

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE MOULOUD MAMMARI DE TIZI- OUZOU

Faculté du Génie de la Construction

Département de Génie Mécanique



Mémoire

De fin d'études

En vue de l'obtention du Diplôme de Master en Génie Mécanique

Option : Energétique (Académique)

Thème

Etude d'une Tuyère Convergente-Divergente
d'un Moteur d'Aviation



Proposé et dirigé par :

M^r I. BOUMRAR

Etudié par:

- M^{elle} : ALI MAMMAR Faouzia
- M^{elle} : BEN OUALI Dihia

Promotion : 2014 -2015

Remerciements

Au terme de ce modeste travail, nous remercions DIEU le tout Puissant de nous accorder d'avoir accompli ce travail.

En tenant d'abord à remercier notre promoteur Mr I.BOUMRAR pour avoir bien voulu encadrer ce travail, ainsi que pour sa riche contribution et ses précieux conseils.

Que toute personne ayant contribué de près ou de loin à la réalisation de ce mémoire retrouve ici l'expression de nos plus Profonds Sentiments.



Remerciements

Au terme de ce modeste travail, nous remercions DIEU le tout Puissant de nous accorder d'avoir accompli ce travail.

En tenant d'abord à remercier notre promoteur Mr I.BOUMRAR pour avoir bien voulu encadrer ce travail, ainsi que pour sa riche contribution et ses précieux conseils.

Que toute personne ayant contribué de près ou de loin à la réalisation de ce mémoire retrouve ici l'expression de nos plus Profonds Sentiments.

Je dédie ce modeste travail :

A la mémoire de mon père

Ma très chère mère qui a été à mes côtés et m'a
soutenu durant toute ma vie, que Dieu puisse
m'aider à l'honorer, la servir et la combler

A mes très chers frères et à ma sœur.

A toute ma famille

A tous mes amis (es).

A tous ceux qui ont contribué, de toute manière
que se soit.

Dihia.Ben Ouali

Je dédie ce modeste travail à :

Mes très chères parents qui ont toujours

étaient à mes cotés,

Mon frère et sœurs,

Ma zeme famille «SAIDI »,

Cousins et cousines qui m'ont encouragé ainsi

soutenus.

Et à tous mes amis.

Fouzia. ALI MAMMAR

SOMMAIRE

Remerciement.....	i
Dédicace	ii
Sommaire	iv
Liste des figures	ix
Liste des tableaux.....	xii
Nomenclature	xiii
Introduction Générale	1

Chapitre I : Rappel sur les Moteurs propulseurs.

I.1. Définition.....	3
I.2. Les différents étages qui composent une fusée spatiale	3
I.2.1.La coiffe	5
I.2.2.Structure SPELTRA (structure porteuse externe pour lancement multiples Ariane)	5
I.2.3.S/ESC (Etage à Propergols Stockable).....	5
I.2.4.EAP (Etage d'Accélération à Poudre).....	6
I.2.5.EPC (Etage Principale Cryotechnique)	6
I.2.6.Case à équipement.....	7
I.2.7.Moteur Vulcain	8
I.3. Chambre de combustion	9
I.3.1.Fonctions de la chambre de combustion :	10
I.3.2.Composition de la chambre de combustion :	10
I.3.2.1.Le système d'injection :	10
I.3.2.2.Le corps de la chambre de combustion :	11
I.4. Propergols	11
I.4.1. Moteurs fusée à Propergols liquides	11
I.4.2. Moteurs fusées a propergols solides.....	13
I.4.2.1. Propergols à double base	14
I.4.2.2. Propergols composites	14
I.5. Tuyère	14
I.6. Conclusion	15

Chapitre II : Etude d'une tuyère Convergente-Divergente

II.1 Introduction	16
II.2. Applications et rôles des tuyères supersoniques	17
II.2.1. Moteur d'avion.....	18
II.2.2. Moteur fusée	19
II.2.3. Les souffleries	19
II.2.3.1. Principe de la soufflerie.....	19
II.2.3.2. Les différents types de soufflerie	21
II.3 Différents formes de tuyères.....	22

II.3.1 Tuyère conique.....	22
II.3.2 Tuyère à contour profilé.....	23
II.3.2.1 Tuyère à zone d'expansion.....	24
II.3.2.2 Tuyère à détente centrée.....	24
II.3.3 Tuyère à double galbe.....	24
II.3.4 Tuyère annulaire.....	25
II.3.5 Tuyère à corps central.....	26
II.3.5.1 Tuyère type à bouchon.....	26
II.3.5.2 Tuyère type détente-déviaton.....	27
II.4. Définitions importantes.....	28
II.4.1. Nombre de mach et différents régimes d'écoulement.....	28
II.4.2 Onde de Mach.....	29
II.4.3. Onde de choc.....	30
II.4.3.1 Onde de choc normale (droite).....	31
II.4.3.2 Onde de choc oblique.....	31
II.4.3.3 Onde de choc attachée et détachée.....	33
II.4.3.4 Onde de choc conique.....	34
II.4.3.5 Détente de Prandtl-Meyer.....	35
II.5 Ecoulement monodimensionnel dans une tuyère.....	36
II.5.1 Equations Fondamentales.....	37
II.5.1.1 L'équation de continuité.....	37
II.5.1.2 L'équation de la quantité de mouvement.....	37
II.5.1.3. L'équation de l'énergie.....	37
II.5.1.4. Equation d'état.....	37
II.5.2. Relation de la dynamique des gaz.....	37
II.5.2.1 Grandeurs totales.....	38
II.5.2.2. Grandeurs critiques.....	39
II.5.3. Paramètres thermodynamiques à travers le choc normal.....	39
II.5.3.1. Grandeurs soniques.....	40
II.5.3.2. Relation de Prandtl.....	41
II.5.3.3. Paramètre statique à travers le choc.....	42
II.5.3.4. Paramètres totales à travers le choc.....	44
II.5.3.5. Variation de l'entropie à travers le choc.....	45
II.5.4. Effet des variations de section sur l'écoulement.....	46
II.6. Fonctionnement des tuyères supersoniques.....	48
II.6.1. Régime subsonique et régime sonique.....	48
II.6.2. Régime supersonique.....	49
II.6.2.1. Régime adapté.....	50
II.6.2.2. Régime sous adapté.....	50
II.6.2.3. Régime sur adapté.....	51
II.7. Conclusion.....	52
 Chapitre III : Disposition Expérimental et Moyens de Mesure 	
III.1. Compresseur et réservoir de stockage de l'air comprimé.....	53
III.2. Etat générateur.....	54

III.3. Tuyère De Laval et le dispositif de mesure de pression	54
III.4. Coordonnées de la tuyère	55
III.5. Evolution expérimentale de la pression.....	57

Chapitre IV : Simulation Numérique.

IV.1. Introduction	59
IV.2. Le Logiciel.....	59
IV.3. Application sur une tuyère supersonique	60
IV.3.1. Création de la géométrie.....	60
IV.3.2. Maillage de la géométrie	61
IV.4. Exemple d'application.....	63
IV.4.1. Résultats et discussion.....	66
IV.4.1.1. Evolution des paramètres de l'écoulement	67
IV.4.1.2. Les contours :.....	71
IV.5. Conclusion	74

Chapitre V : Analyse des Résultats et Estimation de la Force de Poussée.

V.1. Résultats et discussion	75
V.1.1. Evolution de la pression.....	75
V.1.2. Evolution de la température	78
V.1.3. Evolution de la masse volumique (densité)	79
V.2. Les paramètres de performances	79
V.2. 1. La poussée	79
V.2. 2. Coefficient de poussée	80
V.2.3. Le débit	80
V.2.4. Coefficient de débit.....	80
V.2.5. Vitesse caractéristique	81
V.2.6. Vitesse effective.....	81
V.2.7. Impulsion spécifique.....	81
V.2.8. Impulsion totale	81
V.3. Etude des paramètres de performances de deux tuyères différentes (Convergente-Divergente et Convergente).....	82
V.4. Perspectives et amélioration des résultats.....	82
Conclusion Générale	83

Liste des figures

Figure I.1 : Les différents étages qui composent une fusée spatiale.

Figure I.2 : Coiffe

Figure I.3 : Structure SPELTRA

Figure I.4 : Etage à Propergols Stockable

Figure I.5 : Etage d'Accélération à Poudre.

Figure I.6 : Etage Principale Cryotechnique.

Figure I.7 : Case à équipement

Figure I.8 : Moteur Vulcan.

Figure I.9 : Chambre de combustion de moteur-fusée.

Figure I.10 : Les différents types d'injecteurs.

Figure I.1 : Fonctionnement d'un moteur-fusée à ergols liquides classique.

Figure I.12 : Moteur fusée à propergol solide.

Figure II.1 : Tuyère de Laval

Figure II.2 : Schéma d'une tuyère convergente-divergente (de Laval).

Figure II.3 : Tuyère supersonique d'un avion de combat

Figure II.4 : Tuyère propulsive d'un moteur fusée.

Figure II.5 : Maquette automobile dans une veine d'essai de soufflerie

Figure II.6 : Schéma d'une soufflerie supersonique à deux cols.

Figure II.7 : Tuyère de la soufflerie.

Figure 1.8 : Tuyère conique.

Figure II.9 : Forme de la tuyère à zone d'expansion.

Figure II.10 : Forme générale d'une tuyère à détente centrée.

Figure II.11 : Tuyère à double galbe

Figure II.12 : Tuyère annulaire.

Figure II.13 : Géométrie de la tuyère à corps central type bouchon.

Figure II.14 : Géométrie de la tuyère à corps central type détente déviation.

Figure II.15 : Représentation des différents régimes d'écoulements.

Figure II.16 : Propagation des perturbations de l'écoulement en régime subsonique et supersonique.

Figure II.17 : Illustration d'une onde de choc normale.

Figure II.18 : Illustration d'une onde de choc oblique.

Figure II.19 : Choc oblique de type fort.

Figure II.20 : Choc oblique de type faible.

Liste des figures

Figure II.21 : Quelques configurations caractéristiques pour une onde de choc oblique attachée et détachée.

Figure II.22 : L'avion YF-12.

Figure II.23 : Représentation d'une onde de choc conique.

Figure II.24 : Schéma de la détente de Prandtl-Meyer.

Figure II.25 : Schéma d'une onde de compression.

Figure II.26 : Représentation d'une onde de choc normale dans une tuyère supersonique.

Figure II.27 : Evolution des rapports thermodynamiques à travers un choc normal.

Figure II.28 : Effet des variations de section sur l'écoulement.

Figure II.29 : Principe de fonctionnement d'une tuyère convergente-divergente.

Figure II.30 : Présentation du régime adapté d'une tuyère.

Figure II.31 : Présentation du régime sous adapté d'une tuyère.

Figure II.32 : Présentation du régime sur adapté sans décollement d'une tuyère.

Figure II.33 : Schéma d'un décollement induit par un choc dans une tuyère.

Figure III.1 : Vue générale du compresseur générateur de hautes pressions.

Figure III.2 : Vanne en position ouverte.

Figure III.3 : Vue externe de l'état générateur.

Figure III.4 : Vue externe de l'état générateur.

Figure III.5 : Forme géométrique et dimensions générales de la tuyère De Laval étudiée.

Figure III.6 : Réglette Indicatrice de la position du tube de Pitot le long de l'axe de la tuyère.

Figure IV.1 : Création de points sous Gambit.

Figure IV.2 : Création du profil.

Figure IV.1 : Type d'élément disponible sur Gambit en 2 et 3 dimensions.

Figure IV.4 : Maillage.

Figure IV.5 : Profil de la tuyère sous gambit.

Figure IV.6 : Maillage de la tuyère.

Figure IV.7 : Le graphe des résiduelles de notre simulation.

Figure IV.8 : Pression statique.

Figure IV.9 : Nombre de Mach.

Figure IV.10 : Vitesse.

Figure IV.11 : Température statique.

Figure IV.12 : Evolution de la masse volumique

Figure IV.13 : Variation du rapport de pression P/P_0 .

Liste des figures

Figure IV.14 : Contour de pression statique.

Figure IV.15 : Contour de Mach.

Figure IV.16 : Contour de la température.

Figure IV.17 : Contour de Vitesse.

Figure IV.18 : Contour de la densité

Figure V.1 : Courbes comparatives de rapport de pression.

Figure V.2 : Courbes comparatives de rapport de la température.

Figure V.3 : Courbes comparatives de rapport de la masse volumique.

Tableau I.1 : Les principales combinaisons propergolique.....	12
Tableau III.1 : Coordonnées du profil de la tuyère.....	60
Tableau IV.1: coordonnées de la tuyère.....	69
Tableau V.1 : Valeurs expérimentales obtenues avec l’installation de chapitre III..	78
Tableau V.2 : Valeurs expérimentales obtenues avec l’installation de chapitre III..	78
Tableau V .3 : Valeurs analytiques obtenues avec les relations du chapitre II.....	79
Tableau V.4 : Comparaison des paramètres de performances.....	82

1. Constantes physiques

- $g=9.81$ accélération de la gravité m/s^2
 C_p Chaleur massique à pression constante (= 1004, 5 pour l'air) $J/kg/K$
 C_v Chaleur massique à volume constant (= 717, 5 pour l'air) $J/kg/K$
 γ Rapport des chaleurs spécifiques c_p/c_v (= 1, 4 pour l'air)
 r Constante du gaz (= 287 pour l'air)

2. Lettres latines :

- A : Aire d'une section de la tuyère (m^2)
 a : vitesse de son (m/s)
 H : Enthalpie (J/kg)
 U : Energie interne (J)
 W : Travail (J/kg)
 M : Nombre de Mach
 P : pression (N/m^2)
 v : Volume (m^3)
 R : constante des gaz
 S : Entropie ($J/kg \cdot ^\circ K$)
 T : Température ($^\circ C$) ou ($^\circ K$)
 \overline{T} : Température limite ($^\circ C$) ou ($^\circ K$)
 V : vitesse des gaz (m/s)
 E : Energie de molécule
 t : Temps (s)
 x_p : Rapport de pression à travers le choc
 x_T : Rapport de température à travers le choc
 x_ρ : Rapport des masses volumiques à travers le choc
 b_j : Constante d'interpolation de la fonction $C_p(T)$
 K : Nombre d'itération
 a_j : Coefficient de la fonction polynomiale de la chaleur spécifique C_p
 c_j : Coefficient de la fonction d'enthalpie
 F_A : La fonction de rapport des sections
 F_p : la fonction de rapport de masse volumique
 S_j : La fonction de condensation de Robert
 N_p : Nombre de discrétisation
 b_1, b_2 : Paramètres de contrôle de la distribution des nœuds
 Δx : Le pas
 n : Nombre de panneau
 x_1, x_2 : Les bornes d'intégrale
 GP : gaz parfait
 HT : Gaz à haute température

3. Lettres grecques :

α : Angle formé par l'axe de la tuyère de la paroi extérieur du bouchon

β : Angle formé par l'axe de la tuyère et la paroi intérieur du bouchon

γ : Rapport des chaleurs spécifiques

μ : Angle de Mach

δ : La déflexion

ε : Facteur de perte de poussée

ε : La précision

ρ : Masse volumique

Δ : Le discriminateur

ε_x : Erreur relative

4. Indices :

0: Conditions totales (point d'arrêt)

1: Le point de référence de l'écoulement amont (avant le choc)

2: le point de référence de l'écoulement aval (après le choc)

i : Numéro du point

* : Condition critique

\mathcal{S} : Section de sortie

Introduction Générale

Introduction Générale

Le développement extraordinaire de l'informatique a entraîné pour les sciences de l'ingénieur, et particulièrement pour l'aérodynamique, une révolution dans les méthodes d'étude théorique. Cette révolution, que l'on peut faire remonter au début des années soixante, a conduit à l'émergence d'une nouvelle discipline, l'aérodynamique numérique, qui joue un rôle de plus en plus important dans la conception et l'optimisation des véhicules ou engins aériens. Depuis une vingtaine d'années, nous pouvons dire que l'aérodynamique numérique a perdu beaucoup de son caractère empirique grâce aux efforts convergents des mathématiciens pour résoudre les problèmes mathématiques liés aux méthodes de calcul en aérodynamique et aux aérodynamiciens pour mieux analyser les algorithmes qu'ils mettent en œuvre.

Nous pouvons partager l'aérodynamique en deux branches essentielles : externe et interne. La première branche est consacrée à l'étude de l'écoulement en présence de l'air libre, tels que les écoulements autour des profils d'ailes. L'autre est spécialisée dans l'étude des écoulements internes des fluides tels que les moteurs fusés, les moteurs d'avion et les tuyères.

Les tuyères supersoniques interviennent dans beaucoup de structures telles que les moteurs fusées et missiles, moteurs avions et dans la fabrication des souffleries supersoniques pour la modélisation et la réalisation expérimentale des écoulements supersoniques.

Dans ce cadre s'inscrit notre projet de fin d'études qui consiste à une étude d'une tuyère convergente-divergente (De Laval) raccordée à un moteur d'aviation.

Pour ce faire notre étude est répartie selon le plan suivant :

Dans le premier chapitre nous présentons les principales parties d'une fusée spatiale ainsi que les composants de son moteur.

Dans le deuxième chapitre nous faisons l'étude théorique détaillée d'une tuyère convergente-divergente et l'évolution de l'écoulement.

Le troisième chapitre est consacré à la présentation de divers dispositifs et moyens de mesure utilisés dans la partie expérimentale.

Introduction Générale

Le quatrième chapitre est réservé à la simulation numérique en utilisant le logiciel Fluent que nous avons décrit en détail et nous présentons les différents contours des paramètres thermodynamiques importants.

Enfin le dernier chapitre nous avons fait la comparaison et la discussion des résultats de la méthode analytique, numérique et expérimentale.

Et on termine avec une conclusion générale qui relate les principaux résultats obtenus.

Chapitre I :
Rappels sur les Moteurs
Propulseurs

I.1. Définition :

Le moteur propulseur est un type de moteurs à réaction, c'est-à-dire un engin qui projette un fluide vers l'arrière, ce qui transmet par réaction une poussée au véhicule solidaire du moteur, de force et de direction opposée, vers l'avant. Ce moteur présente la particularité d'expulser une matière qui est entièrement stockée dans le corps du véhicule. Ce type de moteur est en particulier utilisé par les fusées car il peut fonctionner dans un milieu dépourvu d'atmosphère mais également par les missiles car il permet d'atteindre des vitesses très importantes.

Généralement un moteur fusé fonctionne en expulsant des gaz qui sont produits par une réaction chimique exothermique dans une chambre de combustion et qui sont accélérés par une tuyère De Laval. Les capacités d'un moteur-fusée sont principalement caractérisées par sa poussée, c'est-à-dire la force qu'il peut exercer et son impulsion spécifique qui est la mesure de son rendement. Il existe de nombreuses catégories de moteurs-fusées : les principales sont les moteurs-fusées à ergols solides et les moteurs-fusées à ergols liquides.

Les moteurs fusés sont des moteurs à réaction utilisés sur les fusées ; presque tous sont prévus pour fonctionner aussi bien hors de l'atmosphère terrestre qu'au niveau du sol ou de la mer. Pour ce faire, ils embarquent leur comburant en plus de leur carburant.

I.2. Les différents étages qui composent une fusée spatiale :

Le corps d'une fusée spatiale est principalement constitué d'un alliage d'aluminium qui a la caractéristique d'être léger, peu coûteux et a de très bonnes propriétés mécaniques. Les propulseurs quand à eux sont constitués d'alliage de titane léger qui a la caractéristique de résister à de hautes températures. La coiffe est constituée d'alliage d'aluminium comme le corps mais contient aussi des composites (fibres de carbones, kevlar, verre).



Figure I.1 : Les différents étages qui composent une fusée spatiale.

I.2.1.La coiffe : La coiffe est constituée principalement d'un alliage d'aluminium ainsi que de composites tel le kevlar ou la fibre de carbone. La coiffe a une forme de cône pour protéger les charges utiles lors du passage à travers l'atmosphère. Les charges utiles sont les satellites.



Figure I.2 : Coiffe.

I.2.2.Structure SPELTRA (structure porteuse externe pour lancement multiples Ariane):

Elle est située entre l'étage supérieur EPS et la coiffe. Cette structure se compose de trois centimètres d'épaisseurs de carbone résine. Elle permet à Ariane de transporter deux satellites lors d'un seul lancement.



Figure I.3: Structure SPELTRA.

I.2.3.S/ESC (Etage à Propergols Stockable) :

Il est composé du moteur Aestus et de ses réservoirs d'ergols. L'ESC (Etage Supérieur Cryotechnique) utilise, comme son nom l'indique, un moteur cryotechnique.



Figure I.4 : Etage à Propergols Stockable.

I.2.4.EAP (Etage d'Accélération à Poudre) :

Ils sont composés d'un tube métallique contenant le propergol solide et d'une tuyère en acier. Ces propulseurs mesurent chacun 31 mètres de haut pour trois mètres de diamètre. Embarquant 237 tonnes de poudre, ils délivrent 90 % de la poussée totale du lanceur au décollage.



Figure I.5 : Etage d'Accélération à poudre.

I.2.5.EPC (Etage Principale Cryotechnique) :

Il est principalement fait d'aluminium. IL est composé principalement de deux réservoirs (Hydrogène liquide et oxygène) et du moteur Vulcain. Le moteur cryogénique (le Vulcain) utilise 160 tonnes d'hydrogène et d'oxygène liquides refroidis à -253°C . Cet étage

est mis à feu dès le décollage et assure seul la propulsion du lanceur durant le deuxième phase de vol du lanceur après le largage des étages d'accélération à poudre.



Figure I.6: Etage Principale Cryotechnique.

I.2.6. Case à équipement :

La case à équipement accueille le système de contrôle et de guidage du lanceur. Elle est située directement au-dessus de l'EPC. La case à équipement est le véritable poste de pilotage du lanceur. Il orchestre l'ensemble des contrôles et des commandes de vol, les ordres de pilotage étant donnés par les calculateurs de bord via des équipements électroniques, à partir des informations fournies par les centrales de guidage. Ces calculateurs envoient également au lanceur tous les ordres nécessaires à son fonctionnement, tels que l'allumage des moteurs, la séparation des étages et le largage des satellites embarqués. Tous les équipements sont doublés, pour qu'en cas de défaillance de l'un des deux systèmes, la mission puisse se poursuivre.



Figure I.7: Case à équipement.

I.2.7.Moteur Vulcain :

Il n'assure que 10% de la poussée au décollage et sert principalement pendant la deuxième phase de vol, après le largage des EAP. Il a une masse de 1686 kg pour Vulcain 1 et pour Vulcain 2, une masse de 2100 kg. Ce moteur est essentiellement constitué d'un alliage d'acier.

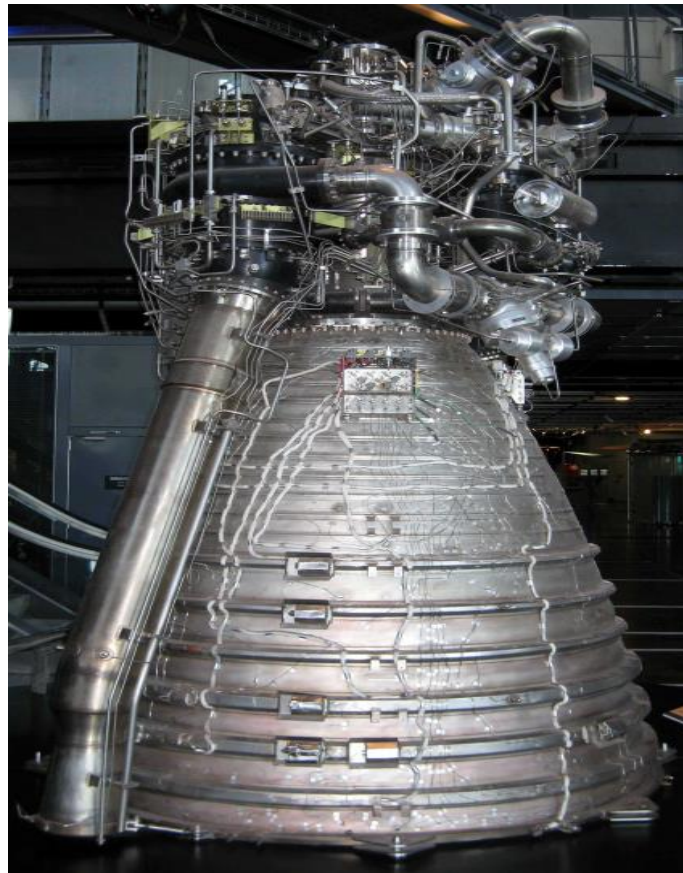


Figure I.8: Moteur Vulcan.

I.3. Chambre de combustion :

Une chambre de combustion est une enceinte capable de résister à de brusques changements de pression et de température, dans laquelle on déclenche volontairement une combustion entre des substances chimiques déterminées. Cette enceinte est conçue pour obtenir, à partir des gaz issus de la combustion, un travail ou une force, avant qu'ils ne soient évacués.



Figure I.9: Chambre de combustion de moteur-fusée.

La chambre de combustion est le lieu où se réalise la combustion des ergols. Pour réduire la taille et donc le poids du moteur-fusée la pression dans la chambre de combustion doit être la plus élevée possible. Généralement les ergols sont pulvérisés dans des proportions qui assurent une combustion complète ce qui suppose que le mélange soit homogène. L'injecteur qui envoie carburant et comburant dans la chambre de combustion prend des formes variables selon les modèles de moteur. S'il n'est pas hypergolique le mélange doit être enflammé par un dispositif dont la fiabilité est un critère essentiel. L'allumage du mélange peut être déclenché par l'introduction d'un produit hypergolique avec un des deux ergols, une résistance parcourue par un courant de forte intensité, un catalyseur, une petite charge pyrotechnique, une chambre d'allumage qui communique avec la chambre de combustion.

I.3.1.Fonctions de la chambre de combustion :

La chambre de combustion doit assurer les fonctions suivantes :

- mélanger les ergols venant du système d'alimentation ;
- permettre la réaction chimique entre ces ergols ;
- accélérer les gaz de combustion vers la tuyère.

I.3.2.Composition de la chambre de combustion :

Elle est constituée des deux sous-ensembles suivants :

1. le système d'injection ;
2. le corps de chambre.

I.3.2.1.Le système d'injection :

Le système d'injection est composé de platine d'injection et d'injecteurs :

- **Platine d'injection :**

La platine d'injection contient les trous avec chaque injecteur. Le motif de ces trous est très important pour assurer l'efficacité de la combustion dans le corps de chambre. En effet, cette efficacité est très liée à la distribution du spray de propergol (masse, rapport de mélange, taille des gouttes) ; il faut donc assurer l'uniformité de l'injection, la vaporisation la plus complète des ergols dans la chambre et éviter les impacts de gouttes d'ergols sur les parois de la chambre ce qui peut conduire à une érosion de ces parois ou à des réactions chimiques très rapides et incontrôlées.

- **Injecteurs**

Les injecteurs assurent la vaporisation de chaque ergol dans la chambre et permettent leur mélange. Il existe trois principaux types d'injecteur dont chacun a ses avantages et ses inconvénients :

- **unlike doublet**
- **unlike triplet**
- **Pommeau de douche**

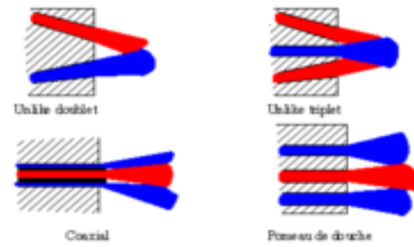


Figure I.10: Les différents types d'injecteurs.

I.3.2.2. Le corps de la chambre de combustion :

Le corps de la chambre de combustion doit résister à des températures extrêmement élevées (plusieurs milliers de degrés Celsius) et à des pressions qui selon les moteurs vont de plusieurs dizaines à plusieurs centaines de bars. Pour les moteurs de grande taille aucun alliage ne peut résister à ces températures sur la durée de fonctionnement. La solution généralement mise en œuvre consiste à faire circuler dans la paroi un des ergols (généralement le carburant qui absorbe la chaleur en la transformant en énergie mécanique avant d'être injecté dans la chambre de combustion. Ce système de refroidissement convectif est dit régénératif.

I.4. Propergols :

Un propergol est un produit de propulsion, constitué d'un mélange de comburant et de combustible, les ergols. La réaction chimique, entre cet oxydant et ce réducteur, fournira l'énergie au moteur-fusée. Les constituants peuvent se présenter à l'état de gaz, de liquide, de solide ou de plasma.

La propulsion des lanceurs fait essentiellement appel à deux types de moteurs, les fusées à propergols liquides et les fusées à propergols solides, encore appelés à propulseurs à poudre.

I.4.1- Moteurs Fusés à Propergols Liquides :

Dans ce type de moteurs les ergols, un comburant d'une part, et un carburant de l'autre (c-à-d les propergols liquides) sont introduits dans une chambre de combustion sous une pression où ils donnent lieu à une réaction chimique fortement exothermique. Les gaz résultant de cette réaction portés à une température élevée sont détendus à travers une tuyère où leur énergie thermique est transformée en énergie cinétique c.à.d. vitesse qui de l'ordre de 2400m/s à 3900m/s, cette expulsion des gaz à une grande vitesse génère une force de réaction qui est la poussée. Un système de refroidissement est nécessaire pour abaisser la température des parois de la chambre et de la tuyère.

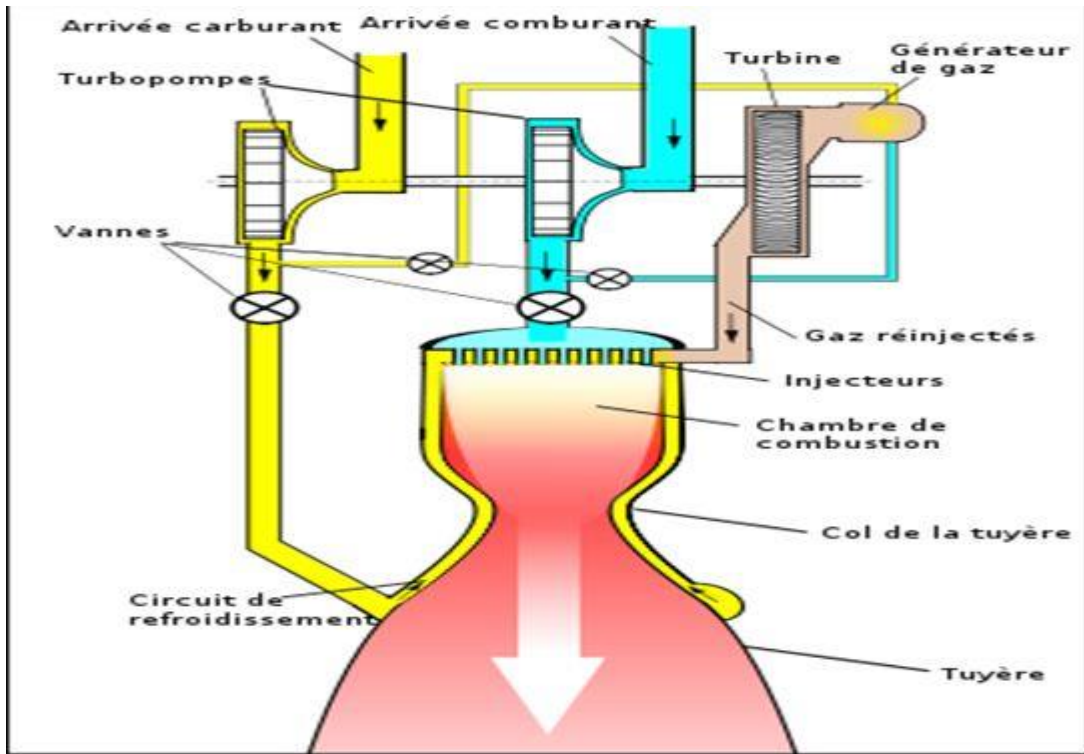


Figure I.11: Fonctionnement d'un moteur-fusée à ergols liquides classique.

Les principales combinaisons propergolique sont classées dans le tableau ci après.

Comburant	Combustible	Impulsion spécifique	Densité conventionnelle de 1Kg de propergol	Point de congélation du comburant °c	Point d'ébullition du comburant °c
O ₂ liquide	Kérosène	280	1.05	-218.4	-182.9
Dito	95% d'alcool éthylique	270	1.0	-218.4	-182.9
Acide nitrique	kérosène	246	1.32	-41.2	+86
20%N ₂ O ₄ +80% HNO ₃	kérosène	250	1.38	-58	-

Tableau I.1: Les principales combinaisons propergolique.

Les moteurs fusés à liquides se classent en moteurs fusées à alimentation par pompes et en moteurs fusées à admission de combustible au moyen de gaz sous pression.

I.4.2. Moteurs Fusés à Propergols Solides :

Dans ce type de moteur, l'énergie propulsive provient de la combustion d'un bloc de poudre qui englobe comburant et carburant, la vitesse d'éjection est de l'ordre de 1500 à 2500m/s, grâce à la simplicité de ces moteurs, ils constituent le type principal de moteur utilisé aux missiles aéroportés air-air et aux missiles tactiques air-sol.

Sachant que le propergol est placé directement dans la chambre de combustion, ce type de moteur comporte les pièces et les organes essentiels suivant la figure ci-dessous

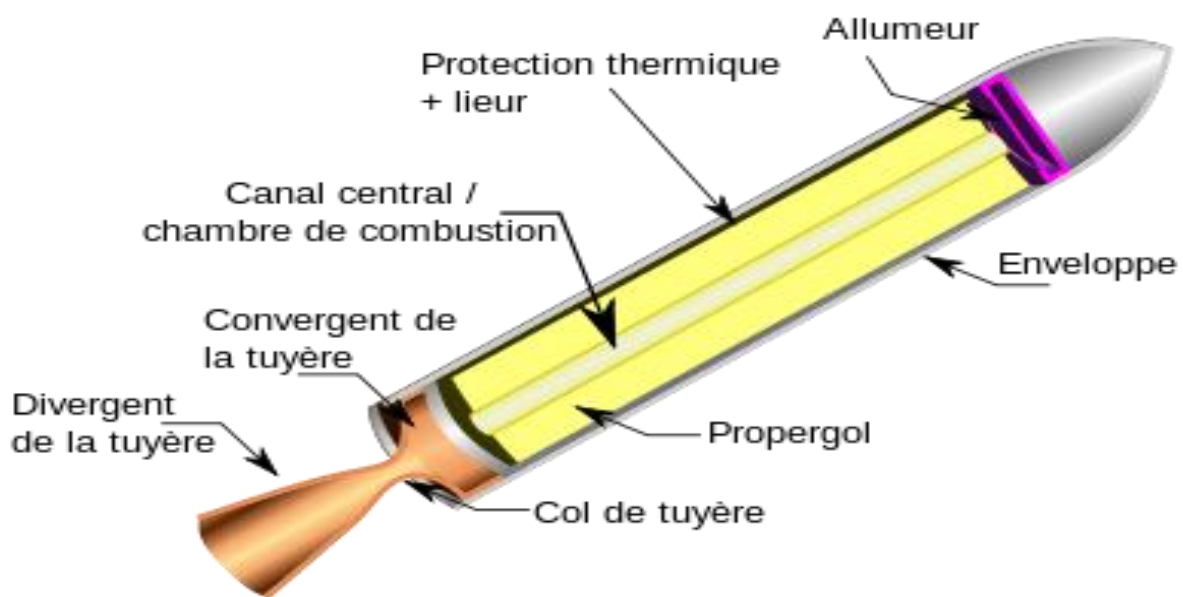


Figure I.12: Moteur fusée à propergol solide.

La chambre de combustion se remplit de carburant solide (poudre) sous forme de grains. La sortie du carburant à partir de la chambre de combustion pour le transport et le fonctionnement du moteur est prévenue par le diaphragme muni d'orifices. La mise en route du moteur se fait à l'aide de l'allumeur qui se trouve dans la chambre de combustion.

Lors de la combustion du carburant, des gaz se forment dans la chambre de combustion. Les gaz, possédant une grande réserve d'énergie potentielle, sont, en se dilatant dans la tuyère d'échappement, évacués dans l'atmosphère à une grande vitesse et forment, ainsi, la force à réaction (poussée), orientée dans le sens contraire à la direction du déplacement des gaz.

Les moteurs fusés à liquides se classent en :

I.4.2.1. Propergols à double base :

Ils constituent une phase solide unique composés de nitrocellulose et de nitroglycérine. Dans un rapport variant de 70/30 à 50/50, leur emploi est plus spécialement réservé à des blocs de faible poussée.

I.4.2.2. Propergols composites :

Utilisés pour les fusées puissantes incorporant le carburant et le comburant sous forme de deux phases distinctes, le carburant est généralement un perchlorate d'ammonium et le combustible est un polyuréthane.

Remarque :

- L'impulsion spécifique des propergols solides est inférieure à celle des propergols liquides puisqu'elle se situe au alentour de 250s.
- Les blocs de poudre utilisés sur les lanceurs comportent une cavité centrale, et la combustion se propage radialement de l'intérieur vers l'extérieur.
- Les propergols à poudre sont surtout utilisés pour les lanceurs militaires c.à.d. les missiles balistiques qui doivent pouvoir être stockés pendant de longues périodes.

I.5. Tuyère :

La tuyère de Laval est un tube en forme de sablier utilisé pour accélérer des gaz chauds et sous pression qui le traversent jusqu'à ce qu'ils atteignent une vitesse supersonique. La tuyère convertit de manière optimale la chaleur des gaz en énergie cinétique. Elle permet de produire de grandes quantités d'énergie à partir de gaz de combustion. Des tuyères de Laval sont utilisées dans les moteurs-fusées, les turbines à vapeur et les turbines à gaz. Dans le cas d'un moteur-fusée ce type de tuyère joue un rôle fondamental dans l'optimisation de la poussée en maximisant la vitesse d'éjection des gaz. La tuyère de Laval doit son nom à l'ingénieur suédois Gustaf de Laval qui en a découvert le principe en 1887.

I.6. Conclusion :

Dans cette partie, nous avons décrit les différents étages qui constituent une fusée spatiale ainsi que leur fonction, ensuite nous avons passé en revue, les différentes notions de bases sur le moteur Vulcain et ses principaux composants (chambre de combustion, les propergols et la tuyère) : leur utilité ainsi que leur fonctionnement et principalement nous avons souligné le rôle propulsif de la tuyère De Laval que nous allons raccorder à un moteur d'aviation étudié antérieurement [1]

Chapitre II :
Etude d'une Tuyère
Convergente-Divergente

II.1 Introduction :

D'un point de vue historique, la tuyère est le fruit du travail de nombreux chercheurs et ingénieurs à la fin du XIX^{ème} siècle. *Gustave de Laval* construisit en 1887 une petite machine à vapeur pour prouver que de tels appareils peuvent être fabriqués dans de semblables dimensions, et en 1890 il développe une tuyère permettant d'augmenter la vitesse de la vapeur entrant dans la turbine. On la connaît de nos jours sous le nom de tuyère de Laval et elle présente une importance particulière dans la conception de fusée, de turbines à vapeur et à gaz [24].

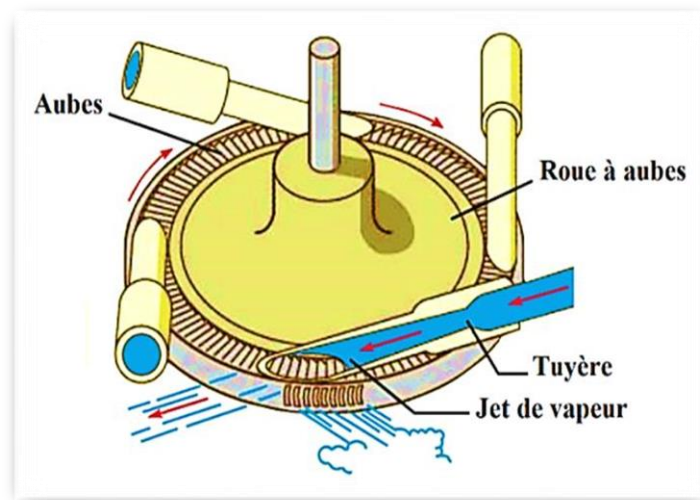


Figure II.1: Tuyère de Laval [24].

La fonction de la tuyère est de convertir l'énergie thermique issue de la chambre de Combustion en énergie cinétique. Elle convertit ainsi les gaz de faible vitesse, de pression et température élevées en gaz de vitesse très importante mais de basse pression et température.

La forme générale du contour d'une tuyère, présente trois parties essentielles, voir la figure (II.2) [14]:

- **Le convergent** : la partie amont de la tuyère. Situé entre la chambre de combustion et le col, son rétrécissement contribue à l'accélération des gaz où l'écoulement est subsonique

- **Le col** : est la partie du canal d'écoulement des gaz qui a le plus petit diamètre et qui, par le choix de ses dimensions, fixe le point de fonctionnement du moteur où l'écoulement atteint la vitesse du son
- **Le divergent** : il augmente la vitesse d'éjection des gaz au cours de leur détente et améliore, de ce fait, leur effet propulsif où l'écoulement atteint des vitesses supersoniques

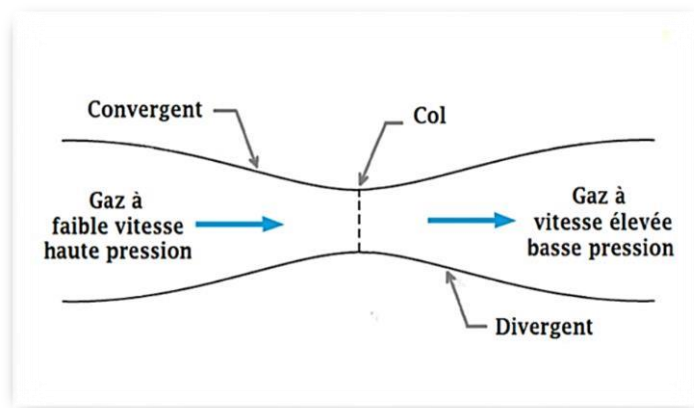


Figure II.2: Schéma d'une tuyère convergente-divergente (de Laval) [6].

II.2. Applications et rôles des tuyères supersoniques :

Les tuyères sont des canaux d'injection ayant pour rôle principale de transformer l'énergie de pression en énergie cinétique. Les profils de ces tuyères sont tels qu'ils se confondent avec une ligne de courant. Leur détermination se fait généralement par la méthode des caractéristiques.

Au début, les tuyères ont été considérées comme étant des organes annexes. Leurs rôles consistaient essentiellement pour le cas d'un turboréacteur, d'assurer le fonctionnement du compresseur à un régime de vol donné et cela pour une adaptation convenable de sa forme géométrique.

Les tuyères supersoniques interviennent dans beaucoup de structures telles que [15]:

II.2.1. Moteur d'avion :

Pour les premiers avions supersonique militaires le souci primordial était d'assurer de bonnes conditions de vol subsonique ou transsonique de sorte que l'emploi d'un divergent était pratiquement proscrit pour éviter les régimes de sur détente à ces vitesses modérées.

La rentabilité de tels projets n'est assurée que si les performances optimales sont obtenues de tous les éléments du moteur. Dans tels projets le rôle assigné à la tuyère est défini de la façon suivante [14]:

- La tuyère doit assurer le blocage de l'écoulement aux divers régimes de fonctionnement par la variation de la surface au col en fonction du débit et des conditions de température et de pression des gaz à évacuer.
- Elle doit aussi réaliser la détente optimale des gaz de combustion. C'est-à-dire, la poussée maximale du régime de la croisière. Ce problème est délicat, car la section de sortie doit être raccordée au maître couple du moteur ou à la structure de l'avion par carénage.
- Aux régimes du vol intermédiaires, la tuyère ne doit pas provoquer des pertes de poussée trop élevées du fait de son inadaptation.
- A l'atterrissage, la tuyère doit contribuer au freinage de l'avion par l'organisation d'un reversement de la poussée, le plus souvent par déviation du jet à la sortie. Elle participe aussi à l'atténuation du bruit.



Figure II.3: Tuyère supersonique d'un avion de combat [16].

II.2.2. Moteur fusée :

Pour les moteurs fusés, la tuyère représente la partie essentielle, car elle permet d'accélérer les gaz à la sortie de la chambre de combustion jusqu'à une certaine vitesse dans le but d'obtenir une force de poussée comme une résultante de cette accélération. Notons ici que la structure d'un missile est constituée de la chambre de combustion et de la tuyère. Cette dernière constitue environ 70% de la masse totale d'une chambre propulsive, voir figure (II.4) .

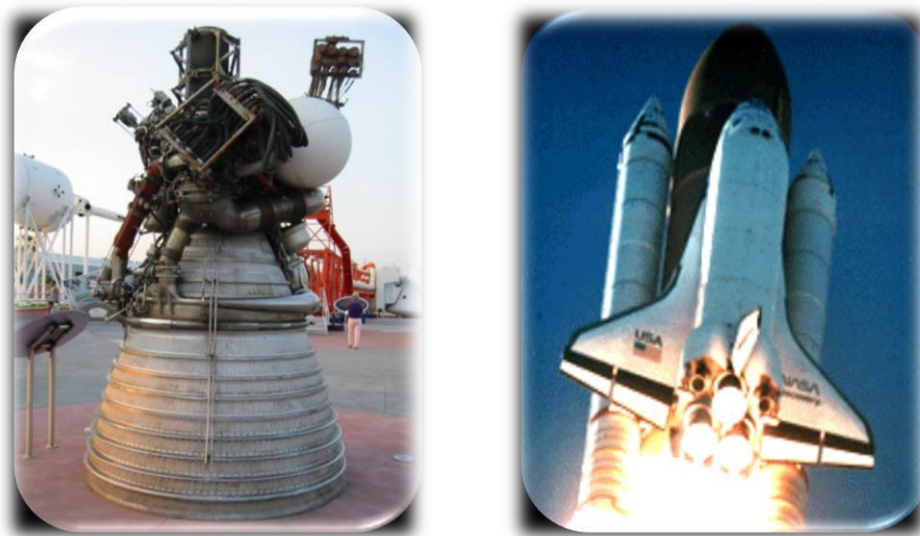


Figure II.4: Tuyère propulsive d'un moteur fusée [11].

II.2.3. Les souffleries :

II.2.3.1. Principe de la soufflerie :

Une soufflerie est un dispositif expérimental utilisé pour prévoir le comportement et simuler les conditions rencontrées par un véhicule se déplaçant dans l'air en réalisant une simulation expérimentale sur une maquette, en général à échelle réduite. Un véhicule étudié dans une soufflerie est placé, immobile, dans un écoulement artificiel d'air ou de gaz. La soufflerie réalise un changement de référentiel : le véhicule est fixe et l'air en mouvement. C'est équivalent sauf lorsqu'il y a des frottements entre les pneus du véhicule et la surface du sol (automobile, train, avion à l'atterrissage ou au décollage) : on parle alors de l'effet de sol.

La photo ci-dessous montre une voiture subissant des essais en soufflerie. Dans la réalité, la voiture se déplace dans l'atmosphère au repos en roulant sur une route fixe. Ici, nous voyons bien les lignes de courant d'air se propager autour de la voiture. En essai, l'air s'écoule donc autour de la maquette immobile et la route est fixe. Encore une fois, l'inconvénient de l'immobilité de la voiture, c'est qu'il n'y a pas d'effet de sol, ce qui crée un problème pour la simulation de cet effet.



Figure II.5 : Maquette automobile dans une veine d'essai de soufflerie [3].

Pour simuler les conditions de fonctionnement des systèmes aérodynamiques réels (Maquette d'avion, profil d'aile...), on utilise des souffleries. La figure (II.5) donne un exemple de soufflerie à deux cols. Ces installations comprennent un système d'alimentation et de mise en vitesse des gaz, une veine d'essai et un système d'évacuation des gaz ou une boucle de récupération permettant la recirculation des gaz [19].

L'accélération des gaz à vitesse supersonique est réalisée à l'aide d'une tuyère convergente-divergente et la récupération d'une partie de l'énergie cédée au fluide est réalisée par un diffuseur.

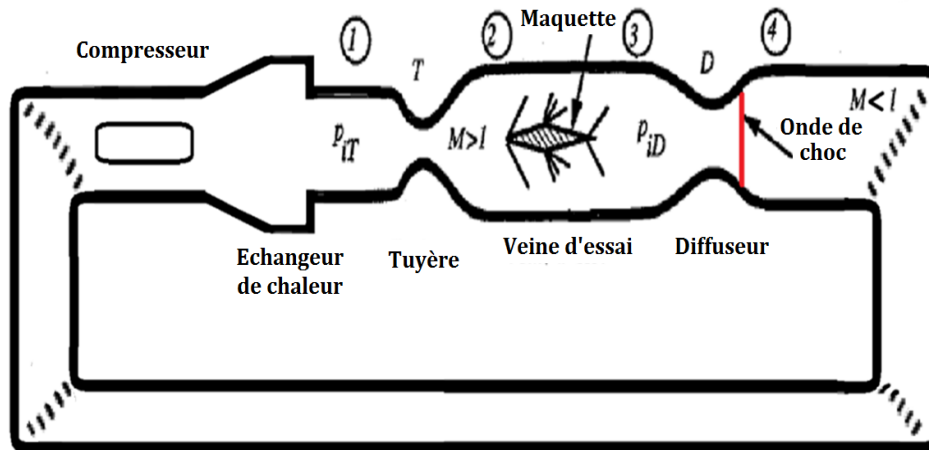


Figure II.6: Schéma d'une soufflerie supersonique à deux cols [19].

De nos jours, il existe quelques centaines de souffleries dans le monde. Leur puissance varie de plusieurs dizaines de Watts à plus de 100 MW.

