

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

*Université de Mohamed El-Bachir El-Ibrahimi - Bordj Bou Arreridj*

*Faculté des Sciences et de la technologie*

*Département Génie Mécanique.*

# **Mémoire**

*Présenté pour obtenir*

**LE DIPLOME DE MASTER**

**FILIERE : Génie Mécanique**

**Spécialité : