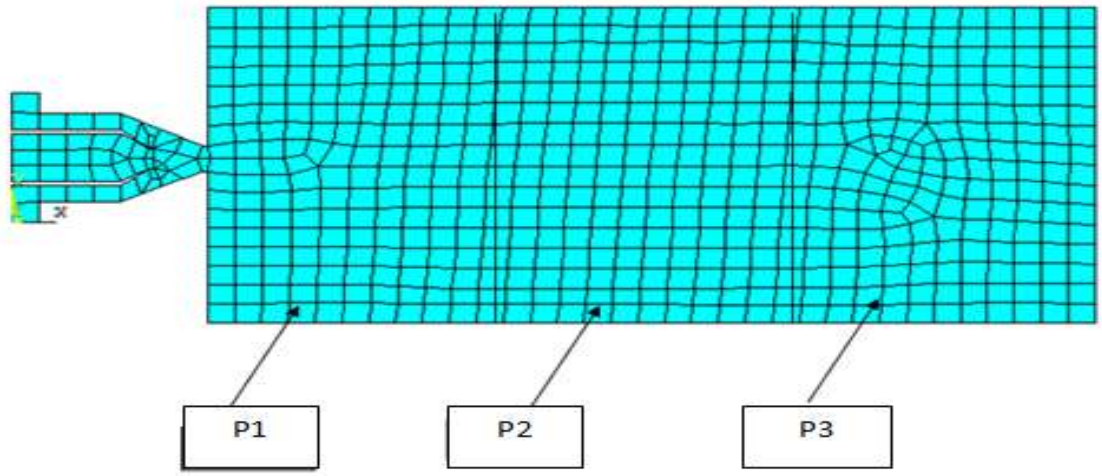


Figure IV.5: Représentation spatial montré les trois positions radial.

P1 : position 1 P2: position2 P3 : position 3

Premier test : diamètre d=55mm

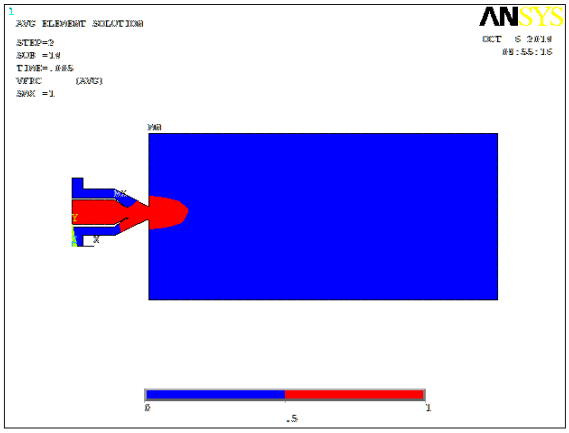
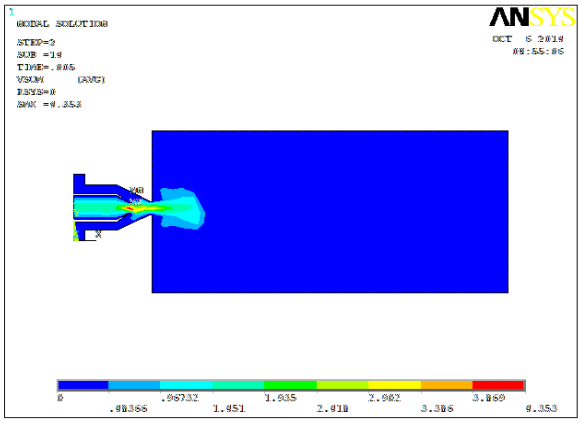
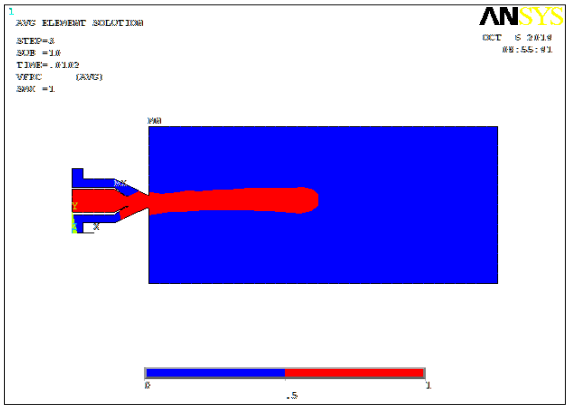
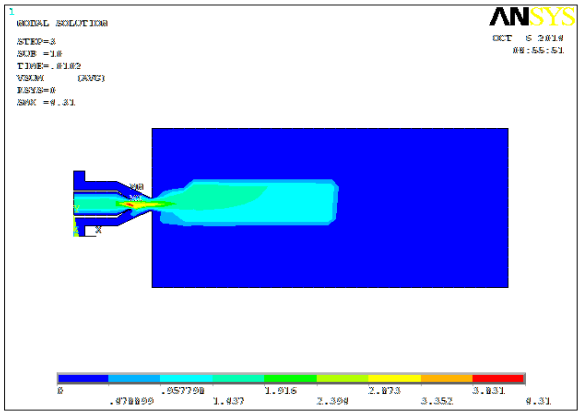
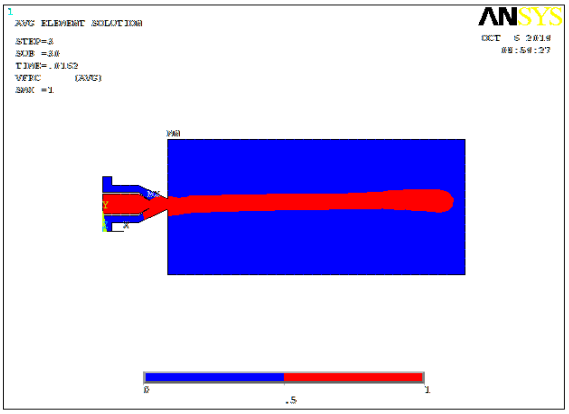
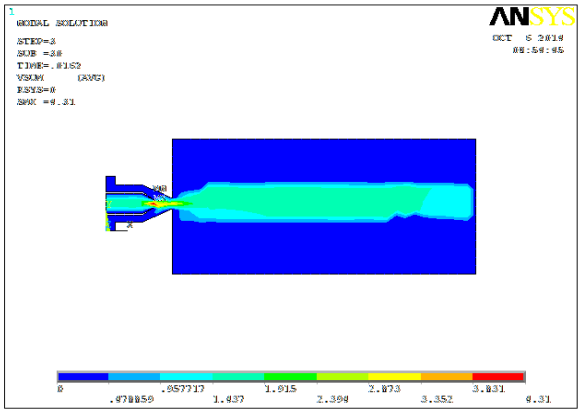
Temps [sec]	Dynamique de jet	Vitesse (m/s)
0.005		
0.01		
0.02		

Figure IV.6: représentation spatiale de la dynamique de dispersion(a) et le champ de vitesse associer pour un diamètre d'injection d=55 mm.

Les figures IV.6 représente respectivement la dynamique de dispersion de la phase liquide ainsi que le champ de vitesse associer pour trois temps, en remarque que le jet est initialement diffusé transversalement pour un temps très court, par suite la diffusion deviennent bidirectionnelles .cette constatation est validé par les vitesses représenté sur la Figure IV.7 .

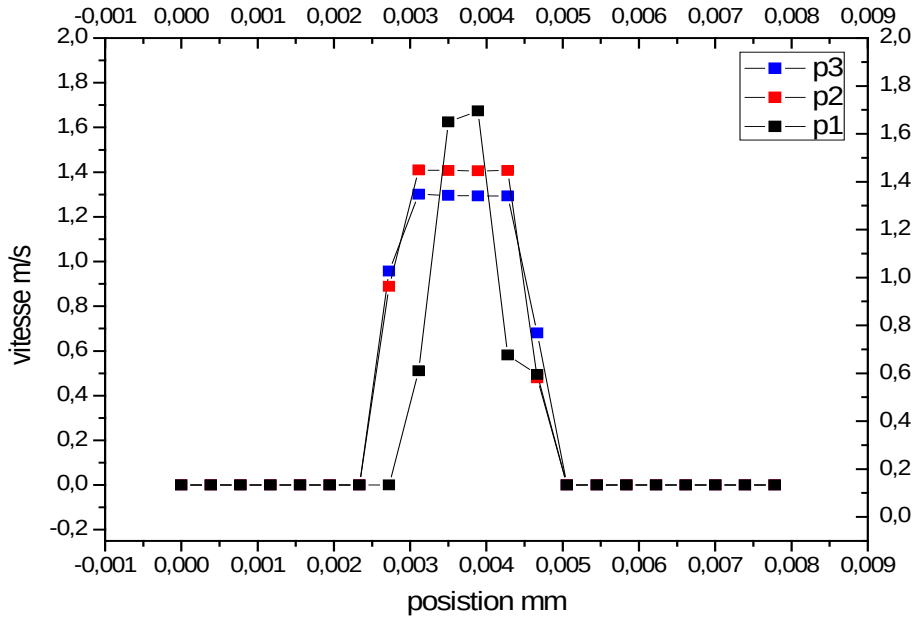


Figure IV.7: la variation de la vitesse avec la trois position radiale Pour le cas d'un diamètre de d=55mm

nous remarquons une augmentation de la vitesse pour les trois positions pour atteindre la vitesse maximale, puis diminuer en raison des effets présents dans chambre de combustion et dispersion de l'écoulement diphasique où la production de ligaments et de gouttes se fait à partir de l'écoulement liquide continu. l'influence déterminante du rapport des flux de quantité de mouvement entre le gaz et le liquide notamment sur la longueur de rupture du jet liquide et le caractère pulsant ou non de l'écoulement. La dispersion des gouttes ainsi formées au sein de la chambre permet d'assurer un mélange liquide /gaz le plus homogène possible.

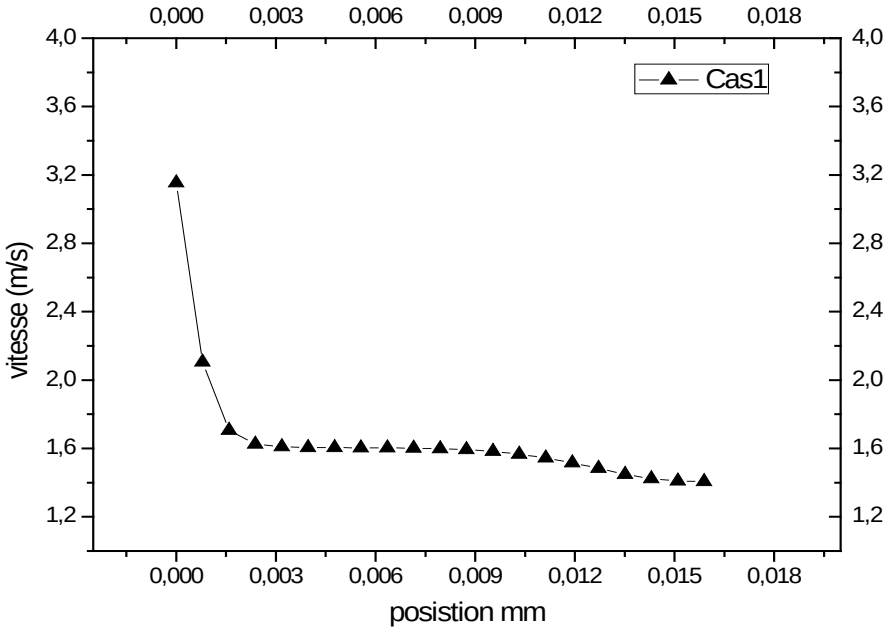
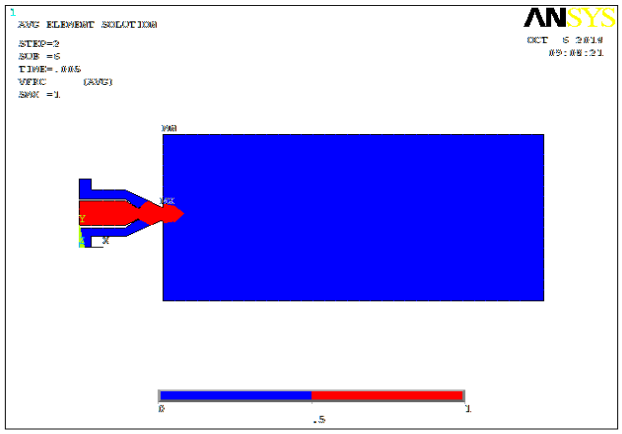
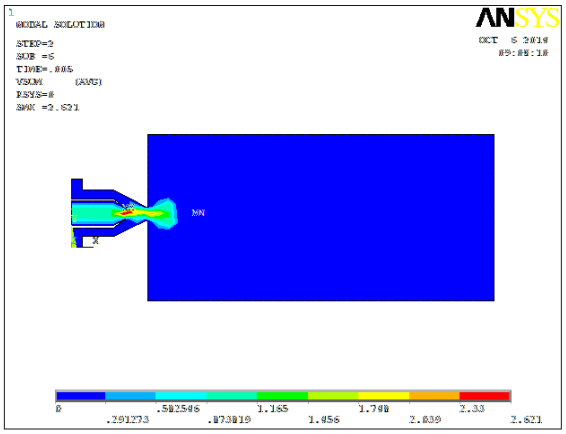


Figure IV.8: profiles de vitesse avec la position axiale dans le premier cas

La figure IV.8 : représente L'évolution de vitesse avec la position axiale de l'injection on remarque que ce valeur de vitesse maximum valeur de vitesse il est diminué pour tout les positions Illustre la distribution des les écoulements diphasique pour différents point de position au cours dispersion en chambre de combustion sur l'influence de la viscosité du liquide sur processus d'atomisation.

Deuxième test : d=60mm

Tempe (sec)	Dynamique de jet	Vitesse (m/s)
0.005		

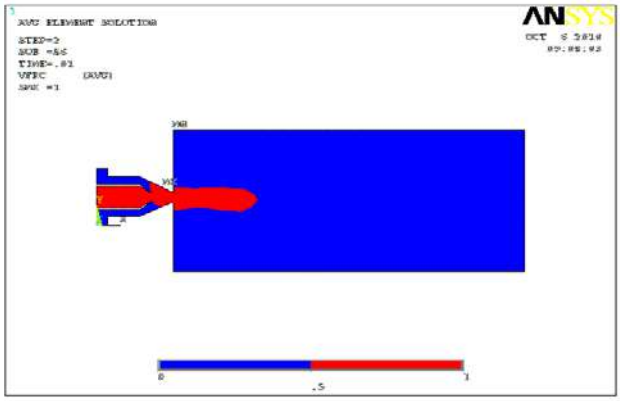
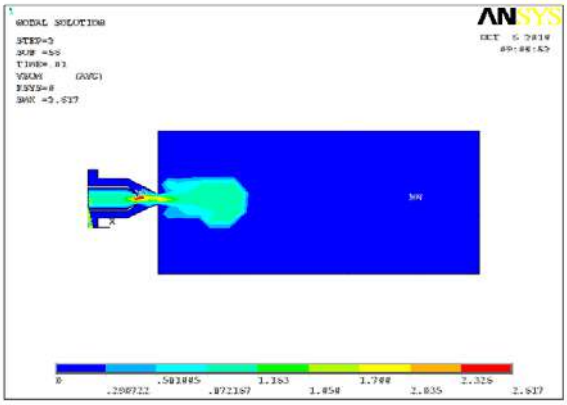
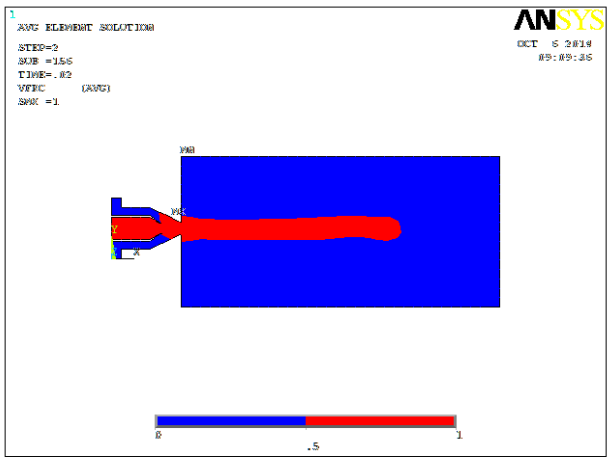
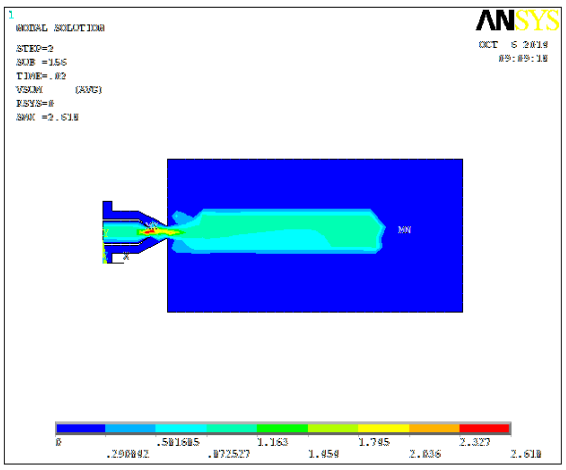
0.01		
0.02		

Figure IV.9: représente les résultats de développement de la fraction volumique le champ de vitesse pour un diamètre de l'injection de 60mm

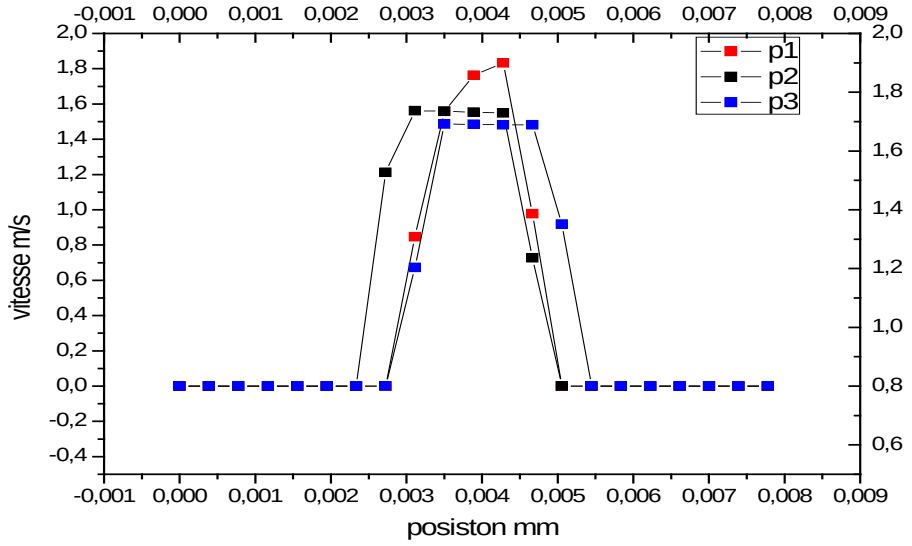


Figure IV.10: la variation de la vitesse avec les trois positions radiale Pour le cas d'un diamètre de 60 mm

La forme montre la variation de la vitesse dans les trois emplacements par rapport temps, où nous observons l'augmentation de la vitesse pour atteindre une vitesse maximal puis diminue par de la dispersion et de la distribution l'écoulement diphasique liquide /gaz dans une chambre de combustion de le moteur.

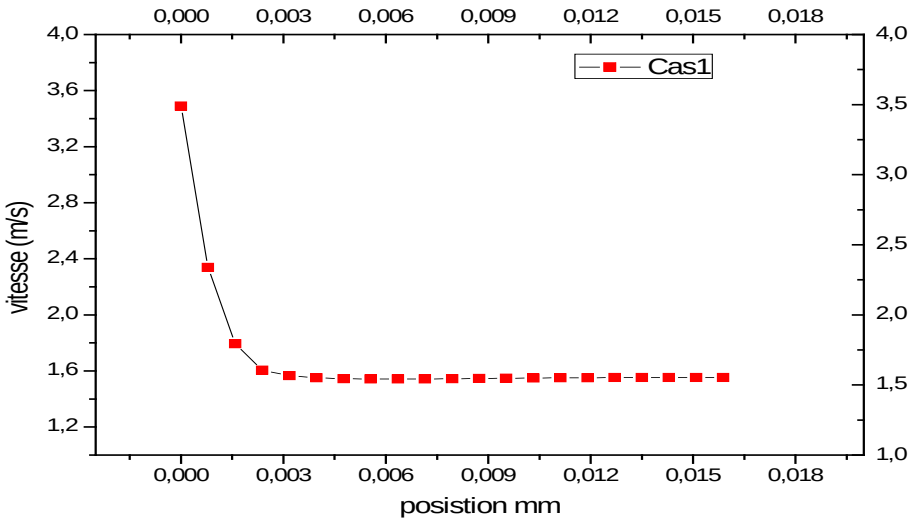
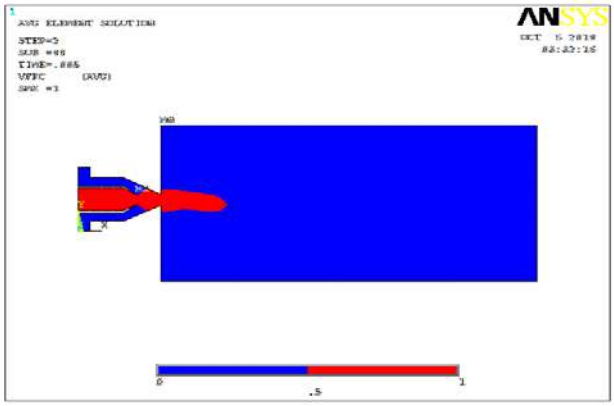
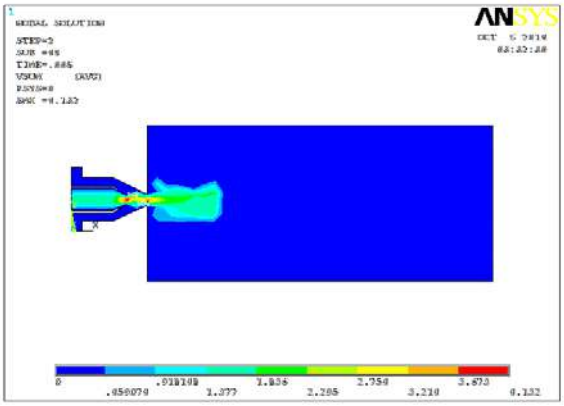
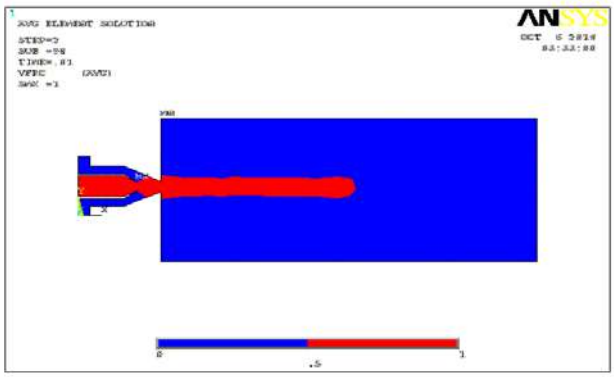
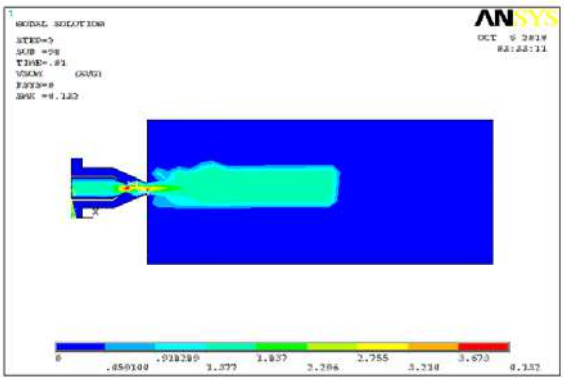


Figure IV.11 : profiles de vitesse avec la position axiale dans le deuxième cas.

La figure IV.11 : représente L'évolution de vitesse avec la position axiale de l'injection nous notons que ce vitesse maximum est égale 4.01m/s que la valeur du vitesse il est diminué rapidement puis elle se stabilise et reste constante la valeur1.6m/s pour l'influence déterminante du rapport des flux de quantité de mouvement entre le gaz et le liquide notamment sur la longueur de rupture du jet liquide et le caractère pulsant ou non de l'écoulement.

quand un jet liquide est éjecté dans un environnement gazeux, il se forme un écoulement libre de toutes contraintes pariétales caractérisé par la formation d'une interface liquide/gaz. Un tel écoulement est instable.

Troisième test : d =50mm

Tempe (sec)	Dynamique de jet	Vitesse(m/s)
0.005		
0.01		

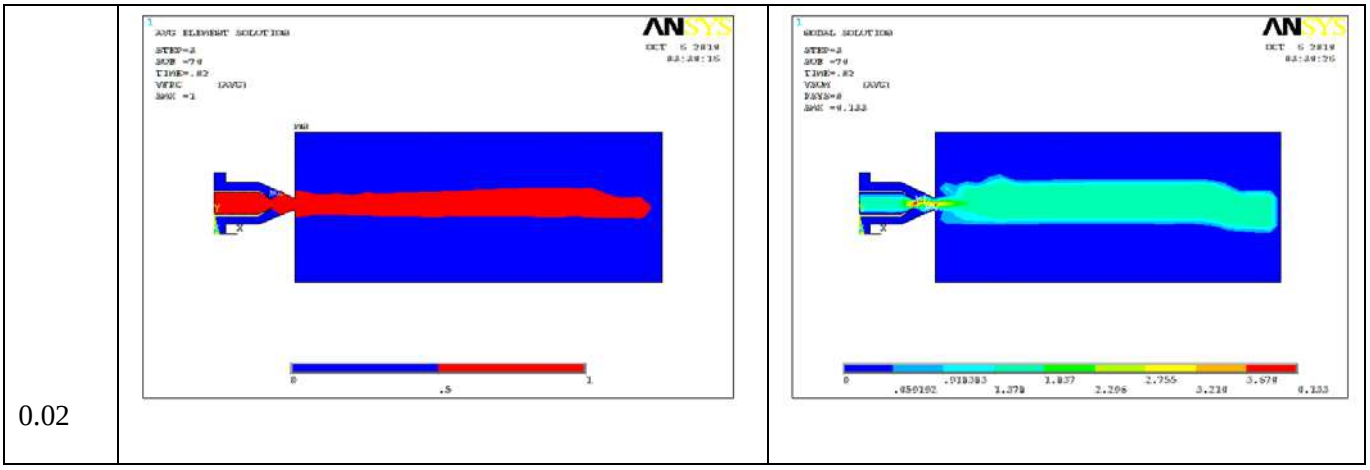


Figure IV.12: représente les résultats de développement de la fraction volumique le champ de vitesse pour un diamètre de l'injection d=50mm

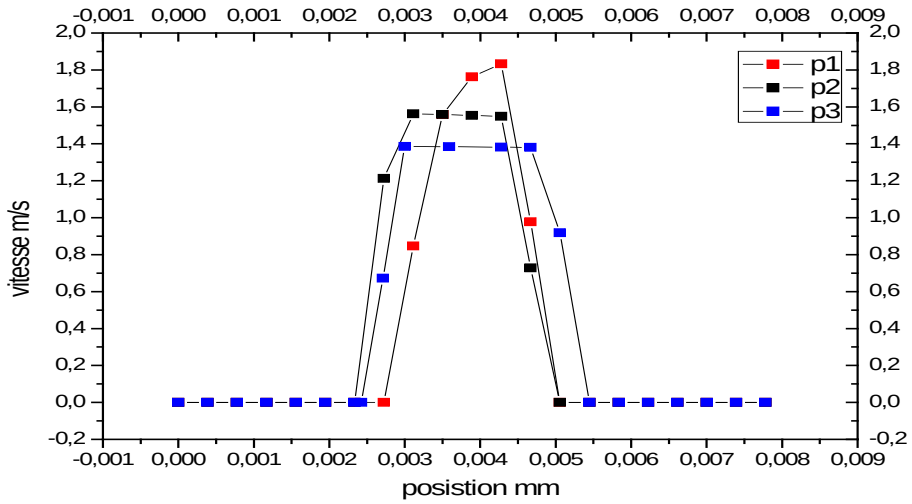


Figure IV.13: la variation de la vitesse avec la trois position radiale Pour le cas d'un diamètre de d=50mm

Dans les trois positions La vitesse augmente jusqu'une valeur maximale puis diminue que dans la position p1 prend la valeur maximale par rapport d'autres positions

Jusqu'à une valeur minimale dans la limite de l'injection, justifiée par l'influence d'un jet liquide en filaments puis en gouttes dans un environnement gazeux. Au niveau dynamique, l'atomisation est le siège d'une compétition entre les forces de tension de surface à l'interface liquide/gaz, les forces de viscosité du liquide et les forces aérodynamiques déstabilisantes.

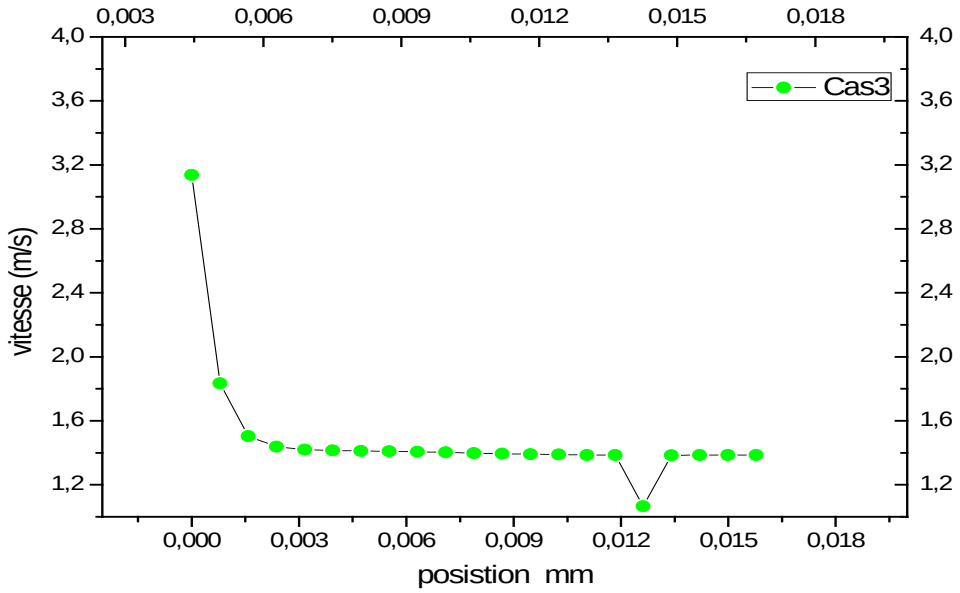


Figure IV.14: profiles de vitesse avec la position axiale dans le troisième cas.

La figure IV.14 :on remarque L'évolution de vitesse avec la position axial de l'injection que ce valeur de vitesse maximum il est diminué pour tout les positions Illustre le distribution des les écoulements diphasique pour différents position presque de pion pou augmenter au cours dispersion en chambre de combustion stabilise et prend la forme de vitesse finale On peut voir clairement l'effet des forces visqueuse et Selon l'hydrodynamique de l'écoulement, on peut former des poches de gaz où recerclent les petites gouttes, avec un front transversal .

IV.6. Comparaison des résultats :

IV.6.1. Comparaison des résultats des trois positions

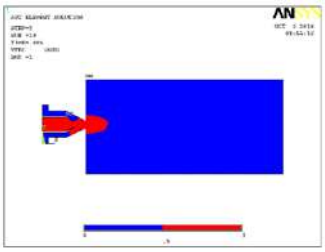
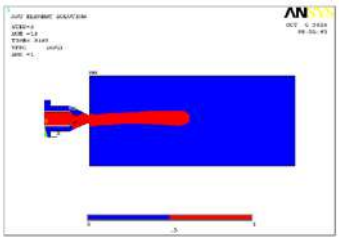
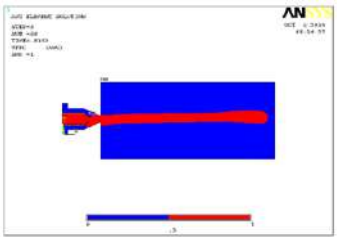
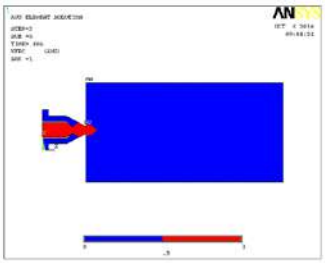
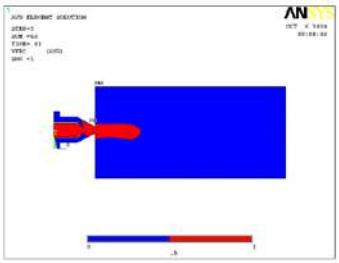
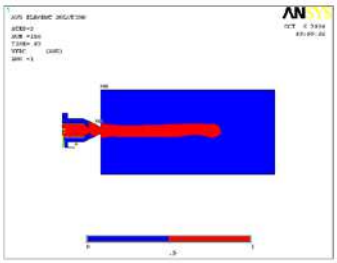
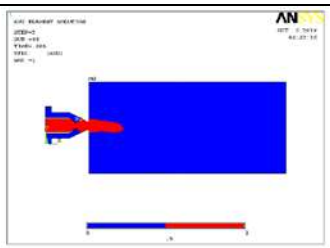
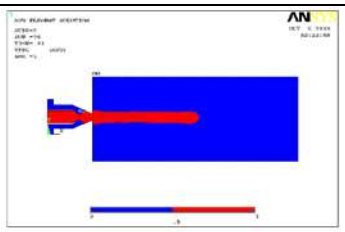
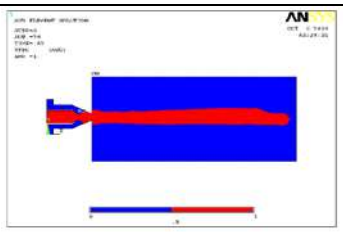
	0.005	0.01	0.02
Cas 01			
Cas 02			
Cas 03			

Figure IV.15 : Comparaison des profils de volume of fluide des trios cas.

La Figure IV.15 représenter de comparaisons de résultat dan le trio cas on remarqué la dispersion et atomisation de l'écoulement diphasique dan différant diamètre.

Donc nous concluons que meilleur cas est le troisième cas qui très important pour injecteur de l'écoulement diphasique dan les moteur.

IV.6: Comparaison entre les profils vitesse d'axiale pour les 3 cas :

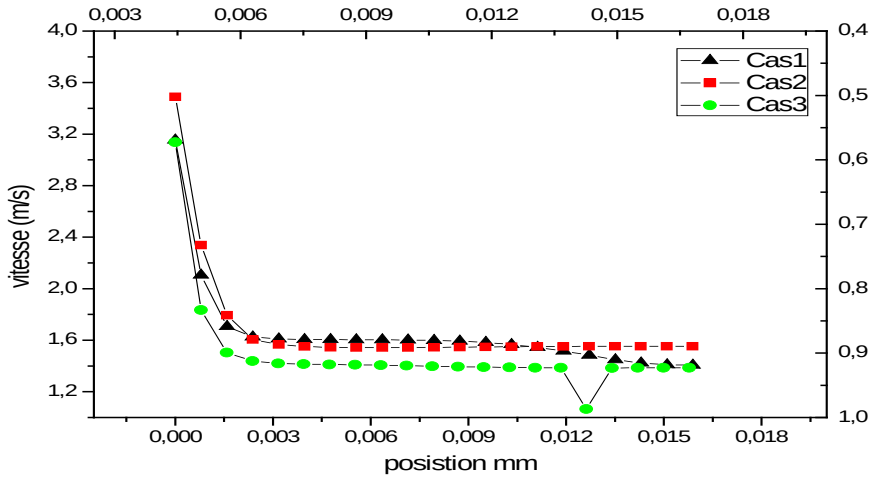


Figure IV.16: l'évolution des vitesses des trios cas étudier avec la position axiale.

La figure IV.16 contient des courbes que chaque un d'entres eux représente l'évolution des vitesses de nos trios cas étudier (l'injection avec variation de diamètres (d1=55mm, d_2=60mm, d_3=50mm); on voit que pour :

Premier cas de l'injection de d=55mm: la vitesse commence de3.2m/s et atteint le 1.6.m/s puis il rechute a 1.4m/s et puis il reste constant.

Deuxième cas de l'injection de d=60mm : la vitesse commence de 3.4m/s et atteint le 1.6m/s et puis il reste constant

Troisième cas de l'injection de d=50mm : la vitesse l'injection commence de 3.35 et atteint le 0.4.m/s puis il rechute a 1.4m/s et puis il reste constant.

Donc on remarque que diamètre de l'injection de l'écoulement diphasique d'une manière directe sur la vitesse telle que différent diamètre de l'injection provoque la diminution de la vitesse comme le montre la figure IV.16.

Finalement on peut dire que les deux cas (première, deuxième) approche donnent presque les mêmes résultats et troisième cas très dispersion de l'écoulement diphasique en chambre de combustion.

Conclusion

Les simulations présentées dans ce chapitre mettent en évidence la capacité à réaliser des simulations numériques d'écoulements diphasiques à forts rapports de masses volumiques et de vitesses. Nous avons présenté l'application de la méthodologie de couplage à la simulation d'un jet liquide cisaillé. L'objectif principal était de valider en conditions réelles l'ensemble de l'approche dans des injecteurs développés sur CFD, permettait de simuler globalement la création d'un spray par atomisation de la nappe liquide.

D'après les résultats de simulation on peut montrer les constatations suivantes :

On remarque une régularité de profile de vitesse tout on jouant sur la variation de diamètre de l'injection. le champ de vitesse par une valeur maximale à l'entré jusqu'à une valeur minimale à la description et atomisation de l'écoulement diphasique (jets liquide cisailler par phase rapide (gazeux)) en chambre de combustion.

On a réalisé des expériences numériques, le comportement des écoulements diphasique liquide/gaz dans les injecteur dans l'objectif d'une bonne compréhension et on a trouve des bonnes résultats.

Conclusion générale

Le présent travail porte sur la simulation numérique de l'écoulement diphasique à une meilleure compréhension de la dynamique d'un jet liquide cisaillé par une phase rapide, en portant une attention particulière aux interactions entre le jet liquide et les structures tourbillonnaires présentes dans la phase rapide .

L'objectif de notre étude est la simulation numérique des phénomènes diphasiques (la dispersion et l'atomisation) dans une chambre de combustion. Cet objectif émane de la nécessité de comprendre et de maîtriser la dispersion des jet liquide .

En générale la simulation numérique permet de simuler et de tester différentes possibilités envisageables, ce qui réduit énormément les efforts de conception et d'expérimentation des prototypes de moteur.

- Dans la première partie de cette étude, une description générale sur l'injection dans les moteurs à combustion interne.
- Notre modèle numérique est basé sur les équations générales de la conservation de la masse (continuité), de la quantité de mouvement et l'équation d'énergie. La fraction liquide et l'évolution de la surface libre (ou de l'interface fluide-fluide) dans chaque instant sont déterminées avec la méthode VOF (Volume Of Fluide) une technique numérique qu'on utilise en CFD (Computationnel Fluide Dynamics). Nous avons utilisés le modèle du maillage fixe dans le code de calcul ANSYS, qui est basé sur la méthode des éléments finis.
- Dans le dernier chapitre, et après avoir validé le code de calcul dans la configurations présentée par l'étude expérimentale et numérique de [8], nous avons présenté les résultats de la simulation numérique avec leurs interprétations en se basant sur l'étude et comprendre le phénomène de la dispersion et l'atomisation dans les chambre de combustion par l'injecteur obtenus par le code de calcul.

  Nous avons effectué des calculs en deux dimensions afin de montrer l'intérêt de l'outil numérique dans la caractérisation et la compréhension de l'écoulement diphasique dans les injecteurs liquide.

Référence

[1] J. Jeon, M. Hong, Y.M. Han, and Lee S.Y. Experimental study on spray characterisitcs of gas-centered swirl coaxial injectors. J. Fluids Eng, 2011.

[2] A. Lefebvre. Atomization and sprays. Taylor & Francis, 1988

[3] M. Ferraro, R.J. Kujala, J.-L. Thomas, M. J. Glogowski, and M. M. Micci. Measurements of shear coaxial injector sprays – Cold ow and hot _re experiments. In AIAA, ASME, SAE and ASEE Joint propulsion Conference and Exhibit, 32nd, Lake Buena Vista, FL, July 1-3, 1996

[4] A. Lozano, F. Barreras, Guillermo Hauke, and Cesar Dopazo Longitudinal instabilities in an air-blasted liquid sheet. Journal of Fluid Mechanics, 437:143{173, 2001

[5] J. Park, K. Y. Huh, X. Li, and M. Renksizbulut. Experimental investigation on cellular breakup of a planar liquid sheet from an air-blast nozzle. Physics of Fluids , 16(3) :625{632, 2004.

[6] B. Leroux, O. Delabroy, and F. Lacas. Experimental study of coaxial atomizers scaling. Part I : dense core zone. Atomization and Sprays, 17:381{407, 2007.

[7] G. Charalampous Y Hardalupas and A. Taylor. Structure of the continuous liquid jet core during coaxial air-blast atomization International journal of spray and combustiondynamics,1(4), 2009

[8] Nicolas ODIER. Simulation numérique de jets liquides cisaillés par une phase rapide : dynamique de battement à grande échelle et interaction avec les structures tourbillonnaires. Génie des procédés. Université de Grenoble, 2014. Français. <NNT : 2014GRENI068>. <tel-01153311>

[9]. H. Eroglu et N. A. Chigier : Liquide jet instabilité in coaxial air flow. In Procédions of ICLASS 91, pp. 703-710, NIST, Gaithersburg, MD, July 1991.

[10] P. Marmottant : Atomisation d'un liquide par un courant gazeux. Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2001.

Référence

[11]. A. H. Lefebvre : Atomization and Sprays. Hemisphere publishing corporation, 1989.

[12] Mongia, H. C. 2004, ≪Perspective of combustion modeling for gas turbine combustors≫, dan 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit.

[13]. N. Bertier et L. H. Dorey. Mécanisme réactionnel avec PEA pour la combustion du kérosène dans l'air. Rapport Technique ONERA, No. RT 3/17454 DEFA, 2010 (cité pages 11, 190,261).