II.2.3.2. Les différents types de soufflerie :

Que se soit pour les automobiles, les avions ou les missiles, les souffleries sont très utilisées. Cependant, ces différentes études n'ont pas les mêmes besoins et exigences. C'est pourquoi il existe aujourd'hui différents types de souffleries qui ont des caractéristiques spécifiques, afin de répondre au mieux aux différents besoins. Il existe actuellement quatre types de souffleries dont la différence principale est le nombre de Mach (M), autrement dit la vitesse d'écoulement de l'air (rapport de la vitesse d'un mobile à celle du son dans un fluide).

Dans notre mémoire on s'intéresse à la soufflerie supersonique :

➤ Les souffleries supersoniques :

Ces souffleries fonctionnent de Mach 1,6 à Mach 4. Leurs domaines de prédilection sont les avions de transport (Concorde), les avions de combat et les missiles. Malgré tout, pour obtenir un flux supersonique, la forme de la veine doit être particulière. En effet, la tuyère doit être convergente- divergente, comme sur la photo suivante [3].

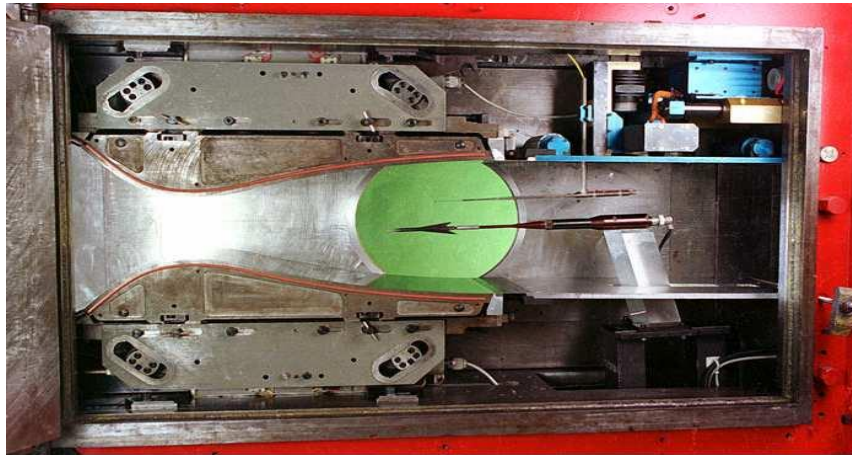


Figure II.7: Tuyère de la soufflerie[3].

II.3 Différents formes de tuyères :

Par nécessité d'atteindre des vitesses supersoniques pour des besoins, surtout militaires, les tuyères sont devenues des organes essentiels pour le moteur à réaction. Le rendement de ces machines, leurs poussées ainsi que leur consommation dépendent énormément de la forme géométrique de la tuyère. Citons, quelques formes les plus connues :

II.3.1 Tuyère conique :

Les tuyères coniques qui étaient très largement utilisées dans la conception des premiers moteurs fusés de par leur simplicité et leur facilité de construction sous forme d'un cône, voir figure (II.8). Généralement ces tuyères présentent des angles de divergence entre 15 et 30 degrés [15].

Elles sont actuellement encore employées pour équiper les très petits moteurs qui délivrent de faibles poussées (servant, par exemple, au contrôle d'altitude des satellites) car cette configuration engendre une perte considérable de poussée causée principalement par la divergence de l'écoulement à la section de sortie, au lieu d'être axiale pour un maximum de poussée. Cette perte est quantifiée par *Malina* en introduisant un facteur qui dépend de l'angle de divergence du cône [10]:

$$\lambda = \frac{1}{2}(1 + \cos\alpha) \quad (\text{II.1})$$

Avec :

α : Angle de divergence de la tuyère

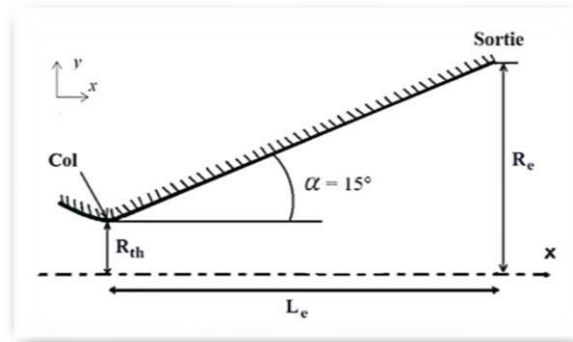


Figure II.8: Tuyère conique [9].

II.3.2 Tuyère à contour profilé :

Après quelques années et en parallèle avec le développement expérimental et numérique, les constructeurs ont pensé à l'amélioration des performances des tuyères de propulsion. Ils ont remarqués que les tuyères coniques délivrent une certaine poussée mais avec une perte à cause de l'inclinaison de la portion supersonique qui est entre 15° et 30° . Donc l'inclinaison de la tuyère à la sortie est nulle, la poussée sera maximale. Les numériciens développent une méthode appelée méthode des caractéristiques pour régler ce problème. Quelques temps après, ils ont trouvé plusieurs formes. Nous citons les deux formes les plus importantes :

- Tuyère à détente centrée.
- Tuyère à zone d'expansion.

Pour accélérer l'écoulement, Il faut qu'il y ait une certaine détente dans la tuyère et comme l'écoulement est horizontal au col et à la sortie, il faut une dérivation de la paroi jusqu'à un certain angle maximal, ce que l'on appelle une zone de détente ou d'expansion ensuite un redressement pour donner à la sortie ce que l'on appelle zone de redressement.

En général, la tuyère profilée possède des angles allant de 20° à 30° au col et de 5° à 14° à la sortie de la tuyère [15].

II.3.2.1 Tuyère à zone d'expansion :

La forme de la zone d'expansion de la partie divergente est un peu arbitraire. Typiquement, une forme d'arc circulaire de grand rayon est utilisée dans les souffleries. A la

sortie de la tuyère, l'écoulement devient uniforme et parallèle à l'axe de révolution [15,20] comme indique la figure (II.9):

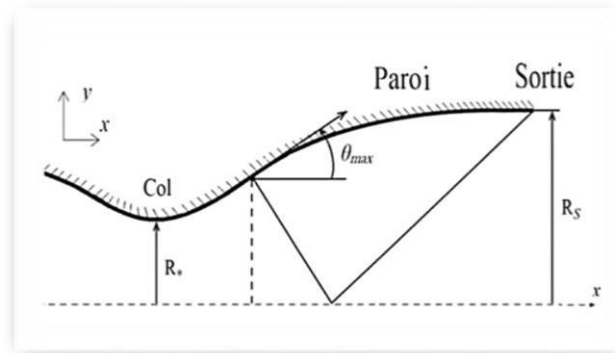


Figure II.9: Forme de la tuyère à zone d'expansion [15,25].

II.3.2.2 Tuyère à détente centrée :

La tuyère est de type à détente centrée, si la zone d'expansion est contractée en un point, où la détente prend place à travers des ondes de Prandtl Meyer centrées et générées à partir du coin du col de la tuyère avec un angle initial θ^* [15, 20] comme le montre la figure (II.10) :

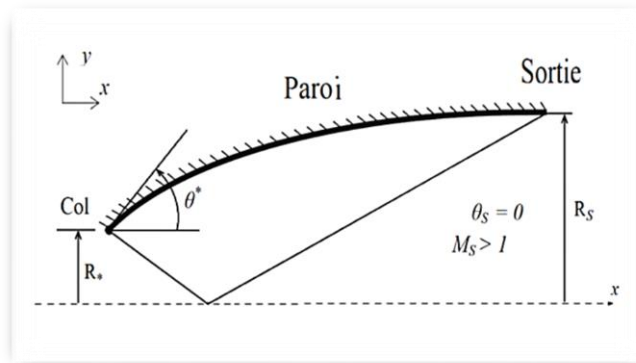


Figure II.10: Forme générale d'une tuyère à détente centrée [22].

1.3.3 Tuyère à double galbe :

Ce type de tuyère est une nouvelle génération qui a récemment reçu l'attention des motoristes. Comme son nom l'indique, c'est une tuyère formée par une jonction de deux tuyères à simple galbe au niveau d'un point dit d'inflexion (voir la figure II.11).

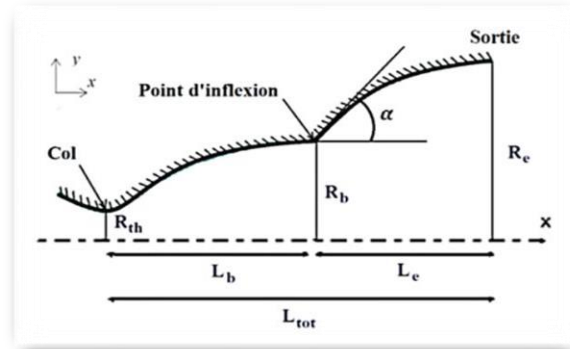


Figure II.11: Tuyère à double galbe [21].

Avec :

- α : L'angle formé par l'axe de la tuyère et la paroi extérieure au point de déflexion.
- R : Le rayon.
- L : La longueur.

La tuyère double galbe présente des performances très élevées du moment qu'elle s'adapte à deux plages de fonctionnement (Auto-adaptation de l'écoulement), à des basses altitudes et à de très haute altitudes sans activation mécanique. Et aussi le décollement du jet à basse altitude, fixé à la jonction des deux galbes [21].

II.3.4 Tuyère annulaire :

Dans ce type, les gaz d'échappement passent à partir du col jusqu'à la sortie de la tuyère à travers une conduite sous forme d'anneau au lieu d'une section circulaire normal. Cet anneau est formé au col d'un bouchon central et d'une paroi externe qui définit le gabarit de la tuyère voir la Figure (II.12).

Ce type de configuration induit toujours une perte de poussée du faite que le contour est de bordures coniques et qu'à la sortie, le gaz d'éjection n'est pas d'une direction axiale.

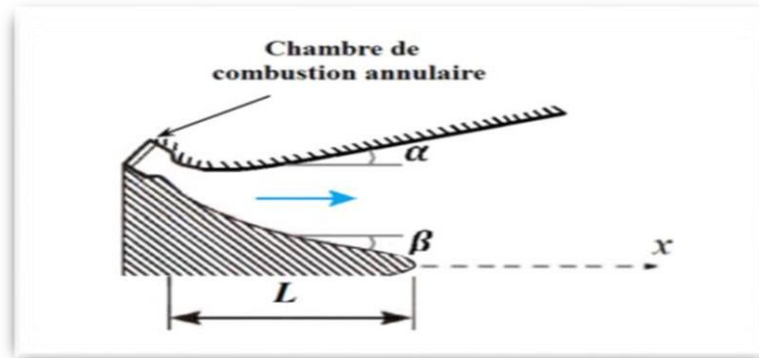


Figure II.12: Tuyère annulaire [7].

Avec :

- α : L'angle formé par l'axe de la tuyère et la paroi extérieur.
 β : L'angle formé par l'axe de la tuyère et de la paroi intérieure du bouchon.

II.3.5 Tuyère à corps central :

Contrairement aux configurations précédemment présentées, ce type de tuyères possède un corps central dont la chambre de combustion est directement reliée à la station du col. Dans cette configuration le processus de détente des gaz est directement ou indirectement régulé par la pression ambiante [8]. L'écoulement des gaz dans ce cas s'ajuste donc de lui-même pour être conforme aux conditions extérieures. Par contre dans la configuration précédente les processus de détente des gaz sont principalement influencés par le contour de la paroi à la section divergente de la tuyère. Ces tuyères sont classées en deux catégories :

- Tuyère type bouchon (Plug Nozzle).
- Tuyère type détente-déviation (Expansion-Deflection Nozzle).

II.3.5.1 Tuyère type à bouchon :

Le col de ce type de tuyères possède la forme d'un anneau localisé au diamètre extérieur. L'écoulement est contrôlé par des ondes de détente provoquées par la déviation du bouchon dont la surface constitue le principal paramètre qui l'influence. Les gaz d'échappement subissent une détente de la pression de la chambre de combustion jusqu'à la pression ambiante comme il est indiqué dans la figure (II.13). La poussée de ce type de tuyères est identique à celle de la tuyère convergente-divergente [15].

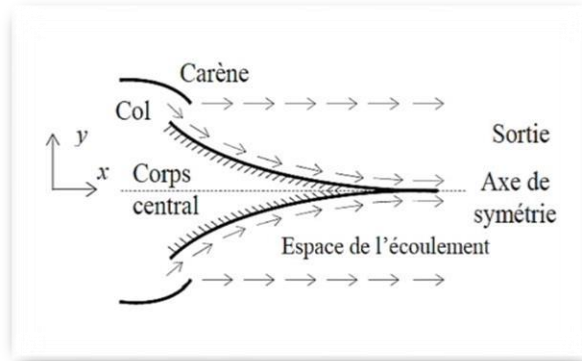


Figure II.13: Géométrie de la tuyère à corps central type bouchon [15].

II.3.5.2 Tuyère type détente-déviaton :

Dans ce type de tuyère une chambre de combustion compacte se positionne autour de la ligne centrale et présente un col annulaire au voisinage de cette dernière. Dans ce cas, les gaz se dirigent dans la direction de l'écoulement du bouchon central qui réalise une rotation de l'écoulement en expansion à une direction presque axiale. C'est pourquoi on la qualifie de tuyère à détente-déviaton « E.D ». Cette configuration permet l'obtention de bonnes performances même dans des conditions au-dessous de celles pour lesquelles elle été initialement conçue [15].

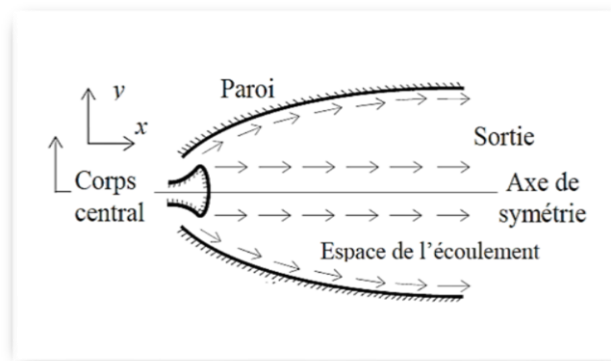


Figure II.14: Géométrie de la tuyère à corps central type détente déviaton [15].

Avant d'entamer évolution de l'écoulement, on doit citer quelques notions de base :

II.4. Définitions importantes ;

II.4.1. Nombre de mach et différents régimes d'écoulement :

Le nombre de mach est le rapport entre la vitesse de l'écoulement et la vitesse de propagation de l'onde sonore (vitesse du son) défini par [1]:

$$M = \frac{v}{a} \quad (\text{II.2})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} M : \text{Nombre de mach} \\ V : \text{Vitesse de l'écoulement} \\ a : \text{Vitesse du son} \end{array} \right.$$

Telle, que la vitesse peut se calculer par la relation suivante [1]:

$$a = \sqrt{\gamma RT} \quad (\text{II.3})$$

Où :

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma : \text{Rapport des chaleurs spécifique} \\ R : \text{Constante du gaz parfaits} \\ T : \text{Température de l'écoulement} \end{array} \right.$$

Les différents régimes d'écoulements liés à cette définition (voir la figure II.15) sont [8]:

$M < 0.8$	Écoulement subsonique
$0.8 < M < 1.2$	Écoulement transsonique
$M = 1$	Écoulement sonique
$1.2 < M < 5$	Écoulement supersonique
$M > 5$	Écoulement hypersonique

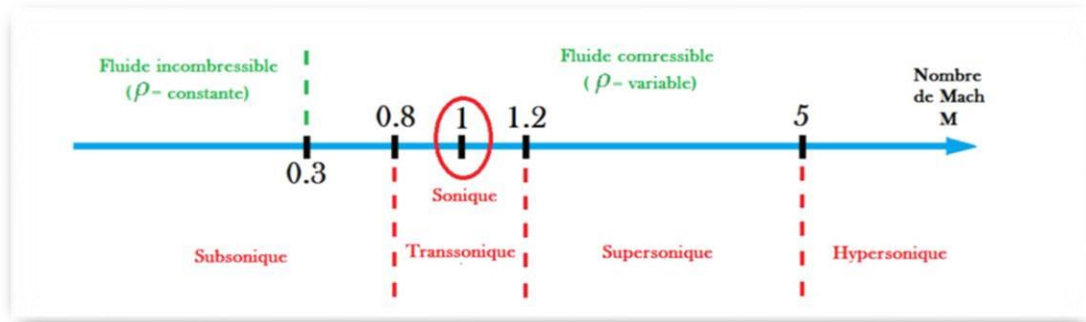


Figure II.15: Représentation des différents régimes d'écoulements [8].

II.4.2 Onde de Mach

Considérons une source ponctuelle de perturbations acoustiques (par exemple un émetteur), se déplaçant dans un fluide au repos [1].

- Si l'émetteur se déplace à une vitesse subsonique, sa vitesse ($V < a$). À l'instant ($t_0 = 0$), l'émetteur est au point A et à l'instant ($t = t_0 + \delta t$) il se trouve au point B. Pendant son déplacement entre les points A et B, le front de l'onde émise en ($t = 0$) s'est déplacé de « at », mais l'émetteur reste toujours à l'intérieur des ondes qui ont été émises entre ces deux instants.
- Si maintenant la vitesse de l'émetteur est supersonique ($V > a$). La célérité des ondes émises est toujours, et au cours de son déplacement entre les points A et B l'émetteur va générer plusieurs ondes acoustiques mais il est maintenant en permanence à l'extérieur de la famille des ondes acoustiques émises.

L'émetteur se déplace toujours devant ces fronts d'ondes formant une enveloppe de perturbations qui définit l'onde de Mach. L'angle formé par cette enveloppe par rapport à la direction de propagation est appelé angle de Mach .

D'après le triangle ABC, l'angle de Mach est déterminé par le nombre de Mach local [1,5]:

$$\mu = \arcsin \frac{at}{vt} = \arcsin \frac{1}{M} \quad (\text{II.4})$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu : \text{angle de Mach} \\ M : \text{Nombre de Mach} \\ vt : \text{Distance entre A et B} \\ at : \text{Distance entre A et C} \end{array} \right.$$

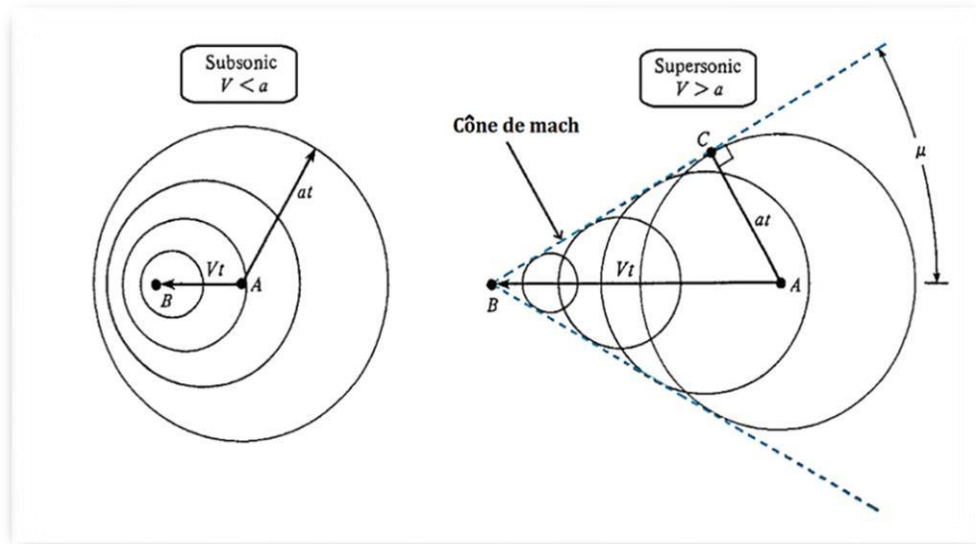


Figure II.16: Propagation des perturbations de l'écoulement en régime subsonique et supersonique [2].

II.4.3. Onde de choc :

De nombreuses expériences montrent que les écoulements compressibles à grande vitesse peuvent subir des variations très rapides de leurs caractéristiques sur des distances très faibles. Ces variations sont tellement rapides que l'écoulement apparaît discontinu, on parle alors d'onde de choc. Les ondes de choc se produisent lorsqu'un écoulement supersonique décélère brusquement en réponse à une augmentation importante de la pression ou lorsque l'écoulement change de direction et que ce changement s'accompagne d'une compression.

Une onde de choc est une zone d'accumulation de perturbations élémentaires où les phénomènes physiques sont extrêmement violents. Au travers de cette zone d'épaisseur très faible (de l'ordre de $1/10000$ m) il en résulte une discontinuité de pression, de température, de masse volumique et de vitesse. Une onde de choc augmente la pression statique, la température statique ainsi que la densité du fluide. Cependant, le nombre de Mach ainsi que la pression totale diminuent [1, 2, 15, 18, 20].

Le choc est une région où se transforme une partie de l'énergie cinétique (vitesse moyenne organisée des particules) en énergie interne (fluctuations internes désorganisées des particules : chaleur ou température). Il existe de nombreuses variétés d'ondes de choc :

II.4.3.1 Onde de choc normale (droite) :

La vitesse de propagation d'une onde de choc dépend des conditions de pression et de densité de part et d'autre du choc. Dans le cas où le vecteur vitesse est perpendiculaire au front du choc ; on parle d'une onde de choc droite ou normale (voir figure II.17)

Les ondes de choc normal peuvent se produire dans la section divergente d'une tuyère, au col d'un diffuseur d'une soufflerie supersonique, dans les conduites et sur les corps arrondis. Dans tous ces cas l'écoulement est toujours supersonique avant le choc et subsonique après le choc.

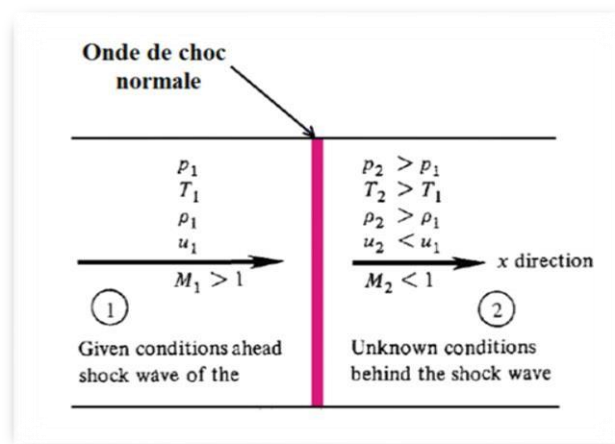


Figure II.17: Illustration d'une onde de choc normale [2].

II.4.3.2 Onde de choc oblique

Les ondes de choc obliques se développent lorsque l'écoulement change de direction et que ce changement de direction s'accompagne d'une compression à travers l'obstacle ce qui provoque une décélération d'écoulement et en parallèle une augmentation de pression.

La configuration d'étude est représentée sur la figure (II.18). Elle correspond à la situation où l'onde de choc est inclinée d'un angle ε par rapport à l'écoulement incident (amont du choc). L'angle β donne l'inclinaison de l'écoulement aval (qui est dévié par l'onde de choc) par rapport au plan du choc. Il en résulte que l'angle « δ » représente le changement de direction de l'écoulement, c'est à dire la déflexion. On notera aussi respectivement V_1 et V_2 les vitesses en amont et en aval de l'onde de choc [2].

$$\delta = \varepsilon - \beta \quad (\text{II.5})$$

Avec :

- ε : L'angle entre l'onde de choc et l'écoulement en amont du choc.
- β : L'angle entre l'écoulement en aval du choc et le plan de choc.
- δ : La déflexion.

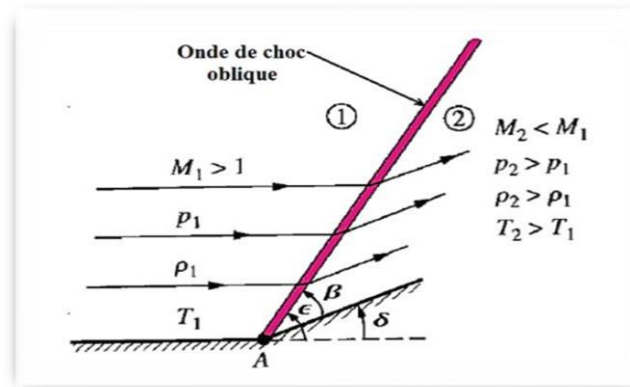


Figure II.18: Illustration d'une onde de choc oblique [2].

Il existe pour un même nombre de Mach amont M_1 et pour une même déflexion « δ » deux valeurs possibles pour l'angle de choc « ε » (et donc également deux valeurs possibles pour le Mach aval M_2 [1] :

- Si la valeur de « ε » devient plus élevée, $\varepsilon_1 > \varepsilon$. On dit que le choc oblique est fort. Dans ce cas, l'écoulement aval est subsonique (Voir figure II.19).

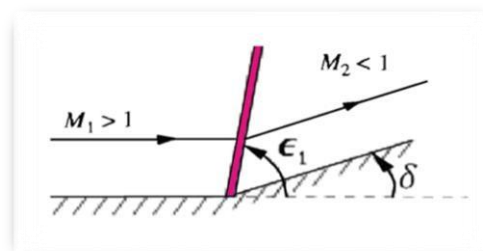


Figure II.19: Choc oblique de type fort [2].

- Si la valeur de « ϵ » devient plus petite, $\epsilon_1 < \epsilon$. On dit que le choc oblique est faible, et l'écoulement en aval du choc reste généralement supersonique, sauf pour une faible plage de valeurs de δ et M_1 , où l'écoulement devient faiblement subsonique. (Voir figure II.20).

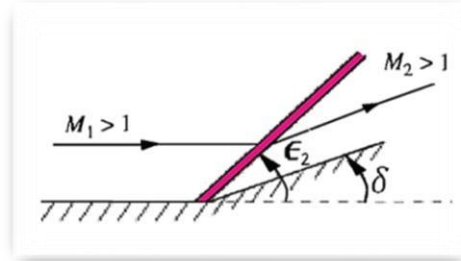


Figure II.20: Choc oblique de type faible [2].

II.4.3.3 Onde de choc attachée et détachée :

On dit pour un choc oblique qu'il est attaché ou détaché, s'il y a un changement de la déflexion « δ » voir la figure (II.21).

- Si la valeur de « δ » devient plus élevée, $\delta_{\max} > \delta$. On dit que le choc oblique est détaché.
- Si la valeur de « δ » devient plus petite, $\delta_{\max} > \delta$. On dit que le choc oblique est attaché.

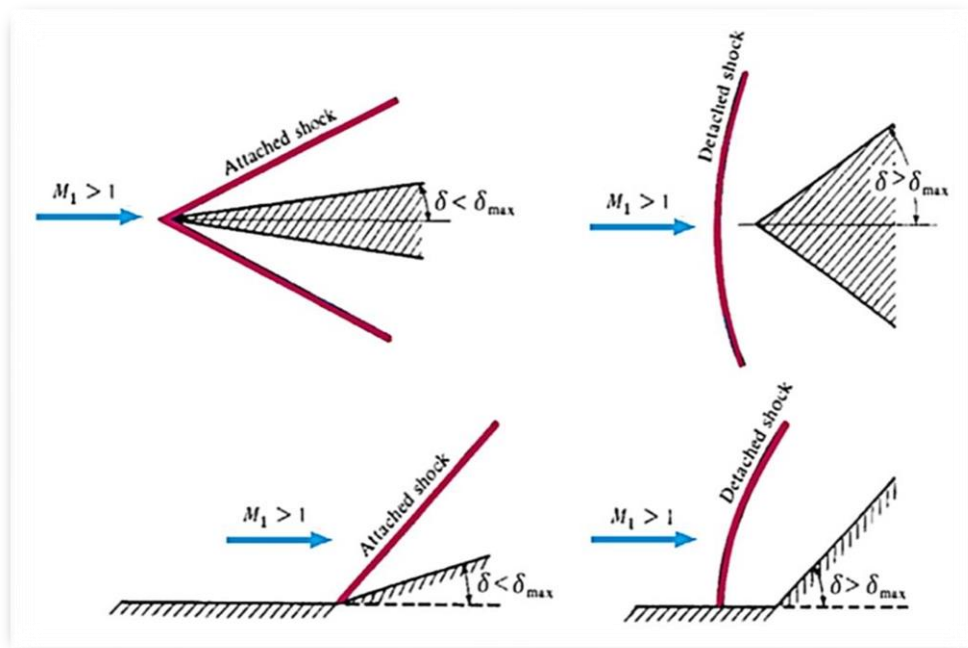


Figure II.21: Quelques configurations caractéristiques pour une onde de choc oblique attachée et détachée [2].

II.4.3.4 Onde de choc conique :

Nous incluons ici le sujet de chocs coniques à cause de son importance pratique dans de nombreux problèmes de conception. Par exemple, beaucoup d'avions supersoniques ont des diffuseurs avec des pointes coniques à leurs entrées d'air. La figure (II.22) montre l'avion YF-12, qui est un exemple excellent de ce cas.

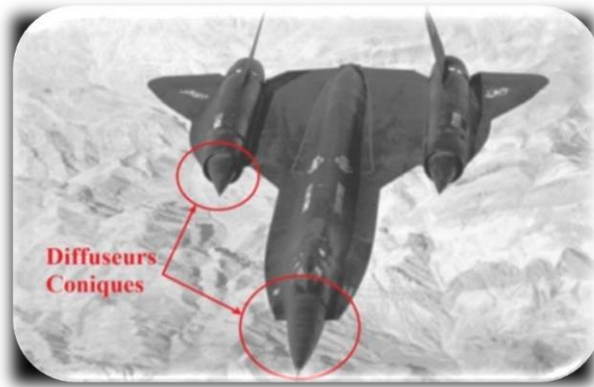


Figure II.22: L'avion YF-12 [23].

Les chocs coniques portent une grande similitude de flux associés aux chocs obliques (Coin généré), figure (II.23). Nous examinons les flux coniques à incidence nulle (à l'angle zéro d'attaque). Pour l'équation de continuité dans des flux (tridimensionnels) axisymétriques à être satisfaits, les lignes de courant ne sont plus parallèles à la surface du cône, mais doivent se courber. Après le choc conique, la pression statique de la surface du cône augmente, et cette augmentation est isentropique. Les chocs coniques sont des chocs faibles et il n'y a aucun équivalent au choc oblique fort de la cale.

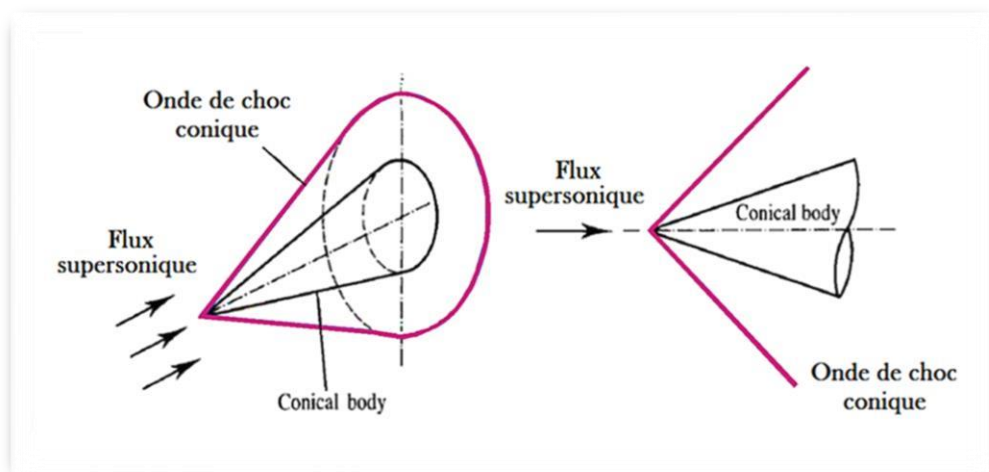


Figure II.23: Représentation d'une onde de choc conique [13].

II.4.3.5 Détente de Prandtl-Meyer

La déviation d'un écoulement supersonique peut engendrer une expansion ou une compression continue et isentropique [2,20].

La détente de Prandtl-Meyer est un écoulement supersonique d'un fluide parfait sur une plaque plane terminée par une rampe déviée vers le bas comme l'indique la figure(II.24). La déviation de cet écoulement génère des ondes de détentes (lignes de Mach) qui ont pour effet l'augmentation du nombre de Mach et la diminution des caractéristiques du fluide (masse volumique, pression et température).

La détente est une succession continue d'onde de Mach et chaque onde formant un angle μ avec la direction de l'écoulement amont. La zone de détente est limitée par l'angle de Mach amont μ_1 et l'angle de Mach aval μ_2 .

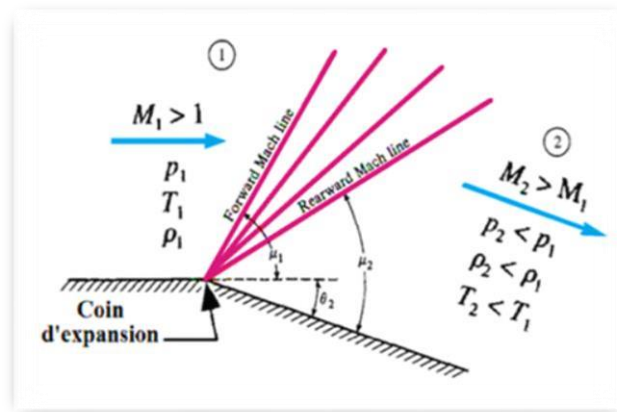


Figure II.24: Schéma de la détente de Prandtl-Meyer [2].

Dans le cas où la déviation de la rampe est vers le haut les ondes générées sont des ondes de compression (Voir figure II.25) et les effets obtenus sont contraires à ceux mentionnés précédemment. L'importance de ces écoulements apparaît dans l'étude aérodynamique autour des profils.

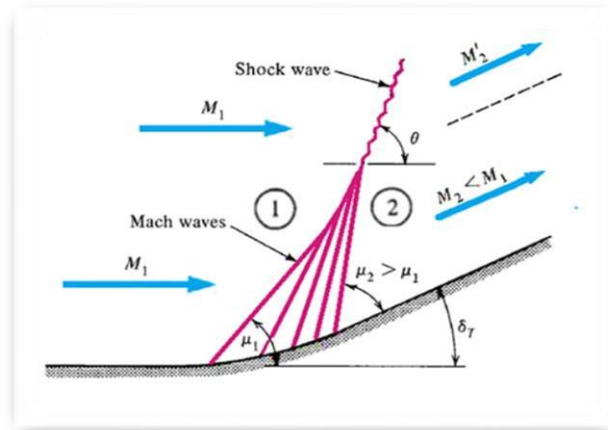


Figure II.25: Schéma d'une onde de compression [23].

II.5 Écoulement monodimensionnel dans une tuyère :

La résolution du problème de l'écoulement dans les tuyères supersoniques consiste à résoudre les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement et de l'énergie. Notons que ces équations sont des équations différentielles aux dérivées partielles dont la résolution n'est pas connue à priori. A ce titre le calcul se fait sur la base des hypothèses suivantes :

- Écoulement adiabatique : On suppose qu'il n'y a pas d'échange de chaleur avec le milieu extérieur.
- Écoulement de fluide parfait : On suppose que les effets de la viscosité sont négligeables. Il en résulte qu'il n'y a pas de dissipation d'énergie mécanique sous forme de chaleur qui est un processus irréversible (selon le second principe de la thermodynamique). Ainsi, l'écoulement peut être considéré comme réversible.
- Écoulement sans combustion : On suppose qu'il n'y a pas de réactions chimiques au sein du fluide.
- L'absence de forces de volume : On suppose que les forces de volume, et notamment la gravité, sont négligeables.
- Écoulement monodimensionnel : On suppose que le vecteur vitesse ne possède qu'une seule composante non nulle.

Dans les tuyères, les écoulements qu'on va traiter sont adiabatiques réversibles : on parle d'écoulements isentropiques. Ces écoulements jouent un rôle important dans nombreux domaines d'application technologique.

II.5.1 Equations Fondamentales :

Les équations fondamentales du mouvement d'un fluide sont essentiellement les équations de conservations qui découlent des lois fondamentales de la dynamique. Dans la réalité, on ajoute à ces équations de conservation, l'équation d'état du gaz considéré [1,15].

II.5.1.1 L'équation de continuité :

L'équation de continuité doit traduire le principe de conservation de la masse. Pour un mouvement conservatif et permanent, elle est donnée par [5]:

$$\text{div}(\rho V) = 0 \quad (\text{II.6})$$

II.5.1.2 L'équation de la quantité de mouvement :

Cette équation est un principe de la mécanique newtonienne qui se traduit par l'équation de conservation de quantité de mouvement. Pour un fluide parfait en écoulement permanent et en négligeant les forces de volumes, elle est donnée par [5]:

$$dP + \rho V dV = 0 \quad (\text{II.7})$$

II.5.1.3. L'équation de l'énergie :

Pour un gaz parfait en écoulement permanent isentropique et en l'absence du travail des forces extérieures (travail des forces internes est nul), et en négligeant l'énergie potentielle, l'équation d'énergie s'écrit [5]:

$$h + \frac{v^2}{2} = \text{Cste} \quad (\text{II.8})$$

Avec :

$$h = C_p T \quad (\text{II.9})$$

II.5.1.4. Equation d'état :

L'équation d'état d'un gaz parfait est donnée par [2]:

$$P = \rho r T \quad (\text{II.10})$$

Pour l'air : $r = 287.1029 \text{ J / (kg .K)}$

II.5.2.Relation de la dynamique des gaz :

Les équations isentropiques présentées ici sont dérivées des équations de conservations. Nous notons que le rapport des chaleurs spécifiques « γ » varie en fonction de la température. Cependant, dépendamment des besoins de précision du calcul, entre certaines plages de températures, cette variation est suffisamment faible pour être parfois considérée comme négligeable.

II.5.2.1 Grandeurs totales

Par définition, une grandeur totale est la grandeur qu'aurait une particule fluide si elle était ralentie de manière adiabatique jusqu'à une vitesse nulle. Cet état est désigné par le signe « 0 ».

Les équations isentropiques sont présentées sous forme de rapport entre une valeur totale et sa valeur statique.

D'après l'équation de la conservation de l'énergie (II.8), on obtient [1]:

$$C_p T + \frac{V^2}{2} = C_p T_0 \quad (\text{II.11})$$

D'où :

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{V^2}{2C_p T} = 1 + \frac{V^2}{2 \frac{\gamma R}{\gamma - 1} T} = 1 + \frac{V^2}{\frac{2a^2}{\gamma - 1}} \quad (\text{II.12})$$

Nous remplaçons par l'équation (II.2) dans (II.12), on obtient le rapport isentropique la température :

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (\text{II.13})$$

D'après la relation (II.13) on trouve le rapport isentropique de la pression :

$$\frac{P_0}{P} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right]^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (\text{II.14})$$

Et aussi à partir de la relation (II.14) on obtient le rapport de la masse volumique :

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(\frac{P_0}{P}\right)^{\frac{1}{\gamma - 1}} = \left[1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (\text{II.15})$$

Et pour le rapport des sections on a :

$$\frac{A}{A_*} = \frac{1}{M} \left[\frac{2}{\gamma + 1} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}} \quad (\text{II.16})$$

Tel que :

$$\begin{cases} A_* : \text{Section du col} \\ A : \text{Section de la tuyère a une position donnée} \end{cases}$$

Les équations isentropiques donnent également une relation entre la section de passage disponible et le nombre de Mach. Ceci est basé sur le fait qu'en présence d'un col en état critique dans un convergent-divergente, le nombre de Mach doit être égale à un. Si les conditions critiques sont atteintes, l'écoulement est dit « étranglé au col ».

II.5.2.2. Grandeurs critiques :

On s'intéresse maintenant au comportement du fluide lorsque le régime de l'écoulement devient sonique $M=1$. La section de la tuyère supersonique dans laquelle ce régime est atteint est appelée section critique (col) et on dit que l'écoulement se trouve dans les conditions critiques.

De même que la définition d'une grandeur totale, on définit une grandeur critique comme la grandeur qu'aurait une particule fluide si elle était accélérée de façon adiabatique jusqu'à des conditions soniques $M=1$. Cet état est désigné par le signe « * ». Ainsi la conservation de l'énergie, en écoulement isentropique, entre deux états 1 et 2 peut s'écrire [1]:

$$\frac{a_1^2}{\gamma-1} + \frac{V_1^2}{2} = \frac{a_2^2}{\gamma-1} + \frac{V_2^2}{2} \quad (\text{II.17})$$

Si l'on considère pour l'état 2 que $V_2 = 0$, on obtient la grandeur totale :

$$\frac{a_0^2}{\gamma-1} = \frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{V^2}{2} \quad (\text{II.18})$$

De même, la vitesse du son critique est définie par [1]:

$$\begin{cases} \frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{V^2}{2} = \frac{a_*^2}{\gamma-1} + \frac{a_*^2}{2} \\ \frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{V^2}{2} = \frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)} a_*^2 \end{cases} \quad (\text{II.19})$$

Si l'on prend $M = 1$ dans les équations précédentes des rapports des grandeurs totales (II.13), (II.14) et (II.15), on obtient les rapports des grandeurs critiques [1]:

$$\frac{T_*}{T_0} = \frac{2}{\gamma+1} \quad (\text{II.20})$$

$$\frac{P_*}{P_0} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{II.21})$$

$$\frac{\rho_*}{\rho_0} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (\text{II.22})$$

II.5.3. Paramètres thermodynamiques à travers le choc normal :

Nous considérons une onde de choc normale qui se déplace avec une vitesse dans une tuyère [17, 19] représentée sur la figure (II.26). L'épaisseur de l'onde de choc normale est très petite [4] de sorte que l'on y voit une discontinuité perpendiculaire à

l'écoulement, séparant une région amont (indice 1) d'une région aval (indice 2). Cette onde de choc est stationnaire (c'est-à-dire est immobile par rapport au référentiel), non visqueuse et unidirectionnelle. Le flux dans les deux côtés du choc est isentropique.

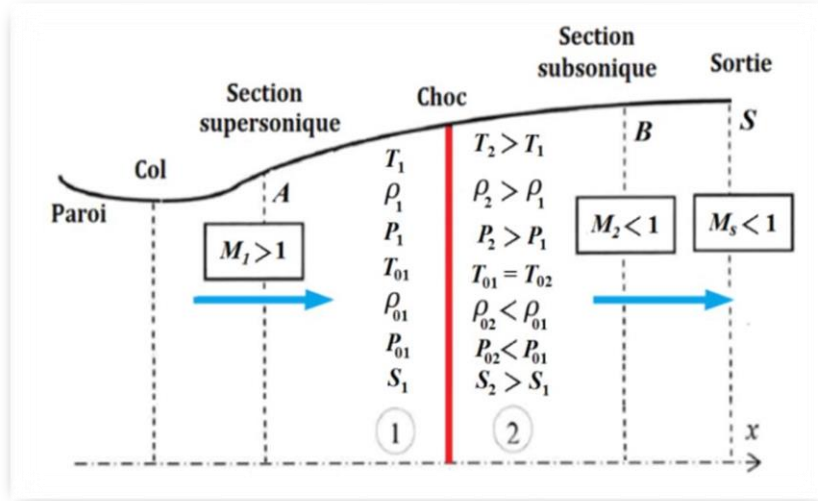


Figure II.26: Représentation d'une onde de choc normale dans une tuyère supersonique.

Dans un système de coordonnées lié au choc, on écrit les différentes équations de conservation, permettant de relier l'état (1) à l'état (2) [1]:

- Conservation de la masse :

$$\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2 \quad (\text{II.23})$$

- Conservation de la quantité de mouvement :

$$P_1 + \rho_1 V_1^2 = P_2 + \rho_2 V_2^2 \quad (\text{II.24})$$

- Conservation de l'énergie :

$$h_1 + \frac{1}{2} V_1^2 = h_2 + \frac{1}{2} V_2^2 \quad (\text{II.25})$$

II.5.3.1. Grandeurs soniques :

Les variables soniques peuvent être calculées en fonction des variables réelles que l'on qualifie de statiques. Ce calcul s'effectue en appliquant les équations de la conservation entre l'état réel du fluide et l'état sonique. On va s'intéresser ici uniquement au calcul de la vitesse du son à l'état sonique afin d'en déduire une expression pour le nombre de Mach (appelé également nombre de Mach caractéristique M_*).

Nous remplaçons $C_p = \frac{\gamma r}{\gamma - 1}$ dans de l'énergie (II.25) entre deux états donnés du fluide, on obtient [1]:

$$\frac{\gamma r}{\gamma-1} T_1 + \frac{V_1^2}{2} = \frac{\gamma r}{\gamma-1} T_2 + \frac{V_2^2}{2} \quad (\text{II.26})$$

Et comme : $a^2 = \gamma r T$

On trouve :

$$\frac{a_1^2}{\gamma-1} + \frac{V_1^2}{2} = \frac{a_2^2}{\gamma-1} + \frac{V_2^2}{2} \quad (\text{II.27})$$

En choisissant l'état sonique comme l'état de référence. On a alors :

$$\frac{a^2}{\gamma-1} + \frac{V^2}{2} = \frac{a_*^2}{\gamma-1} + \frac{V_*^2}{2} \quad (\text{II.28})$$

Et comme $M_* = a_*$ par définition de l'état sonique on a finalement [1]:

$$\begin{cases} a^2 = \frac{\gamma+1}{2} a_*^2 - \frac{\gamma-1}{2} V^2 \\ a_*^2 = \frac{\gamma+1}{2} a^2 - \frac{\gamma-1}{2} V^2 \end{cases} \quad (\text{II.29})$$

Remarque :

La valeur de « a » est calculable par (II.29) en tout point d'un écoulement même si celui-ci n'est pas réellement adiabatique : l'état sonique, même virtuel, peut toujours servir d'état de référence. En divisant (II.29) sur V^2 on obtient [1]:

$$M^2 = \frac{2}{\left| \frac{\gamma+1}{M_*^2} \right| - (\gamma-1)} \quad \text{Ou bien} \quad M_*^2 = \frac{2}{\left| \frac{\gamma+1}{M^2} \right| - (\gamma-1)} \quad (\text{II.30})$$

On remarque que si :

$$\begin{cases} M_* = 1 \rightarrow M = 1 \\ M_* < 1 \rightarrow M < 1 \\ M_* > 1 \rightarrow M > 1 \end{cases}$$

II.5.3.2. Relation de Prandtl :

La relation de Prandtl établit la relation entre les vitesses en amont et en aval du choc. En partant de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (II.24). On exprime la pression à l'aide de la définition de la vitesse du son : $a^2 = \gamma P / \rho$. On tire donc [1]:

$$\rho_1 V_1 \left(V_1 + \frac{a_1^2}{\gamma V_1} \right) = \rho_2 V_2 \left(V_2 + \frac{a_2^2}{\gamma V_2} \right) \quad (\text{II.31})$$

Qui peut naturellement se simplifier en tenant compte de la conservation de la masse $\rho_1 V_1 = \rho_2 V_2$. Donc :

$$\frac{a_1^2}{\gamma U_1} - \frac{a_2^2}{\gamma U_2} = V_2 - V_1 \quad (\text{II.32})$$

On introduit alors la vitesse du son à l'état sonique associé aux états statiques 1 et 2 ; elle vérifie :

$$a^2 = \frac{\gamma+1}{2} a_*^2 - \frac{\gamma-1}{2} V^2 \quad (\text{II.33})$$

Où $(a; V)$ peuvent être pris dans l'état 1 ou 2 :

$$a_1^2 = \frac{\gamma+1}{2} a_*^2 - \frac{\gamma-1}{2} V_1^2 \quad (\text{II.34})$$

$$a_2^2 = \frac{\gamma+1}{2} a_*^2 - \frac{\gamma-1}{2} V_2^2 \quad (\text{II.35})$$

Remplaçant (II.34) et (II.35) dans (II.32) et en divise par $(V_2 - V_1)$ on trouve :

$$\frac{\gamma+1}{2\gamma V_1 V_2} a_*^2 - \frac{\gamma-1}{2\gamma} = 1 \quad (\text{II.36})$$

D'où :

$$a_*^2 = V_1 V_2 \quad (\text{II.37})$$

L'équation (I I.37) est appelée La relation de Prandtl, utilisé comme relation intermédiaire d'un choc normal [1].

A partir de l'équation (II.37) on obtient :

$$a_*^2 = V_1 V_2 = a_* a_* \quad \rightarrow \quad 1 = \frac{V_1 V_2}{a_* a_*} \quad (\text{II.38})$$

D'où :

$$M_2^* = \frac{1}{M_1^*} \quad (\text{II.39})$$

On remplace l'équation (II.29) dans (II.39) on obtient [1]:

$$M_2^2 = \frac{1 + [(\gamma-1)/2 M_1^2]}{\gamma M_1^2 - (\gamma-1)/2} \quad (\text{II.40})$$

La relation (II.40) est la seule pour les ondes de choc droites faisant intervenir le nombre de Mach après le choc. Toutes les autres sont définies en fonction du Mach en amont du choc.