[14]. V. Bodoc et C. Lempereur. Projet MOCAS (Méthodes Optiques pour la CAractérisation des Sprays). Rapport Technique ONERA, No. RT 3/19850 DMAE, 2014 (cité page 103).

[15] M. Gracia-Salcedo, J. McBride, A. Brabbs
Experimental verification of the thermodynamic properties of Jet A Fuel, NASA Technical Memorandum 101475, 1988

[16] T. Edwards and L. Q. Maurice
Surrogate Mixtures to Represent Complex Aviation and Rocket Fuels, Journal of Propulsion and Power, 2001, vol. 17, pp. 461-466

[17] C. R. Martel
Molecular weight and average composition of JP-4, JP-5, JP-8 and Jet A, AFWAL/POSF Report, July 15, 1988

[18] C. Guéret
Elaboration d'un modèle cinétique pour l'oxydation du kérosène et d'hydrocarbures représentatifs, Thèse, Université d'Orléans, 1989

[19] Nguyen and Ying
Critical evaluation of Jet A spray combustion using propane chemical kinetics in gas turbine combustion simulated by KIVA-II, 26th Joint Propulsion conference, July 16-18 1990, Paper AIAA-90-2439, Orlando, FL

[20]. Intergovernmental Panel on Climate Change, 2007, http://www.ipcc.ch

Référence

[21] L. Rye, S. Blakey and C. W. Wilson
Sustainability of supply or the planet: a review of potential drop-in alternative aviation fuels, Energy & Environmental Science, 2010, vol. 3, pp. 17-27

[22]:S. Chandra, P. Fauchai Formation of solid splats during thermal spray deposition. Journal of Thermal Spray Technology, 18 (2), 2009, pp. 148-180.

[23]: Mémoire baham.

[24] TOUMI Aboubaker, BOUDERRADJI Mohamed « L'effet de la surface intermétalliquen de SnAgCu sur la fiabilité d'un ensemble de relie semi-conducteur de Puissance » diplômen d'ingénieure ; Université de Yahia Fers de Médéa ; 2009.

[25] : CETIM, « guide d'emploi de la projection thermique (1PerPédition 1989) ».

[26]: E. Harscoet and D. Froelich, "Use of LCA to evaluate the environmental benefits of substituting chromic acid anodizing (CAA)", J. Clean. Prod., 16(12), p 1294-1305, 2007.

[27]: http://www.tcpp.fr/html/projectionthermique.htm

[28] : http://www.industrie.com/it/environnement/familiarisez-vous-avec-l-acv.11178, 2011.

[29] : S. Audisio, M. CAILLET, A. GALERIE et H. MAZILLE, « Revêtements et Traitements de Surface », (éd.) Presses Polytechniques et Universitaires Romandes, Lausanne, 1998.

[30] : thèse A. zighib et k. talbi

[31] : ttp://fr.wikiphedia.org/wiki/Conservation_de_l%27%C3%A9nergie

[32]: MATENE ELHACENE, (méthode numérique de résolution des équations de Navier

stokes) Diplôme d'ingénieur d'état en génie climatique

[33] : Les sites :

*http://www.google.moulage.dz.

*http://www.google.moulagesouspression.fr.

*http://www.google. défauts de moulage.fr.

*http://www.google.transfert de chaleur .convection.fr

Référence

*http://www.google.méthode volume of fluide.fr

*http://www.google.les méthodes numériques.dz.

[34]: J. H. Clare, D.E. Crawmer, Thermal Spray Coatings in Metallic Coating Processes, in Metal Handbook, 9th Ed.,Vol. 5, Surface Cleaning Finishing and Coating, (pub.) ASM, International, OHUSA, 1982, pp361.

[35] :A. Prôner, Revêtements par projection thermique, technique de l'ingénieur, Vol. (MD3), 1645(1999), 1-20.

[36]: X. Wang, D. Zhuang, Effect of Atomising Gas Pressure on Coating Properties in Wire Arc Spraying: Thermal Spray Science & Technology, (Ed.) C.C. Berndt and S. Sampath, (Pub.) ASM

[37] : http://www.metrasur.com/traitement-de-surface-hvof.html

[38]Nicolas Odier. Simulation numérique de jets liquides cisaillés par une phase rapide : dynamique de battement à grande échelle et intéraction avec les structures tourbillonnaires. Génie des procédés. Université de Grenoble, 2014. Français. <NNT : 2014GRENI068>. <tel-01153311>

[39] B. Ramaswamy &M. Kawahara. Lagrangian finite element analysis applied to viscous free surface fluid flow. Int. J. Numer. Methods fluids, vol.7, p. 953-984, 1987.

[40] G. Tryggvason, B. Bunner, a. Esmaeeli, D. Juric, N. Al-Rawahi, W. Tauber, J. Han, S. Nas,and Y.-J. Jan. A Front-Tracking Method for the Computations of Multiphase Flow. Journal of Computational Physics, 169(2) :708–759, May 2001.

[41] Ghafouri-Azar R., Shakeri S., Chandra S., and Mostaghimi J., (2002) "Numerical Simulation of Offset Deposition for Sequential Tin Droplets", Proc. of Int. Thermal Spray Conference Essen, E. Lugscheider (ed.), DVS Düsseldorf, Germany, pp. 972-978.

[42]YKRELEF Hichem « Étude de la distribution des défauts du remplissage des moules par simulation numérique ». Diplôme de magister ; Université de Yahia Fers de Médéa ;2011.

Référence

[43] S. Vincent. Modélisation d'écoulements incompressibles de fluides non-miscibles. Thèse de doctorat, Université Bordeaux I, 1999.

[44] F. H. Harlow and J. E. Welsh." Numerical calculation of time-dependent viscous incompressibleflow with free surface". Phys. Fluids, 8 :2182-2189, 1965.

[45] F. H. Harlow and J. P. Shannon. " The splash of a liquid drop". J. Appl. Phys, 38 (10) :38553866, 1967.

[46] Stanley Osher and James a Sethian. Fronts propagating with curvature-dependent speed :Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations. Journal of Computational Physics,79(1) :12–49, November 1988.