II.5.3.3. Paramètre statique à travers le choc :

La relation (II.40), combinée aux formules trouvées précédemment donnant les rapports de pression, température, densité, permet de donner désormais directement la valeur de ces rapports en fonction du nombre de Mach amont, avec l'utilisation de l'équation de continuité, on peut en déduire [1]:

II.5.3.3.1. Rapport des masses volumiques statiques :

D'après l'équation de conservation de la masse (II.23), qui peut se réécrire :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{V_1^2}{V_1 V} = \frac{V_1^2}{a_*^2} = (M_*)_1^2 \quad (\text{II.41})$$

En utilisant alors (II.30) on a :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{V_1}{V_2} = \frac{(\gamma+1)M_1^2}{2+(\gamma-1)M_1^2} \quad (\text{II.42})$$

II.5.3.3.2. Rapport des pressions statiques :

Le rapport des pressions de part et d'autre du choc est obtenu à partir de l'équation de la quantité de mouvement (II.24), on peut écrire :

$$\frac{P_2 - P_1}{P_1} = \frac{1}{P_1} (\rho_1 V_1^2 - \rho_2 V_2^2) \quad (\text{II.43})$$

Donc :

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{\rho_1 U_1^2}{P_1} \left(1 - \frac{V_2}{V_1}\right) \quad (\text{II.44})$$

On utilise alors d'une part la relation (II.41) qui donne V_2/V_1 en fonction de M_1^2 :

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{2+(\gamma-1)M_1^2}{(\gamma+1)M_1^2} \quad (\text{II.45})$$

Et d'autre part :

$$\frac{\rho_1 V_1^2}{P_1} = \gamma \frac{V_1^2}{a_1^2} = \gamma M_1^2 \quad (\text{II.46})$$

On tire :

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \gamma M_1^2 \left(\frac{(\gamma+1)M_1^2 - 2 - (\gamma-1)M_1^2}{(\gamma+1)M_1^2} \right) \quad (\text{II.47})$$

D'où, après simplification :

$$\frac{P_2}{P_1} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_1^2 - 1) \quad (\text{II.48})$$

Cette quantité est plus grande que 1 donc la pression augmente à la traversée d'un choc : le choc comprime l'écoulement

II.5.3.3.3. Rapport des températures statiques :

Enfin, le rapport des températures est obtenu grâce à la loi d'état thermique $P = \rho RT$:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{P_2}{P_1}\right) \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right) \quad (\text{II.49})$$

On remplace par (II.42) et (II.48) dans (II.49) on obtient [1]:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma+1} (M_1^2 - 1) \right] \left[\frac{2+(\gamma-1)M_1^2}{(\gamma+1)M_1^2} \right] \quad (\text{II.50})$$

II.5.3.4. Paramètres totales à travers le choc :

II.5.3.4.1. Rapport des températures totales :

Pour déterminer le rapport des températures totales son utilise l'équation de la conservation de l'énergie (II.25) entre ces deux états.

La particularité de l'enthalpie d'arrêt est que, par définition de l'état d'arrêt en lequel la vitesse de l'écoulement est nulle, elle ne dépend en fait que de la température à l'état d'arrêt. Par conséquent dire que l'enthalpie d'arrêt est une constante de l'écoulement adiabatique d'un fluide parfait est équivalent à dire que la température d'arrêt est une constante de cet écoulement. En utilisant la définition de l'enthalpie, on déduit de la relation ci-dessus l'égalité suivante [1]:

$$H = H_0 \quad \rightarrow \quad C_p T + \frac{v^2}{2} = C_p T_0 \quad (\text{II.51})$$

Qui peut aussi se mettre sous la forme d'une relation entre température statique en un point de l'écoulement et nombre de Mach en ce même point, faisant également intervenir la température d'arrêt ou température totale constante dans cet écoulement dans l'équation(II.13).

Insistons sur le fait que cette importante relation est valable dans tout écoulement adiabatique, donc y compris dans un écoulement avec génération d'entropie du moment qu'il n'y a pas échange de chaleur. Ainsi, dans le cas qui nous intéresse ici d'un écoulement présentant une onde de choc à travers laquelle l'entropie augmente, la température totale reste constante à travers cette onde de choc, soit [1]:

$$T_{01} = T_{02} \quad (\text{II.52})$$

II.5.3.4.2. Rapport des pressions totales :

Pour définir le rapport des pressions on écrit [1]:

$$\frac{(P_0)_2}{(P_0)_1} = \frac{P_{02}}{P_{01}} = \frac{(P_0)_2}{P_2} \frac{P_2}{P_1} \frac{P_1}{(P_0)_1} \quad (\text{II.53})$$

Ou le deuxième rapport du membre de droite est donné par (II.48), et les premiers et troisième correspondent simplement à la relation isentropique (II.14). On a donc finalement [1]:

$$\frac{P_{02}}{P_{01}} = \left[\left(\frac{\gamma+1}{2} M_1^2 \right) / \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M_1^2 \right) \right]^{\gamma/(\gamma-1)} \left[\left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} M_1^2 - \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right) \right]^{-1/(\gamma-1)} \quad (\text{II.54})$$

La figure (II.32) montre la variation de ces rapports à travers un choc droit :

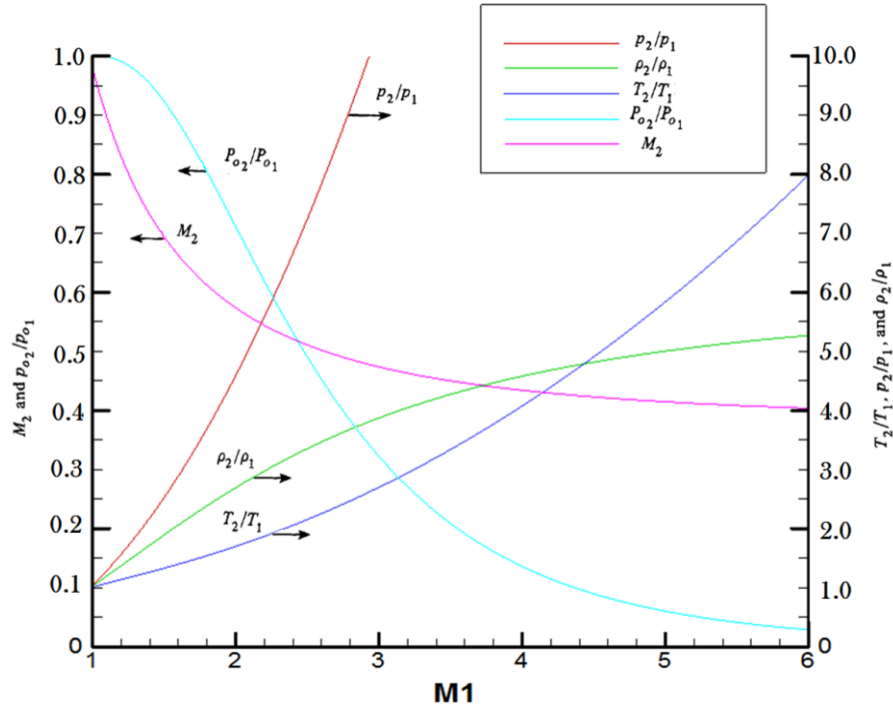


Figure II.27: Evolution des rapports thermodynamiques à travers un choc normal [2].

II.5.3.5. Variation de l'entropie à travers le choc :

On revient maintenant à la variation de pression totale à la traversée d'une onde de choc. On peut montrer plus précisément, en utilisant le second principe de la thermodynamique, que l'on doit nécessairement avoir $P_{02} < P_{01}$, soit une perte de pression totale à la traversée d'un choc. Si nous revenons en effet à la relation de Gibbs classique [1]:

$$de = TdS + \frac{P}{\rho^2} d\rho \quad (\text{II.55})$$

Celle-ci peut aussi s'écrire pour un gaz caloriquement parfait [1]: $\begin{cases} de = C_v dT \\ P = \rho r T \end{cases}$

$$dS = C_v \frac{dT}{T} - r \frac{d\rho}{\rho} \quad (\text{II.56})$$

Cette relation peut être intégrée entre l'état 1 et 2 de part et d'autre d'un choc pour donner :

$$S_2 - S_1 = C_v \ln \left(\frac{T_2}{T_1} \right) - r \ln \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right) \quad (\text{II.57})$$

Ou encore, en utilisant à nouveau la loi d'état des gaz parfaits et la relation de Mayer $C_p - C_v = r$, valable pour un gaz calporiquement parfait [1]:

$$S_2 - S_1 = C_p \ln\left(\frac{T_2}{T_1}\right) - r \ln\left(\frac{P_2}{P_1}\right) \quad (\text{II.58})$$

Puisque l'état d'arrêt associé à l'état local en amont du choc a, par définition, la même entropie S_1 que cet état statique, et que, similairement, l'état d'arrêt associé à l'état local en aval du choc a la même entropie S_2 , on peut aussi écrire la relation ci-dessus en faisant apparaître les températures et pressions totales de part et d'autre de la discontinuité [1]:

$$S_2 - S_1 = C_p \ln\left(\frac{T_{02}}{T_{01}}\right) - r \ln\left(\frac{P_{02}}{P_{01}}\right) \quad (\text{II.59})$$

Puisque la température totale se conserve à travers le choc, cette relation se simplifie en [1]:

$$S_2 - S_1 = -r \ln\left(\frac{P_{02}}{P_{01}}\right) \quad (\text{II.60})$$

Et :

$$\frac{P_{02}}{P_{01}} = e^{-(S_2 - S_1)r} \quad (\text{II.61})$$

II.5.4. Effet des variations de section sur l'écoulement :

Pour étudier l'effet d'un changement de section, nous reprenons les équations de bilan de masse et de quantité de mouvement écrites sous forme différentielle :

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dA}{A} + \frac{dV}{V} = 0 \quad (\text{II.62})$$

$$\frac{dP}{\rho} + VdV = 0 \quad (\text{II.63})$$

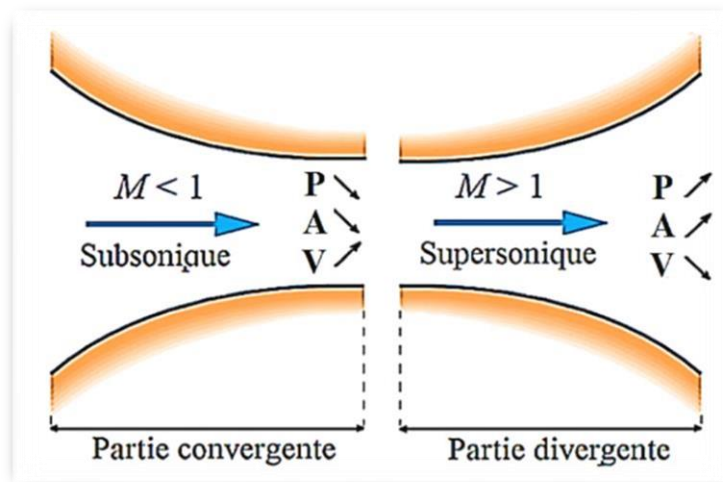


Figure (II.28) : Effet des variations de section sur l'écoulement [12].

On peut noter d'autre part que :

$$\frac{dP}{\rho} = \frac{dP}{d\rho} \frac{d\rho}{\rho} = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s \frac{d\rho}{\rho} \quad (\text{II.64})$$

Puisque l'écoulement est isentropique.

On sait d'autre part que la célérité sonore locale est défini par :

$$a^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s \quad (\text{II.65})$$

On peut donc écrire :

$$\frac{dP}{\rho} = a^2 \frac{d\rho}{\rho} \quad (\text{II.66})$$

Introduisant cette relation dans l'équation de bilan de quantité de mouvement, on a finalement :

$$a^2 \frac{d\rho}{\rho} + M^2 \frac{dV}{V} = 0 \quad (\text{II.67})$$

Ou encore :

$$\frac{d\rho}{\rho} = -M^2 \frac{dV}{V} \quad (\text{II.68})$$

En introduisant le nombre local $M = V/a$. Cette dernière relation montre le lien entre nombre de Mach et variation relative de la densité. Pour de faibles nombres de Mach ($M < 0.1 - 0.2$), les variations de densité peuvent être pratiquement négligées (en l'absence bien sûr d'effet extérieur, par exemple une réaction chimique). Par contre, pour des nombres de Mach élevés comme ceux que nous rencontrons en pratique dans ce cours, les variations de densité deviennent considérables et ne peuvent plus être négligées.

Substituant la dernière relation obtenue dans le bilan de masse, on obtient une relation entre la vitesse et la section :

$$\frac{dA}{A} + (1 - M^2) \frac{dV}{V} = 0 \quad (\text{II.69})$$

Cette relation fondamentale est appelée équation d'Hugoniot. Elle relie les variations de section et de vitesse à la valeur du nombre de Mach. On peut alors distinguer les cas suivants [13]:

- Cas subsonique : $M < 1$

$$M < 1: \begin{cases} \frac{dA}{dx} < 0 & \rightarrow \frac{dM}{dx} > 0, \begin{cases} \frac{dP}{dx} < 0, \\ \frac{dV}{dx} > 0 \end{cases} \\ \frac{dA}{dx} > 0 & \rightarrow \frac{dM}{dx} < 0, \begin{cases} \frac{dP}{dx} > 0, \\ \frac{dV}{dx} < 0 \end{cases} \end{cases}$$

- Cas supersonique : $M > 1$

$$M > 1: \begin{cases} \frac{dA}{dx} < 0 & \rightarrow \frac{dM}{dx} < 0, \begin{cases} \frac{dP}{dx} > 0, \\ \frac{dV}{dx} < 0 \end{cases} \\ \frac{dA}{dx} > 0 & \rightarrow \frac{dM}{dx} > 0, \begin{cases} \frac{dP}{dx} < 0, \\ \frac{dV}{dx} > 0 \end{cases} \end{cases}$$

- Cas sonique : $M = 1$

$$\text{Quand } \frac{dA}{dx} = 0$$

Permet de créer un écoulement ; celui-ci est supposé isentropique tout au long de la tuyère

II.6. Fonctionnement des tuyères supersoniques :

L'approche de la théorie monodimensionnelle des gaz calorifiquement parfaits permet de décrire les régimes de fonctionnement d'une tuyère convergente-divergente et de comprendre la formation d'une onde de choc à l'intérieur de celle-ci. Nous proposons d'étudier une tuyère alimentée par un réservoir de gaz compressible ayant une pression et une température données. La section du col de la tuyère est A_c et celle de la sortie est A_e . On va décrire l'écoulement au sein de la tuyère en fonction de la pression ambiante P_a . La différence entre la pression génératrice en amont P_i et la pression en aval P_a de la tuyère.

II.6.1. Régime subsonique et régime sonique :

Le premier régime d'écoulement est subsonique dans toute la tuyère (Figure II.29). Nous abaissons progressivement la pression en aval de la tuyère, en partant d'une pression égale à celle du réservoir. Dès que la pression en sortie de la tuyère est inférieure à celle du réservoir, le gaz commence à parcourir la tuyère du réservoir vers la sortie. Le débit massique augmente progressivement jusqu'à atteindre une valeur limite quand l'écoulement au col est sonique. Cette valeur limite correspond à un nombre de Mach égal à 1 (vitesse du son au col). Le débit est alors bloqué et la pression en aval tend vers $P_{a_{sup}}$.

II.6.2. Régime supersonique :

Les différents régimes de fonctionnement d'une tuyère convergente-divergente peuvent être décrits par la théorie monodimensionnelle des gaz calorifiquement parfaits et non visqueux. Cette approche permet de comprendre la formation d'une onde de choc dans une tuyère. La différence entre la pression génératrice amont P_i et la pression aval P_a dans la tuyère, présentée sur la figure (II.29), permet de créer un écoulement. Le premier régime

d'écoulement est subsonique dans toute la tuyère. Si on diminue P_a , le débit massique augmente progressivement jusqu'à atteindre une valeur limite quand l'écoulement au col est sonique. Le débit est alors bloqué et la pression en aval tend vers $P_{a_{sup}}$. Si la pression aval est en dessous de $P_{a_{sup}}$, le col reste bloqué, l'écoulement dans le divergent de la tuyère passant en supersonique. L'écoulement est supersonique dans toute la tuyère si $P_a = P_{a_{inf}}$ (tuyère entièrement amorcée). Si la pression aval est comprise entre $P_{a_{sup}}$ et $P_{a_{inf}}$, l'adaptation se fait au travers d'une onde de choc droite, positionnée en X_{choc} , ce qui se traduit par un saut dans l'évolution de P/P_i [4].

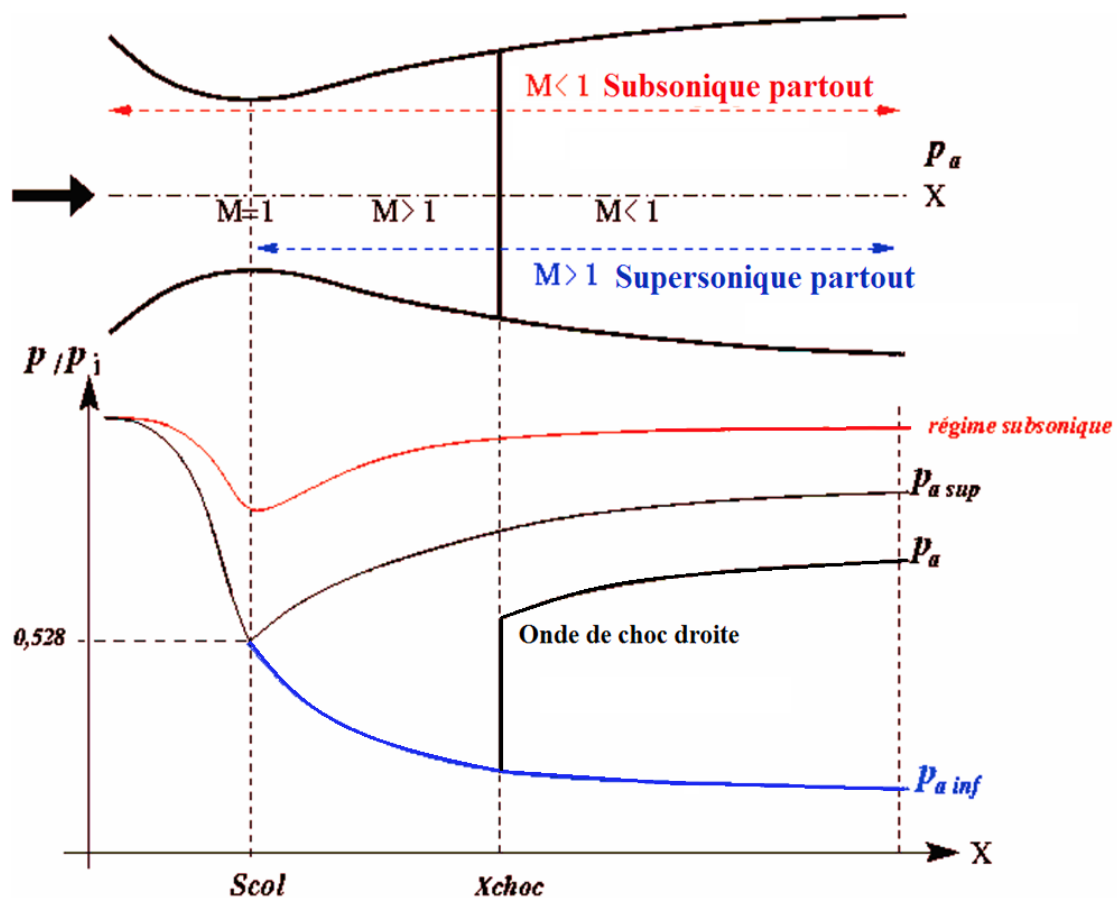


Figure II.29: Principe de fonctionnement d'une tuyère convergente-divergente [4].

Les effets visqueux rendent plus complexes les caractéristiques des régimes d'écoulement qui viennent d'être décrits. On note P_E la pression à la lèvre de la tuyère et P_A la pression ambiante. Suivant la valeur de la pression ambiante, plusieurs régimes de fonctionnement en supersonique sont possibles :

II.6.2.1. Régime adapté :

Une tuyère est dite adaptée, si à la sortie de celle-ci, la pression de sortie P_E est égale à la pression ambiante P_A . La poussée totale de propulsion née par la projection horizontale de la force de pression exercée sur la paroi de la tuyère est dans ce cas maximale. Cette situation est présentée dans la figure (II.30) [4].

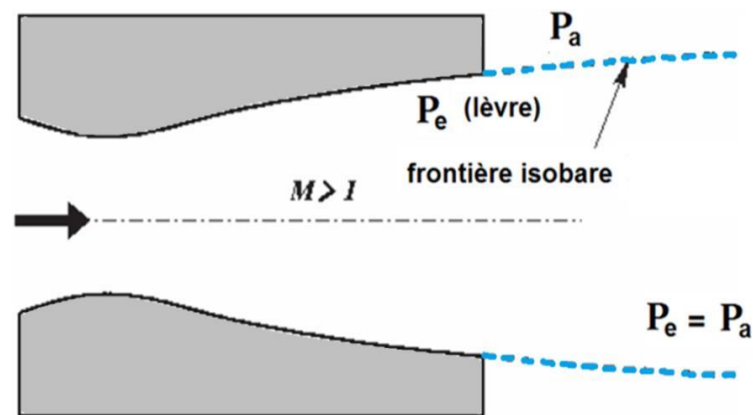


Figure II.30: Présentation du régime adapté d'une tuyère [4].

II.6.2.2. Régime sous adapté :

Le régime est sous adapté si le fluide se décharge à une pression P_E supérieure à celle de la pression ambiante P_A . La tuyère entre dans un régime appelé régime sous détendu. Un faisceau d'ondes de détente centrées à la lèvre se forme permettant d'ajuster la pression de P_A à P_E . Dans ce cas la détente est incomplète dans la tuyère et elle continuera à l'extérieur, c'est un régime en dehors des conditions d'adaptation comme le montre la figure (II.31) [4].

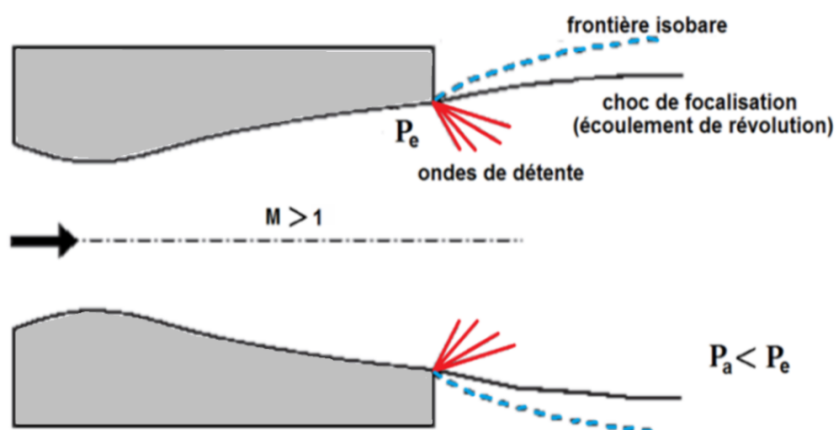


Figure II.31: Présentation du régime sous adapté d'une tuyère [4].

II.6.2.3. Régime sur adapté :

C'est un régime en dehors de l'adaptation des conditions de la tuyère appelée régime sur adapté ou régime sur détendu. Si le fluide se détend à une pression inférieure à la pression extérieure P_A , Le fluide se détend en plus dans la tuyère et devra être comprimé à l'extérieur pour rendre la pression compatible avec la pression extérieure. Cette compression prend place à travers une onde de choc attaché (choc de recompression ou de décollement) à la section de sortie et la tuyère dans ce cas appelée tuyère longue. Cette situation est présentée dans la figure (II.32) [4].

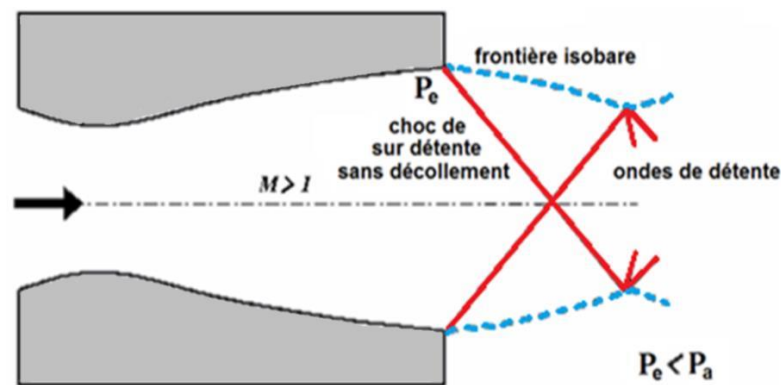


Figure II.32: Présentation du régime sur adapté sans décollement d'une tuyère [4].

L'inclinaison du choc augmente avec l'augmentation de P_a , il arrive un moment où la couche limite ne peut plus contrer le gradient de pression adverse devenu trop important et décolle, voir Figure (II.33). L'effort axial s'exerçant sur la paroi de la tuyère sera une traînée, donc la poussée totale va chuter. L'écoulement dans la tuyère est entièrement isentropique.

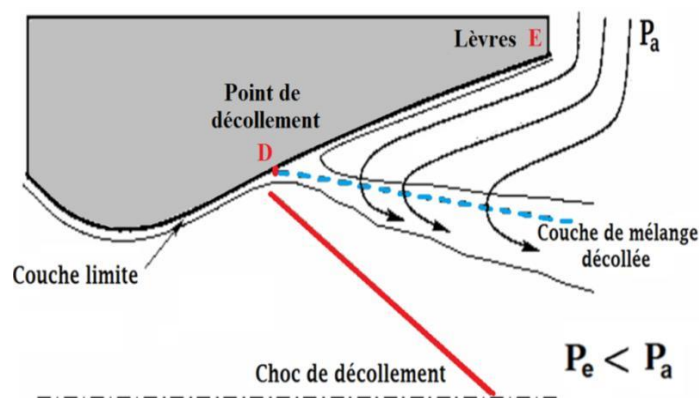


Figure II.33 : Schéma d'un décollement induit par un choc dans une tuyère [4].

II.7. Conclusion :

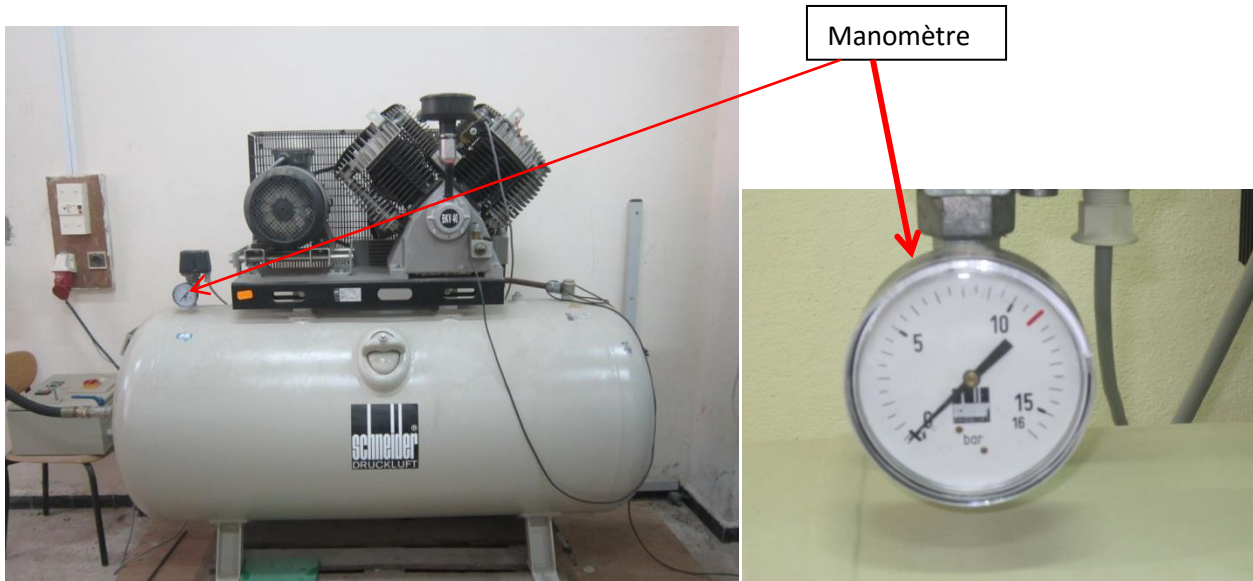
Dans ce chapitre nous avons présenté les différentes relations régissant l'écoulement d'un fluide compressible dans une tuyère propulsive ainsi que les différentes formes de tuyères.

Chapitre III :
Dispositif Expérimental et
Moyens de Mesure

Après l'étude théorique de la tuyère convergente-divergente dans le chapitre II, nous allons exposer les différents dispositifs expérimentaux et moyens de mesure utilisés.

III.1. Compresseur et réservoir de stockage de l'air comprimé :

L'installation expérimentale utilisée est composée d'un compresseur volumétrique de marque Schneider dont la pression du réservoir peut atteindre 16 Bar, mais la zone des pressions est limitée à 11 Bar avec une graduation rouge voir figure 1 (b).



(a) Compresseur

(b) manomètre

Figure III.1: Vue générale du compresseur générateur de hautes pressions.

La sortie du gaz comprimé à partir du grand réservoir est contrôlée avec une vanne qui permet de laisser passer ou d'arrêter le gaz comprimée selon les besoins voir figure (III.2).



Figure III.2: Vanne en position ouverte.

III.2. Etat générateur :

La conduite issue de cette vanne débite directement dans une enceinte fermée appelé état générateur dont le niveau de pression indiqué par le manomètre n°01 est exactement le même que celui du grand réservoir. A la sortie de cet état générateur est fixée la tuyère De Laval (Convergente-Divergente) à étudier voir figure III.4.

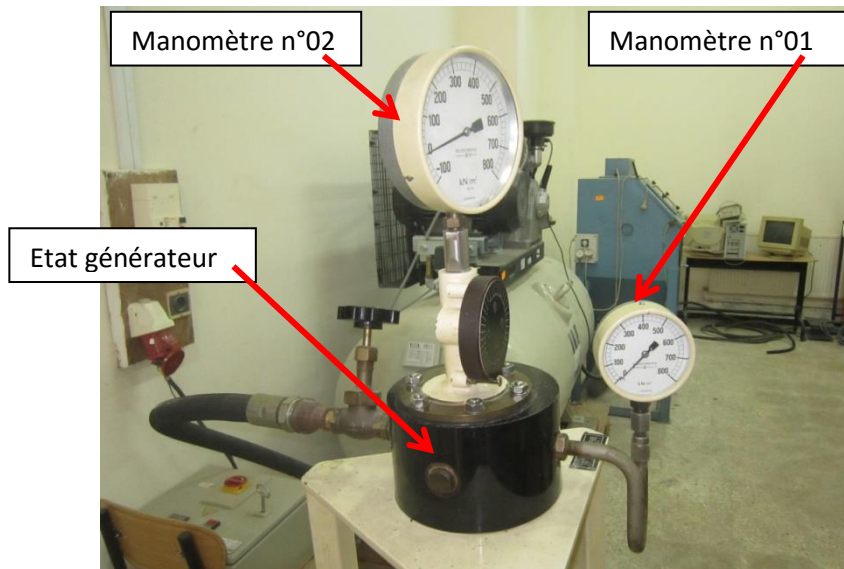


Figure III.3: Vue externe de l'état générateur.

III.3. Tuyère De Laval et le dispositif de mesure de pression :

Sur les figures suivantes l'entrée de la tuyère CD est apparent en vraie grandeur placée à l'intérieur de l'état générateur; un tube de Pitot menée d'un manomètre se déplace à l'intérieur de la tuyère et donne les valeurs exactes de la pression, qui règne le long de l'axe de la tuyère, en déplaçant l'indicateur le long de la réglette graduée placée à proximité du manomètre n°02.

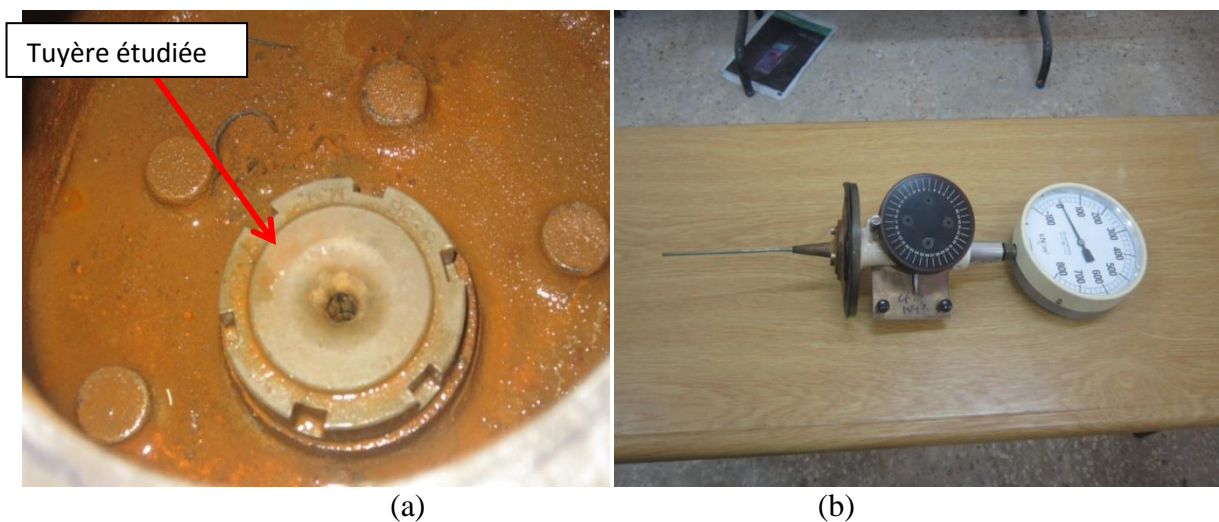


Figure III.4: Vue externe de l'état générateur.

- (a)- Vue générale de la tuyère étudiée fixée à l'intérieur de l'état générateur.
 (b)- Tube de Pitot coulissant à l'intérieur de la tuyère pour la mesure de pression.

III.4. Coordonnées de la tuyère :

X (mm)	Y (mm)	
	0	7.93
4.75	3.18	-3.18
50	3.6	-3.6

Tableau III.1 : Coordonnées du profil de la tuyère.

➤ **Forme géométrique et dimensions générales de la tuyère De Laval étudiée**

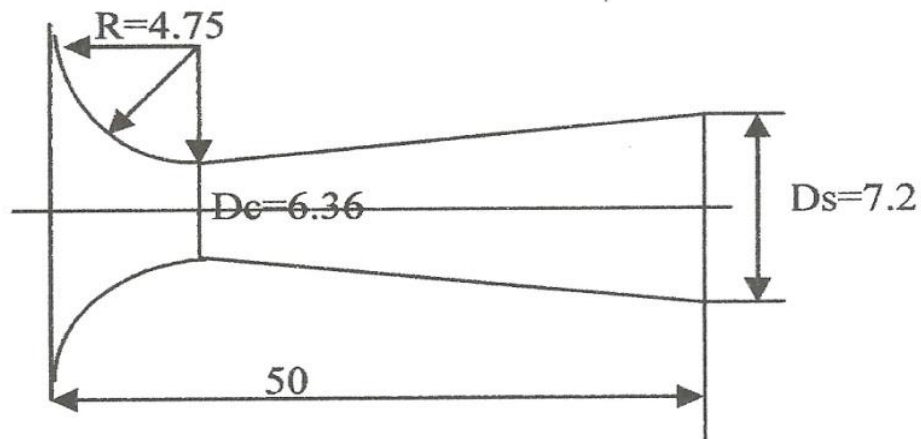


Figure III.5: Forme géométrique et dimensions générales de la tuyère De Laval étudiée.

III.. Evolution expérimentale de la pression :



Figure III.6: Réglage indicatrice de la position du tube de Pitot le long de l'axe de la tuyère.

Après la fixation de la pression dans le réservoir du compresseur à 2.3 bars, nous avons ouvert la vanne (figure III.2) de telle sorte à avoir la même pression aussi dans l'état générateur indiquée par le manomètre n°01 $p_0 = 2.3 \text{ bars}$.

En faisant déplacer le tube de Pitot depuis l'entrée de la tuyère position $x=0 \text{ mm}$ jusqu'à la sortie de cette même tuyère c'est-à-dire $x=50 \text{ mm}$, on arrive à lire pour chaque position la pression correspondante à l'aide du manomètre n°02, nous avons réalisé deux test de mesure ce qui nous permet de tracer les deux évolutions de pression suivantes :

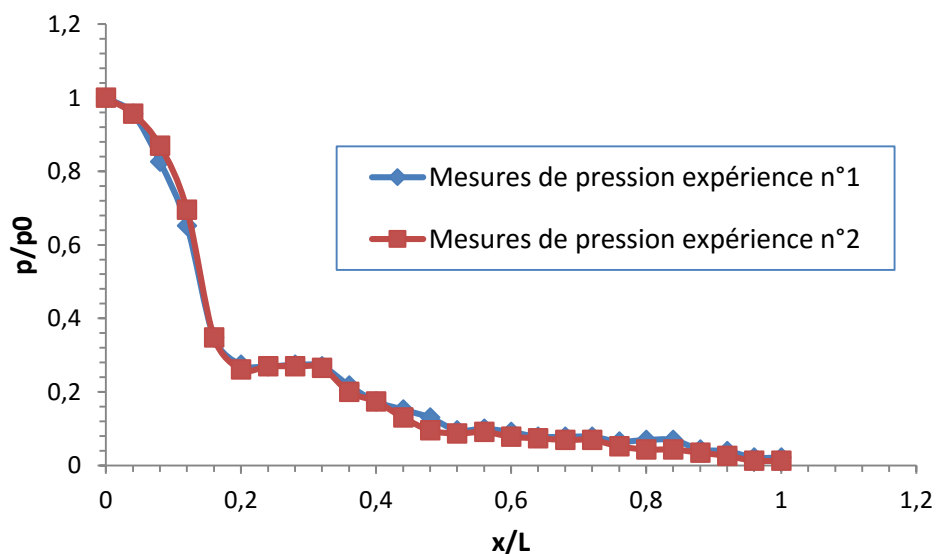


Figure III .7: courbe de rapport de pression.

A l'entrée de la tuyère la pression est voisine de celle régnant dans l'état générateur, au fur et à mesure que l'on avance dans le convergent la pression diminue brusquement au voisinage du col ($x/L=0.18$) puis garde une allure constante avant de commencer à diminuer graduellement dans le divergent jusqu'à la sortie de la tuyère ou une valeur minimale de pression qui tend vers la pression atmosphérique, par la suite on a réalisé deux tests pour confirmer la répétitivité des mesures.

Chapitre IV :

Simulation Numérique

IV.1. Introduction:

La CFD est devenu indispensable pour comprendre les différents phénomènes physiques intervenants dans les écoulements de fluides. Ces écoulements sont régis par des équations de conservation. Elles forment un système d'équations de conservation différentielles aux dérivés partielles (EDP) non linéaire qu'on doit résoudre.

Cela est difficile à résoudre pour la majorité des problèmes rencontrés dans le domaine de l'ingénierie. Cependant il est possible d'obtenir une approximation de la solution de ces systèmes à l'aide des méthodes numériques en utilisant les moyens informatiques.

La CFD est utilisée dans de nombreux domaines, tels que l'industrie automobile et aéronautique (qui remplace les tests de soufflerie à un certain niveau). même l'ingénierie biomédicale utilise la CFD pour simuler la circulation sanguine ainsi que le système respiratoire, elle est très attractive pour l'industrie actuelle pour le fait que ce genre de simulation est moins coûteux qu'un test physique réalisé en laboratoire (soufflerie par exemple). Néanmoins pour les problèmes physiques complexes, la CFD reste limitée.

IV.2. Le Logiciel :

Fluent est un logiciel de calcul d'écoulement (pour modéliser les écoulements de fluides et les transferts de chaleur).

Fluent est écrit en langage C et utilise pleinement la puissance qu'offre ce langage. En outre, et pour une exécution plus efficace, il utilise une architecture qui lui permet de s'exécuter en plusieurs processus simultanément, sur le même poste de travail ou sur plusieurs postes. Ce code de calcul utilise la méthode des volumes finis comme procédé de discrétisation. Les équations intégrales qui régissent l'écoulement telles que l'équation de conservation de la masse, l'équation de conservation de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie sont résolues à l'aide de cette méthode. Pour cela Fluent est programmé pour passer par les étapes suivantes :

- Division du domaine en volumes de contrôle discrets en utilisant un maillage.
- Intégration des équations différentielles sur les volumes de contrôle individuels, Afin de construire les équations algébriques pour les variables telles que la vitesse, la pression...etc.
- Linéarisation des équations discrétisées et résolution du système d'équations linéaires algébriques résultant.

Comme tout logiciel de CFD, Fluent est composé de trois éléments :

1. Préprocesseur Gambit : La définition du problème s'effectue à l'aide de ce dernier. Cette Définition consiste à créer la géométrie du système, discrétiser le domaine en proposant plusieurs algorithmes de maillages en deux ou trois dimensions selon la géométrie, de définir les types de conditions limites aux frontières du domaine et de spécifier le type de matériau utilisé (fluide ou solide).
2. Le solveur : Permet de définir numériquement les conditions opératoires (Pression, température ambiante, gravité) dans lesquelles sont effectuées les simulations et de définir les conditions aux limites (il offre même la possibilité de Revenir sur les types de conditions aux limites déjà définies et créées sur Gambit). Il effectue la résolution numérique des équations du mouvement (équations de Continuité, de la quantité de mouvement et de la chaleur).
3. Le poste processeur : Permet de visualiser la géométrie et le maillage du domaine. Mais surtout d'afficher les résultats obtenus, car Fluent offre la possibilité de visualiser à partir du menu DISPLAY les champs de vitesse, de pression, de température, calculés sur un segment de droite, une section du domaine ou sur la totalité du domaine d'étude. Il est aussi possible de tracer des courbes et profils de certaines variables sur des droites définies au préalable sur Fluent, et d'exporter les résultats numériques dans différents formats de fichiers exploitables.

IV.3. Application sur une tuyère supersonique :

IV.3.1. Création de la géométrie :

On procède à la création de la géométrie en insérant les coordonnées du profil de la tuyère (les résultats sont prélevés à partir du le profil de la tuyère voir figure III.) à l'aide de la commande vertex (figure IV.1).

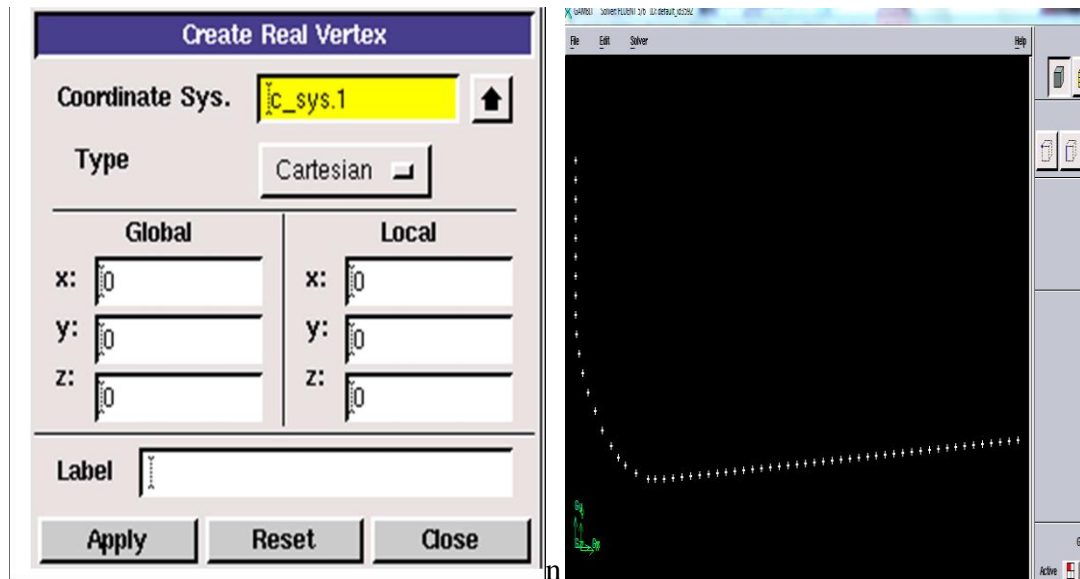


Figure IV.1 : Création de points sous Gambit.

Ensuite on procède à la création des droites à l'aide des points insérés et cela par la fonction NURBS (figure IV.2) ensuite on fusionne les droites dans le but d'obtenir le profil avec la fonction « Merge edges » (figure IV.2).

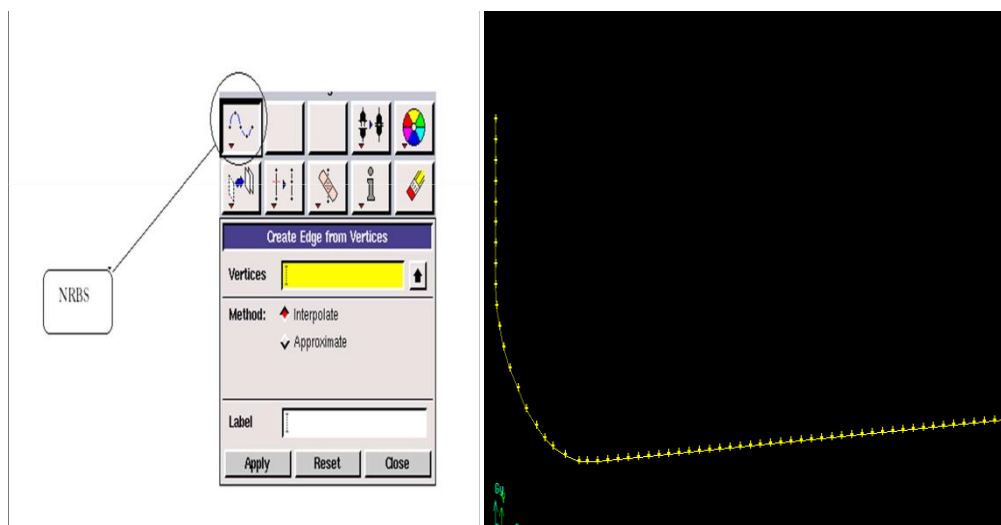


Figure IV.2 : Création du profil.

IV.3.2. Maillage de la géométrie :

Pour les types de maillage, Gambit offre des formes de cellules quadrilatérales ou Triangulaires ou les deux à la fois pour des géométries en deux dimensions (voir figure IV.3), et des cellules tétraédriques, hexaédriques, pyramidales et parallélépipédiques pour des géométries en trois dimensions (voire figure IV.3).

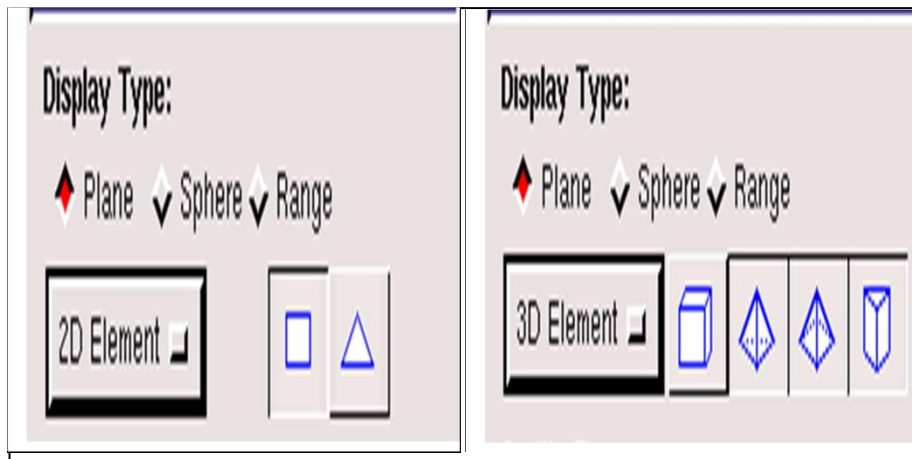


Figure IV.3 : Type d'élément disponible sur Gambit en 2 et 3 dimensions.

Comme on l'avait déjà mentionné l'exactitude de la solution est directement lié à la qualité du maillage qui ne devait pas comporter de distorsion très importantes et aussi essayer au maximum de minimiser le nombre de mailles et ce dans le but de minimiser les erreurs machines.

Comme cité dans le chapitre précédent le maillage structuré rectangulaire (2D) et quadrilatère (3D) est le meilleur maillage et que nous devons essayer de le générer dès que c'est possible, pour des raisons multiples; d'abord les mailles générées ne comporte pas de distorsion importante et aussi le nombre d'éléments et inférieur en comparant avec les autres types de maillage.

Le mailleur Gambit peut mailler la géométrie suivant plusieurs approches; que ça soit le maillage d'une droite puis surface ensuite volume, sinon on peut directement mailler la surface sans passer par le maillage de la droite ou directement mailler le volume.

Mais la meilleure manière de mailler est de procéder étape par étape ce qui veut dire; mailler d'abord la droite ensuite la surface et ce pour mieux contrôler le maillage. Donc pour mieux contrôler notre maillage on maille d'abord le profil de la tuyère ainsi que l'entrée et la sortie avant de générer le maillage surfacique (voir figure IV.4).

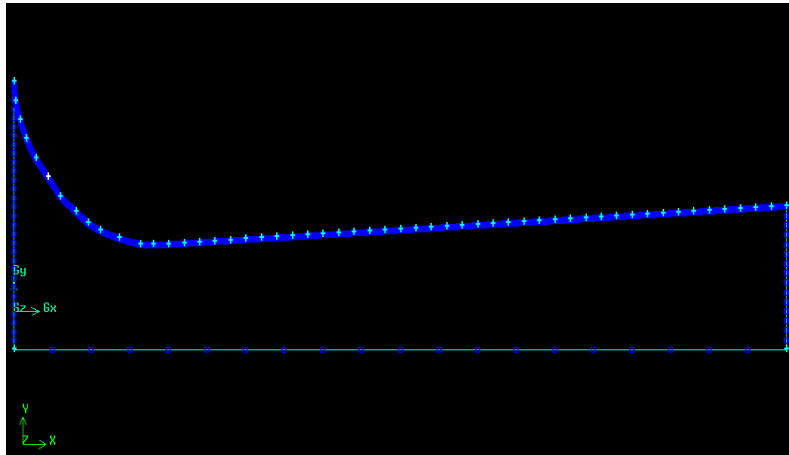


Figure IV.4 : Reproduction du profil géométrique de la tuyère.

IV.4. Exemple d'application :

Une solution numérique a été obtenue pour un écoulement supersonique à travers un convergent divergent. Différentes caractéristiques de l'écoulement compressible ont été analysées et déterminées. La géométrie de la tuyère est supposée circulaire et axisymétrique et l'écoulement comme étant deux dimension. Les équations discrétisées ont été formées par la division du domaine à mailles. Le fluide de travail est supposé idéal et les itérations sont faites jusqu'à la convergence.

➤ La géométrie :

Les coordonnées de la tuyère sont données dans le tableau suivant :

X (mm)	Y (mm)	
0	7.93	-7.93
4.75	3.18	-3.18
50	3.6	-3.6

Tableau IV.1: coordonnées de la tuyère.

La figure (IV.5) montre la géométrie de la tuyère qui a été réalisé sous le logiciel Gambit.

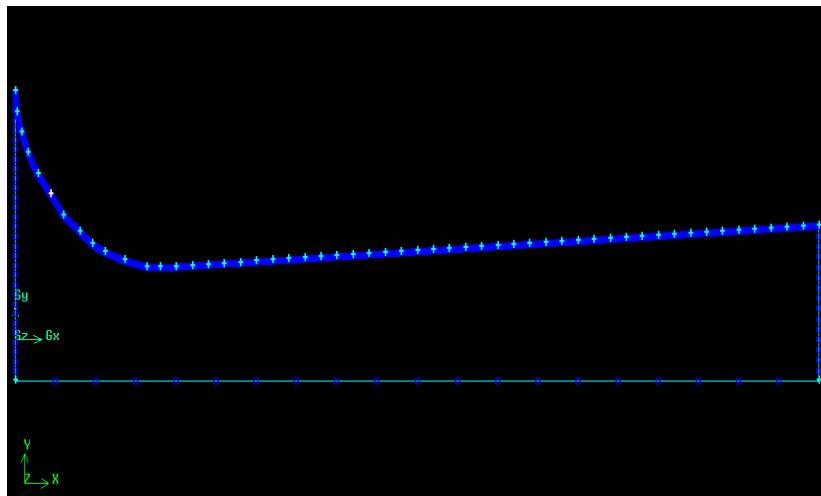


Figure. IV.5 : Profil de la tuyère sous gambit.

➤ **Le maillage :**

C'est un maillage non structuré avec des mailles rectangulaires et sans raffinement aux alentours de la paroi tant qu'on utilise un écoulement non visqueux. Le nombre de mailles utilisées est de 76371 (voir figure IV.6).

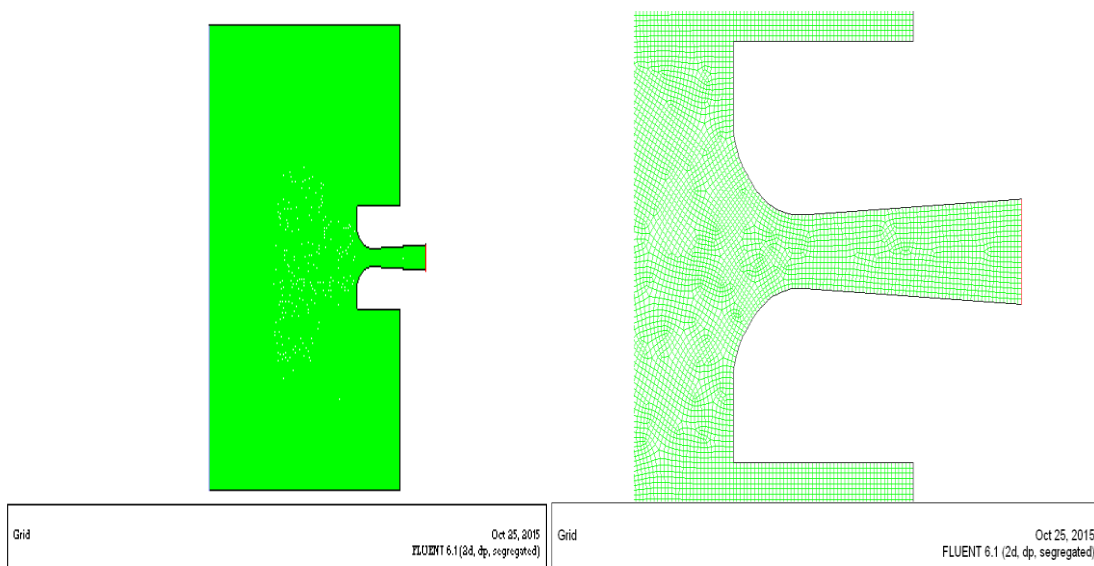


Figure IV.6 : Maillage de la tuyère.

IV.4.1. Résultats et discussion :

D'abord avant d'exploiter les résultats de la simulation, on doit vérifier la convergences des calculs, il existe plusieurs manières de vérifier la convergence dans le logiciel Fluent, le premier critère est le graphe des résiduelles qui doit diminuer d'une manière continue et le deuxième critère est l'évolution du débit massique à la sortie tuyère qui va varier d'une

manière importante au début des calculs mais par la suite il oscillera au tours d'une valeur moyenne ou se stabiliser complètement en prenant une valeur constante et la dernière qui est la plus efficace est d'utiliser l'équation de continuité, en faisant la différence entre le débit d'entrée et celui de sortie.

❖ Le graphe des résiduelles :

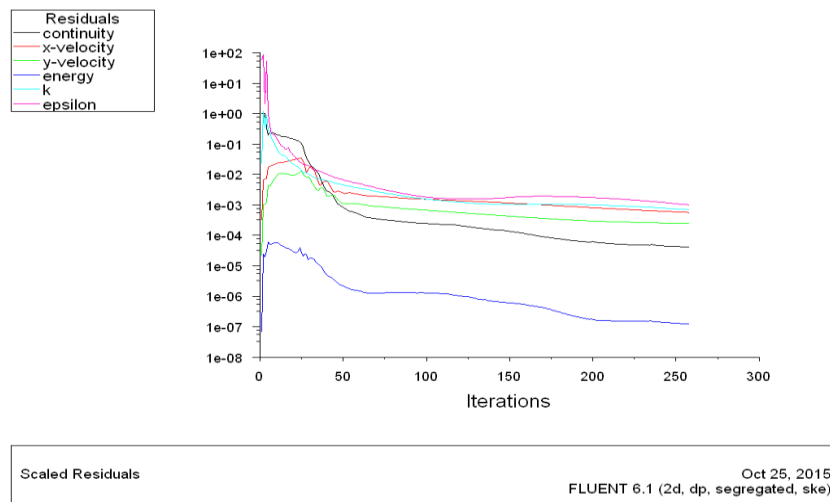


Figure IV.7 : Le graphe des résidus de notre simulation.

A partir des graphes des résiduelles on peut dire que les calculs convergent, puisque la figure IV.7 montre que les résiduelles diminuent d'une manière continue. Pour être sûr de la convergence, on fait la différence du flux entrant et sortant.

IV.4.1.1. Evolution des paramètres de l'écoulement:

➤ Variation de la pression:

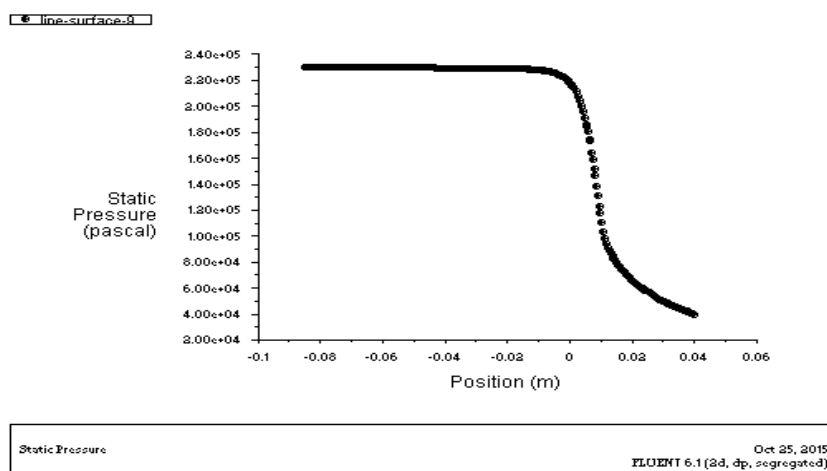


Figure IV. 8 : Evolution de la Pression statique numérique.

On remarque que la pression statique est constante dans l'état générateur qui joue le rôle de la chambre de combustion et diminue rapidement dans la région du col et la zone d'expansion initiale, puis lentement dans le reste de la tuyère jusqu'à atteindre la pression atmosphérique imposée à la sortie de la tuyère par le constructeur 40000(Pa). Ce qui est logique puisque dans un écoulement supersonique la pression est inversement proportionnelle à la section (en se référant à la formule du capitaine Hugoniot) et le graphe de pression ne représente aucune perturbation ou fluctuation, ce qui correspond à un écoulement complètement isentropique le long du divergent.

➤ **Variation du nombre de Mach :**

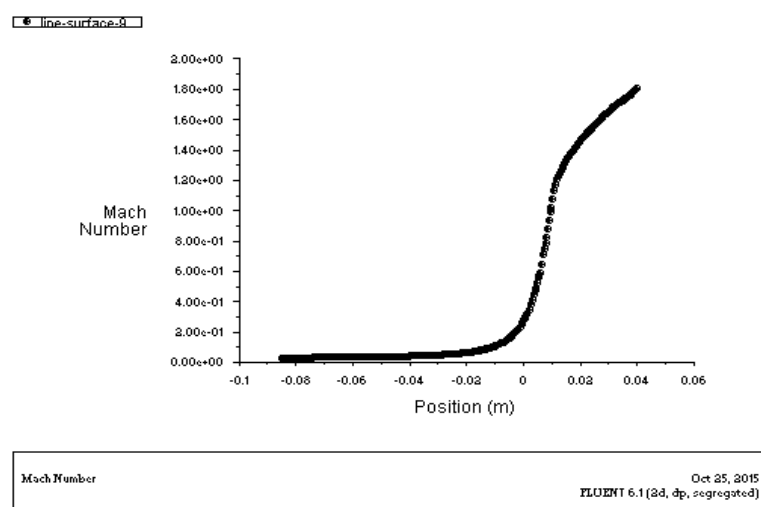


Figure IV. 9 : Evolution du Nombre de Mach.

La figure IV.9 représente la variation du nombre de Mach le long de l'axe central de la tuyère.

On remarque que le nombre de Mach évolue rapidement au niveau du col et de la zone d'expansion initiale jusqu'à atteindre la valeur d'environ 1.2, puis lentement dans la partie divergente, cette évolution suit la loi d'Hugoniot qui affirme que la vitesse est proportionnelle à la section pour un écoulement supersonique, jusqu'à atteindre le nombre de Mach de conception à la sortie $M=1.8$ et ceci sans aucune perte de vitesse sur la paroi puisque y'a pas de frottement.

➤ **Variation de la vitesse :**

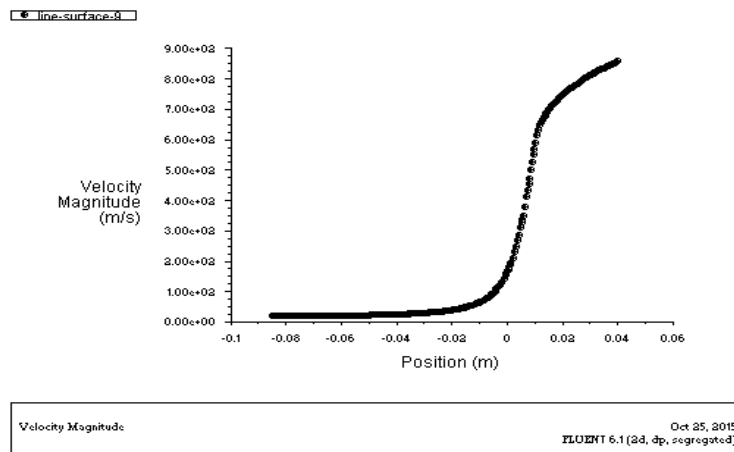


Figure IV. 10 : Evolution de la vitesse.

On note que la vitesse est presque nulle à l'état générateur ou le fluide est au repos par la suite on remarque une augmentation rapide de la vitesse de l'écoulement juste après le col ou la détente du gaz est importante, d'après la figure IV.10 vue et traitée précédemment. Par conséquent, on n'en déduit que l'augmentation de la vitesse est le résultat d'une délivrance d'une énergie cinétique issue depuis la transformation de l'énergie thermique portée par le gaz sous forme de température T_0 provenant de la chambre à combustion.

➤ **Variation de la température :**

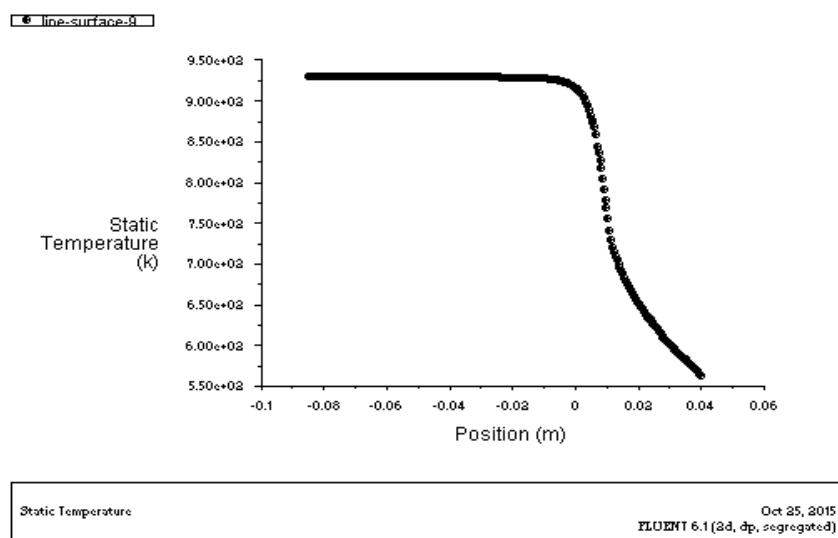
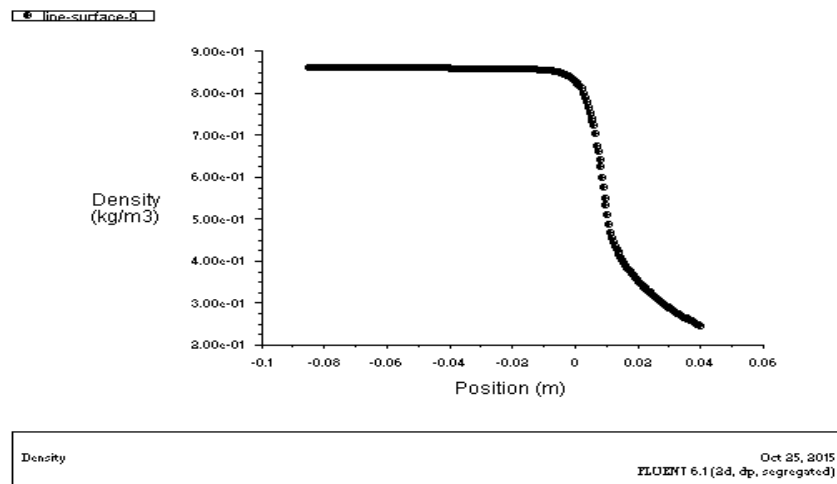


Figure IV.11 : Evolution de la température statique.

Puisque l'écoulement est complètement isentropique dans la tuyère, alors l'évolution de la température est proportionnelle à la pression, en se référant à la loi des gaz parfait. C'est ce qu'on observe sur la figure IV.11 puisque la température dans la tuyère diminue d'une manière continue en avançant du col vers la sortie.

On sait bien que cette température statique diminue le long de la tuyère du fait de l'augmentation de la vitesse, c'est ce qui est représenté par nos résultats dans la figure IV.11.

➤ **Variation de la masse volumique :**



IV.12. Evolution de la masse volumique.

On sait bien que cette masse volumique doit diminuer en s'éloignant de la sortie de la chambre de combustion, ce qui est normal puisque la pression diminue, comme montré dans la figure (IV.12).

➤ **Variation du rapport de pressions p/p_0 :**

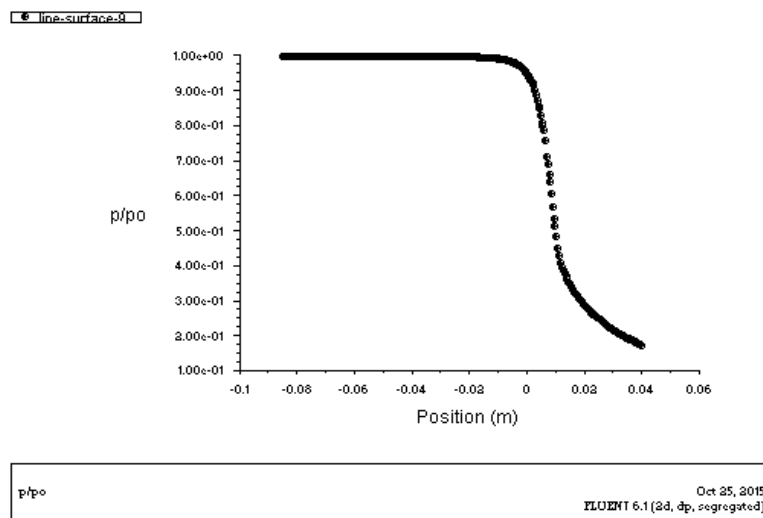


Figure IV.13 : Variation du rapport de pressions p/p_0 .

La figure IV.12 indique la variation du rapport de pressions P/P_0 à travers l'axe central de la tuyère pour les différentes valeurs du nombre de Mach considérées dans cet écoulement et pour un gaz précis de $\gamma=1.40$. On remarque en premier temps une diminution du rapport de pression du col à la section de sortie ce qui implique une réduction de pression tout au long de la tuyère et par conséquent une augmentation du nombre de Mach, ce qui s'explique par l'acte d'une détente rapide d'un bout à l'autre du divergent. Puis on s'aperçoit que la diminution de la variation du rapport de pressions s'effectue d'abord de manière très rapide juste après le col, ensuite à partir de cette station jusqu'à la section de sortie, la diminution s'accomplit de manière assez lente.

IV .4.1.2. Les contours :

➤ Contours de la pression statique :

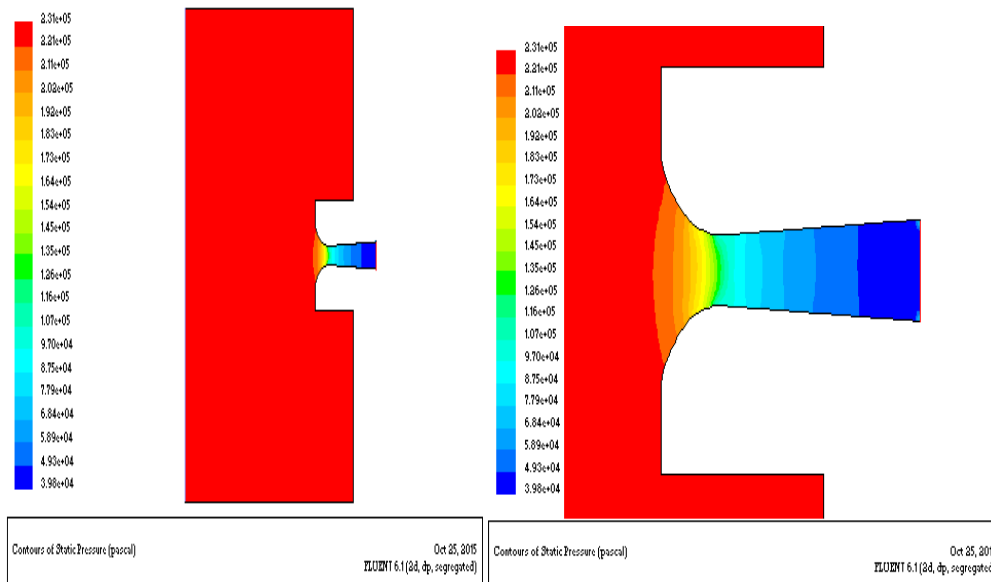


Figure IV.14: Contours de la pression statique.

La pression statique est la pression exercée par le fluide, spécifiquement, elle est la pression mesurée quand le fluide est encore au repos.

La pression statique évolue du rouge (au niveau d'entrée) où la pression égale $2,31 \times 10^5$ (Pa) d'une manière décroissante jusqu'au bleu (sortie tuyère) où $P=4,33 \times 10^4$ (Pa) et cela d'une manière complètement isentropique.

➤ **Nombre de Mach :**

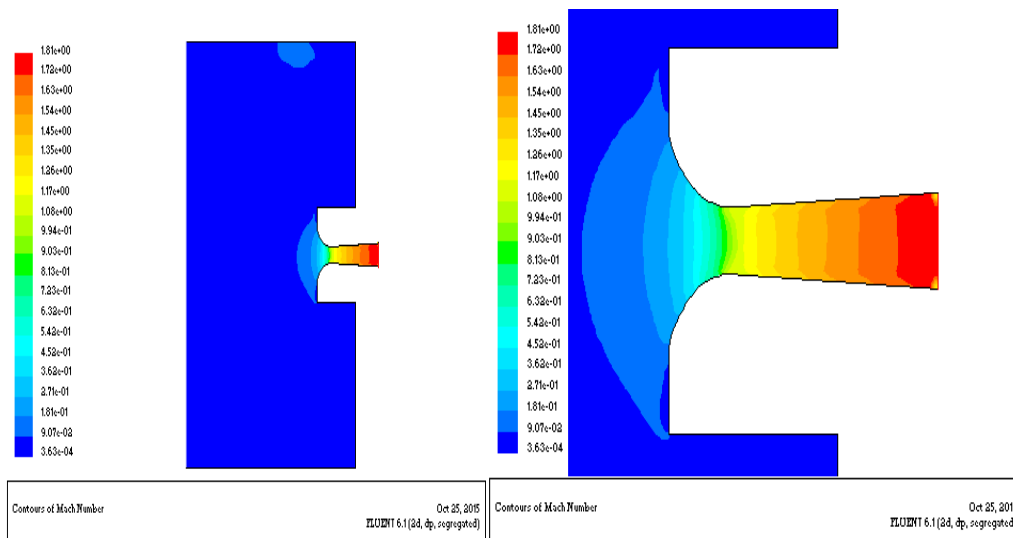


Figure IV.15 : Contours du nombre de Mach.

À partir de la figure IV.14 on remarque clairement que le nombre de Mach à l'entrée est légèrement supersonique $M=4.68$ et à la sortie le nombre de mach atteint la valeur de 1.73 qui est très proche du mach de conception.

Dans la région proche paroi, on ne constate pas de changement important par rapport aux régions loin de la paroi, ceci est dû au fait que l'écoulement est non visqueux (condition de glissement sur la paroi).

Contrairement à la pression statique, le contour du nombre de mach évolue d'une manière croissantes du bleu où $M=4.68$ (à l'entrée), jusqu'au rouge (sortie tuyère) $M=1.73$ et cela sans perte de vitesse sur la paroi, puisqu'on a pris la condition de glissement sur la paroi (écoulement non visqueux).

➤ **La température :**

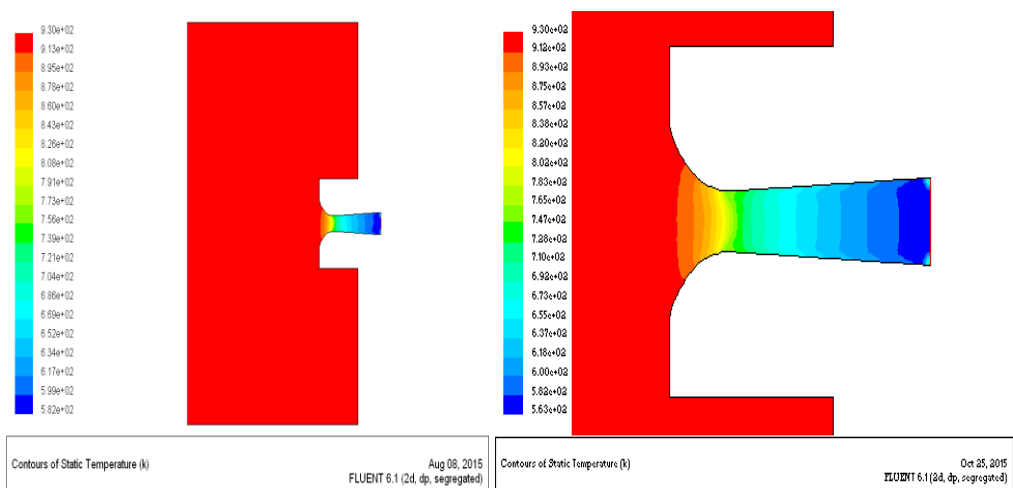


Figure IV.16: Contours de la température.

La figure IV.15 représente l'évolution de la température statique le long de la tuyère, le gaz se détend de l'entrée (en rouge) où la valeur de la température est $9.33 \times 10^2\text{K}$ en avançant en avant vers la sortie (en bleu) la température chute jusqu'à atteindre une température de $5.82 \times 10^2\text{K}$.

On remarque que la température et la pression statique évoluent de la même manière.

➤ La vitesse :

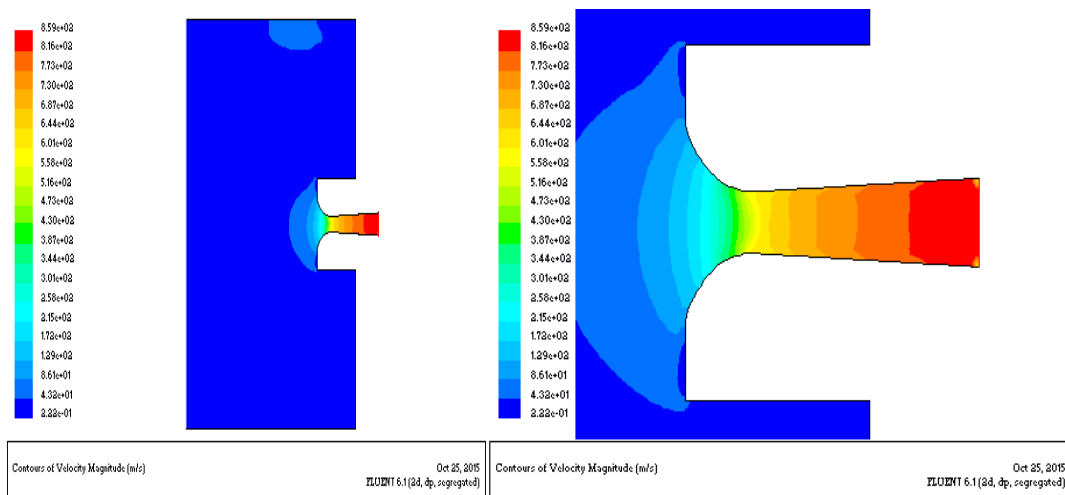


Figure IV.17 : Contours de la vitesse.

La vitesse évolue du bleu (au niveau d'entrée) où la vitesse égale $2,86 \times 10^{-1}\text{m/s}$ d'une manière croissante jusqu'au rouge (sortie tuyère) où $V=8,37 \times 10^2 \text{ m/s}$.

➤ La densité :

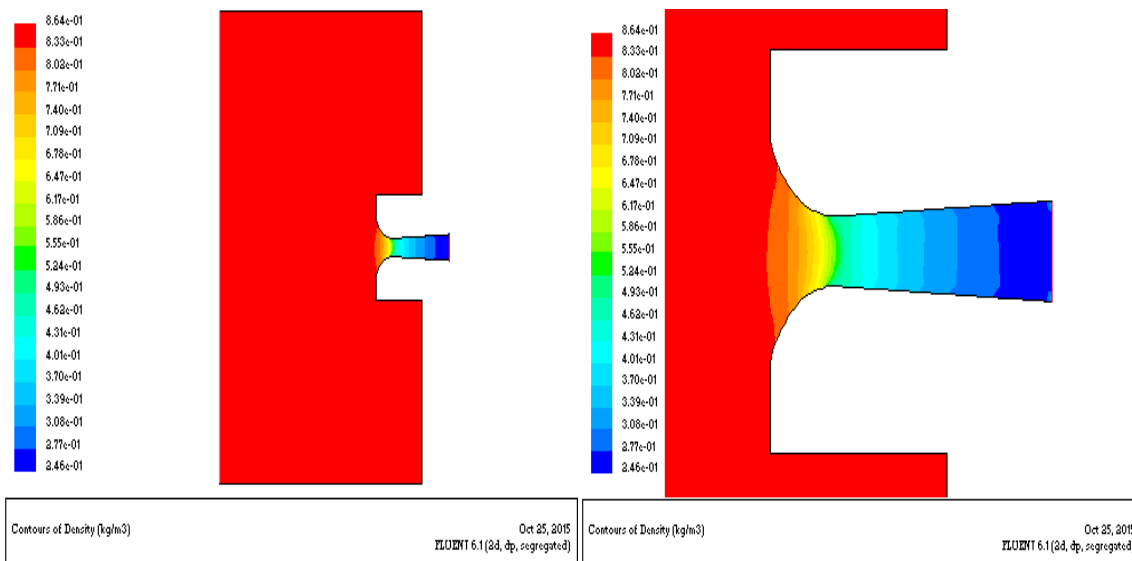


Figure IV.18 : Contours de la densité.

On remarque que la densité est constante dans l'état générateur et qu'elle varie à l'intérieure de la tuyère.

La densité évolue de rouge au niveau de l'entrée d'une manière décroissante jusqu'au bleu à la sortie de la tuyère

IV.5. Conclusion :

Dans ce chapitre une brève définition du logiciel fluent ainsi que son préprocesseur gambit a été faite, ensuite un exemple d'application dans lequel on avait calculer un écoulement interne dans une tuyère convergente divergente à l'aide d'un logiciel de simulation numérique des écoulements pour différents régions. Nous cherchons à montrer la complémentarité des approches théoriques et simulation numérique.

Les études numériques et expérimentales ont prouvé que les caractéristiques géométriques de la tuyère de Laval comme le diamètre et l'angle de la partie divergente influencent certains paramètres d'écoulement comme le rapport de pression critique et la perte de charge.

Chapitre V :
Analyse des Résultats et
Estimation de la force de
poussée

Ce chapitre est consacré à l'analyse et la comparaison des différents résultats obtenus dans la partie expérimentale, les différents résultats numériques donnés par le code Fluent ainsi que les valeurs analytiques obtenues à partir des relations du chapitre II, puis il question d'estimer la force de poussée.

V.1. Résultats et discussion:

V.1.1. Evolution de la pression :

➤ Valeurs expérimentales obtenus avec l'installation du chapitre III :

Les résultats obtenus lors de déplacement du tube Pitot le long de l'axe de la tuyère dans notre expérience sont représentés dans le tableau ci-dessous.

x/L	P/Po
0,04	1
0,08	0,956
0,12	0,826
0,16	0,652
0,2	0,347
0,24	0,283
0,28	0,278
0,32	0,273
0,36	0,269
0,4	0,217
0,44	0,174
0,48	0,152
0,52	0,13
0,56	0,108
0,6	0,1
0,64	0,091
0,68	0,082
0,72	0,078
0,76	0,073
0,8	0,069
0,84	0,065
0,88	0,06
0,92	0,04
0,96	0,039
1	0,026

Tableau V.1 : Valeurs expérimentales obtenues avec l'installation de chapitre III.

➤ **Valeurs numériques obtenues avec Fluent :**

Notre principal objectif est de représenter P/P_0 en fonction de x/L , pour se faire on a projeté sur l'axe horizontal (position en m) chaque point de la courbe obtenue avec Fluent voir Figure IV.12; puis on a devisé les valeurs sur la longueur de la tuyère ($L=50\text{mm}$) et les résultats obtenus sont illustrés dans le tableau ci-dessous :

x/L	P/P_0
0	0,98
0,05	0,95
0,1	0,86
0,15	0,72
0,2	0,675
0,25	0,39
0,3	0,35
0,35	0,325
0,4	0,3
0,45	0,28
0,5	0,26
0,55	0,24
0,6	0,23
0,65	0,22
0,7	0,21
0,75	0,2
0,8	0,19

Tableau V.2: Valeurs numériques obtenues avec Fluent.

➤ **Valeurs analytiques obtenues avec les relations du chapitre II :**

A partir de l'équation de rapport de pression (II.14) cité au chapitre II et en faisant varier le nombre de Mach, on a calculé les rapports de pression (P/P_0).

Les valeurs des rayons qu'on a utilisés pour calculer la position (x sur l'axe de la tuyère) est obtenue à partir de l'équation (II.16).

Les résultats des équations ci-dessus sont illustrés dans le tableau suivant :

x/L	P/Po
0,034	0,993
0,08	0,9723
0,1	0,9391
0,122	0,8951
0,136	0,8423
0,156	0,7831
0,16	0,7198
0,164	0,6547
0,168	0,5898
0,17	0,5267
0,172	0,4667
0,2	0,4107
0,22	0,3593
0,24	0,3126
0,27	0,2709
0,3	0,2338
0,32	0,2013
0,36	0,1728
0,372	0,1481

Tableau V .3 : Valeurs analytiques obtenues avec les relations du chapitre II.

➤ Courbes comparatives :

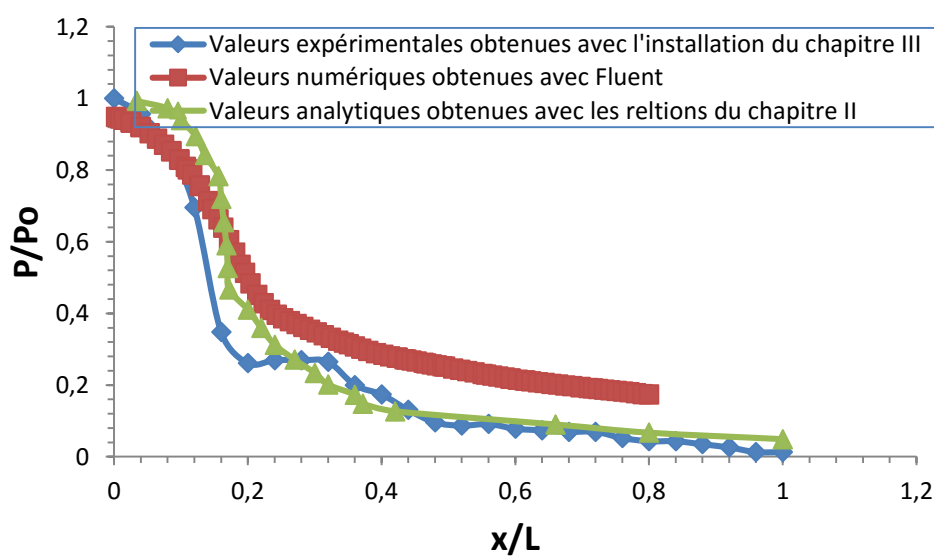


Figure V.1 : Courbes comparatives de rapport de pression.

On remarque dans les trois courbes une diminution rapide de rapport de la pression au niveau de col puis lentement jusqu'à l'annulation à la valeur $x/L=1$ qui correspond à la sortie de la tuyère.

V.1.2. Evolution de la température :

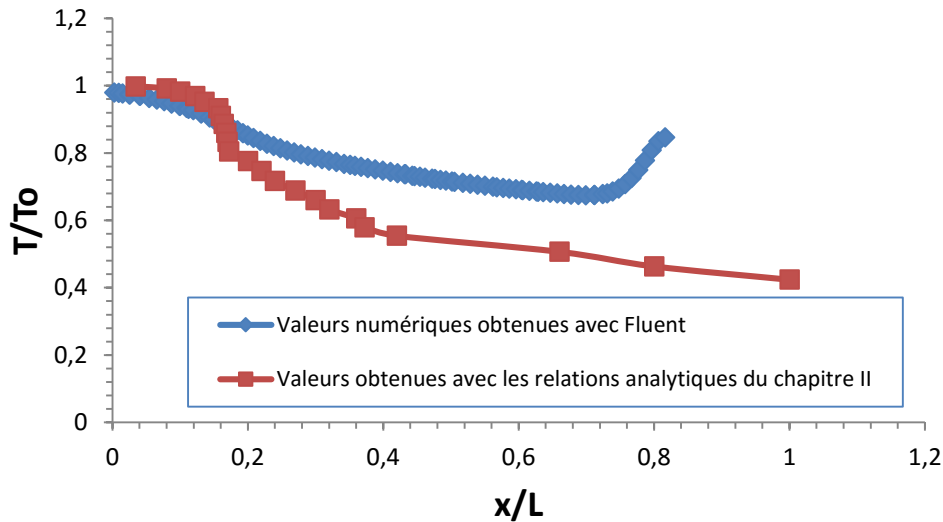


Figure V.3 : Courbes comparatives de rapport de la température.

On remarque que les valeurs de rapport de température obtenues avec les relations de chapitre II et celles numérique obtenues avec Fluent sont proche avant le col (l'entrée de la tuyère) et se confondent au col et s'éloignent entre elles après le col.

V.1.3. Evolution de la masse volumique (densité) :

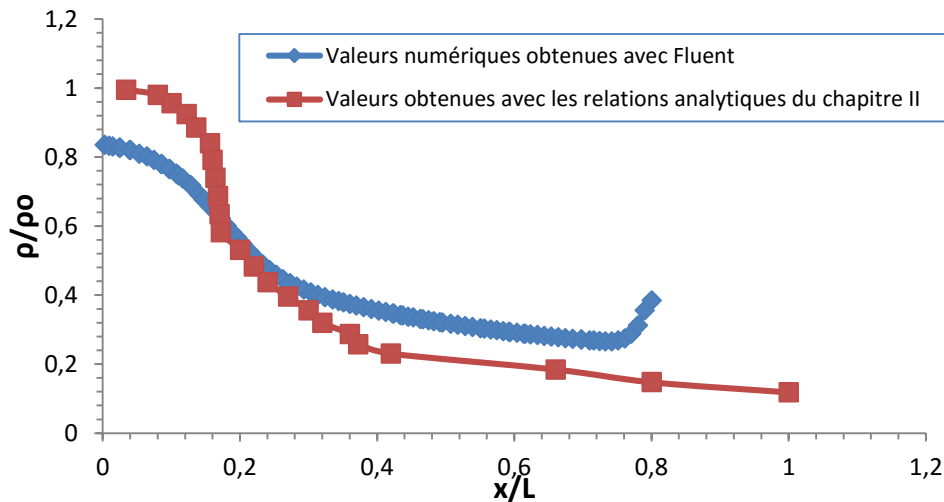


Figure V.3 : Courbes comparatives de rapport de la masse volumique.

On remarque que les valeurs de rapport de température obtenues avec les relations de chapitre II et celles numérique obtenues avec Fluent se converge avant le col (l'entrée de la tuyère) et se confondent au col et se diverge après le col.

V.2. Les paramètres de performances :

V.2. 1. La poussée :

La poussée délivrée par une tuyère est en fonction non seulement de la vitesse d'éjection des gaz de combustion, mais aussi de la différence entre la pression de sortie et ambiante. En théorie monodimensionnelle d'un écoulement permanent non visqueux, la poussée s'écrit ;

$$\mathbf{F} = \dot{m} \mathbf{V}_e + (\mathbf{p}_e - \mathbf{p}_a) \mathbf{A}_e \quad (\text{V.1})$$

F : La poussée (N)

A_e : Section de sortie tuyère

\dot{m} : Débit massique (kg/s)

V.2. 2. Coefficient de poussée :

Le coefficient de poussée est un rapport sans dimension, définie comme le rapport de la poussée F au produit de la pression totale dans la chambre par l'air de la section au col :

$$C_F = \frac{F}{p_o A^*} \quad (V.2)$$

C'est un coefficient caractéristique de la détente des gaz dans la section divergente de la tuyère.

V.2.3. Le débit :

Pour des conditions soniques au col de section A_c le débit \dot{m} est bloqué à sa valeur maximale pour une valeur de p_i donnée :

$$\dot{m} = \frac{p_o A_c \delta(\gamma)}{\sqrt{C_p T_o}} \quad (V.3)$$

$$\delta(\gamma) = \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma-1}} \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{1-\gamma}{2(\gamma-1)}} \quad (V.4)$$

γ : Rapport des chaleurs spécifiques a pression et a volume constant.

C_p : Capacité calorifique a pression constante.

V.2.4. Coefficient de débit :

Du fait que l'écoulement réel ne respecte pas parfaitement l'hypothèse de tranche plane, et qu'il ne se comporte pas comme un gaz non visqueux et calorifiquement parfait, le débit réel $\bar{\dot{m}}$ est alors corrigé avec un coefficient C_D approchant l'unité :

$$C_D = \frac{\text{débit actuel reel}}{\text{débit actuel isentropique}} \quad (V.5)$$

$$\bar{\dot{m}} = C_D \dot{m} \quad (V.6)$$

V.2.5. Vitesse caractéristique :

C'est un paramètre qui n'est fonction que de la nature du mélange et de la température de combustion :

$$C^* = \frac{P_t A^*}{\dot{m}} \quad (\text{V.7})$$

Où :

\dot{m} : Débit masse

V.2.6. Vitesse effective :

La vitesse effective notée V_{eff} est la vitesse de sortie de la tuyère adaptée. Elle est définie par le rapport de poussée sur le débit :

$$V_{\text{eff}} = \frac{F}{\dot{m}} \quad (\text{V.8})$$

Avec :

F : La poussée

V.2.7. Impulsion spécifique :

L'impulsion spécifique, notée I_s est définie comme le rapport de la poussée au produit du débit massique par l'accélération de la pesanteur :

$$I_s = \frac{F}{\dot{m}g} \quad (\text{V.9})$$

Avec :

g : La gravité

V.2.8. Impulsion totale :

L'impulsion totale, notée comme l'intégral de la poussée durant la totalité du temps de fonctionnement :

$$I_{\text{totale}} = \int_0^t F dt = Ft \quad (\text{V.10})$$

V.3. Comparaisons des paramètres de performances de deux tuyères (Convergente-Divergente) et Convergente :

	Tuyère convergente-Divergente	Tuyère convergente
La poussée	15,6592N	7,7136N
Coefficient de poussée	1,7143	0,8605
Le débit	0.376kg/s	0.376kg/s
Coefficient de débit	0,3836	0,3836
Vitesse caractéristique	23,8408	23,8408
Vitesse effective	41,6468	20,5148
Impulsion spécifique	11,2908 s⁻¹	2,0912 s⁻¹

Tableau V.4 : Comparaison des paramètres de performances.

D'après le tableau V.4 on remarque que les paramètres de performance de la tuyère convergente-divergente sont bien meilleures que celles de la tuyère convergente où on peut atteindre au maximum un nombre de Mach $M=1$.

V.4. Perspectives et amélioration des résultats :

- Pour améliorer les résultats numériques on doit raffiner le maillage et reproduire exactement les conditions de sortie de la tuyère (atmosphère).
- Pour les résultats expérimentaux il est nécessaire d'utiliser un banc d'essai où on pourra mesurer la variation de tous les paramètres thermodynamiques en particuliers la température, la masse volumique, le nombre de Mach et la vitesse de l'écoulement compressible

Conclusion Générale

Au début de ce modeste travail nous avons abordé le domaine de la conception des tuyères propulsives de manière générale dans le but de nous initier est de connaître les différents types de tuyères existants, puis, nous nous sommes focalisé sur l'étude d'un seul type de tuyère supersonique dite Convergente–Divergente ou De Laval.

Dans un premier temps l'étude s'est intéressée à l'étude théorique de l'écoulement compressible dans une tuyère convergente en générale et dans une tuyère convergente-divergente en particulier par le biais d'une présentation des différentes relations relatives à l'évolution du fluide compressible dans une tuyère. Par la suite dans un deuxième temps on a exploité la partie expérimentale pour déduire le profil et les différentes coordonnées de la tuyère à étudier une fois que ces dernières sont connues on reproduit la même géométrie dans la partie numérique dans l'espoir de bien reproduire notre banc d'essai expérimental avec le logiciel Fluent.

Toujours dans La partie numérique après avoir présenté le maillage les conditions aux limites; les résultats ont été présentés sous forme de contours, de courbes et de valeurs numériques représentant la pression, le nombre de Mach, la température et la masse volumique de l'écoulement fluide compressible dans le convergent et le divergent.

En effet on a réussi à obtenir des résultats numériques dont l'évolution est logique et très proche de nos mesures expérimentales et des valeurs analytique obtenues des relations analytiques en particulier pour le rapport de pression (p/p_0).

La dernière partie est consacrée à une comparaison des paramètres de performances de la tuyère Convergente-Divergente ou on remarque qu'ils sont bien meilleurs que celles de la tuyère convergente ou on peut atteindre au maximum un nombre de Mach $M=1$.

On tient aussi à signaler que le profil de la tuyère étudiée a été imposé par les conditions expérimentale n'empêche qu'on peut atteindre avec cette dernière un nombre de Mach supérieur à $M=1$ qui caractérise le fonctionnement optimal d'une tuyère convergente.

Comparant nos résultats à ceux obtenus par la simulation numérique (voir chapitre V), on a constaté la concordance et la compatibilité de nos résultats ce qui donne une crédibilité à notre travail.

Bibliographie

Bibliographie

- [1] Anderson Jr, John D., “*Fundamentals of Aerodynamics*,” McGraw-Hill Book Company, New York, 1988.
- [2] Anderson Jr, John D., “*Modern Compressible Flow with Historical Perspective*,” McGraw-Hill Book Company, New York, 1982.
- [3] <http://www.chez.com/aerodynamique>
- [4] Bourgoing A. “*Instationnaire et dissymétrie d’un écoulement supersonique décolle dans une tuyère plane*.” Thèse de doctorat de l’université de Paris 6, Juin 2002.
- [5] E. L. Houghton and P.W. Carpenter “*Aerodynamics for Engineering students*”, Fifth Edition, Butterworth-Heinemann; Fifth edition, 2003.
- [6] Ethirajan Rathakrishnan., “*Gas Dynamics*,” Prentice-Hall of India, New Delhi.2004.
- [7]. G. Sutton and O. Biblarz., “*Rocket propulsion elements*,” Wiley and sons, 1992.
- [8] G. V. R. Rao., “*Recent development in Rockets Nozzle Configuration*,” ARS Journal, pp. 1488-1494, 1961. 12. J. Mattingly, H. von Ohain., „*Elements of Propulsion: Gas Turbines and Rockets*,”
- [9] Published by the American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc. 2006.
- [10] Malina F.J., “*Characteristics of the rocket motor based on the theory of perfect gases*,” J. Franklin Inst., Vol. 230, PP. 433-450, 1940.
- [11] Martin J. L. Turner. “*Rocket and spacecraft propulsion*,” 3^{ème} Edition. Praxis Ltd, Chichester, UK, 2009.
- [12] Michael J.M, Howard N.S, Daisie D.B, Margart B.B., “*Fundamentals of engineering thermodynamics*,” John Wiley & Sons. New Jersey, USA.2011.
- [13] Oosthuisen P. H. and Carscallen W. E. *Compressible Fluid Flow*, Mc Graw- Hill, New York, 1997.
- [14] P. Carriere. “*Aérodynamique interne Tuyère et Jets*,” deuxième partie. Toulouse Ecole nationale supérieure de l’aéronautique et de l’espace, 1971.
- [15] Peterson C.R. and Hill. P.G „*Mechanics and Thermodynamics of Propulsion*,” 2nd edition. Addition-Wesley Publishing Company Inc., New York, 1992.
- [16] Philippe REIJASSE., “*Aérodynamique des tuyères supersoniques*,” ENSAM.2007 http://sin-web.paris.ensam.fr/IMG/pdf/Cours_ENSAM_Reijasse.pdf
- [17] Press W. H., Flannery B. P., Teukolsky S. A. and Vetterling W. T., “*Numerical Recipes. The Art of Scientific Computing*,” Cambridge University Press, Cambridge, 1986.
-

- [18] Rhyning I. L., “*Dynamique des Fluides*,” Presses Polytechnique romandes, Lausanne, Suisse, 1984.
- [19]. Sébastien.Candel., *Mécanique des fluides : Cours*,”*Editions Dunod*, Paris , France.1995.
- [20]. Shapiro A.H. *The Dynamics and thermodynamics of compressible Fluid Flow*, ” Vol. 1. The Ronald Press Company, New York, 1953.
- [21]. Stark, R., Génin, Ch., Wagner, B. and Koschel, W. “*The Altitude Adaptive Dual Bell Nozzle*,”German aerospace Center (DLR), 74239, Lampoldshausen, Germany 2012.
- [22] Zebbiche T and Youbi Z.,“*Supersonic Two-Dimernsional Minimum Length Nozzle Design at High Temperature. Application for Air*,” AIAA-2006-4699, 42SI AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Sacramento, California, July 09-12- 2006.
- [23] Zucker R. D. and Bilbarz O. *Fundamentals of Gas Dynamics*, John Wiley & Sons. New Jersey. 2002.
- [24] <http://www.britannica.com/EBchecked/media/19418/De-Laval-turbine-showing-how-the-steam-is-formed-into?topicId=609552>.
- [25] <http://www.braeunig.us/space/propuls.htm>. Rocket and Space Technology.
- [26] MAOUCHE Omar , BENALI Mohammed, Master UMMTO, 2014; Evolution de fluide moteur à traver les Aubes d’une turbines Haute pression d’un turboréacteur.
- <https://fr.wikipedia.org/wiki/Tuy%C3%A8re>
<http://ariane5tpe.free.fr/partie1.htm>
<http://www.je-comprends-enfin.fr/index.php?/Technologies-de-propulsion/chambre-de-combustion-et-tuyere/id-menu-49.html>
https://fr.wikipedia.org/wiki/Tuy%C3%A8re_de_Laval Daniel Marty, *Systèmes spatiaux conception et technologie*, Paris, Masson, 1994 (ISBN 978-2-225-84460-7)
Philippe Couillard, *Lanceurs et satellites*, Toulouse, Cépaduès éditions, 2004 (ISBN 978-2-85428-662-5)
https://fr.wikipedia.org/wiki/Chambre_de_combustion
-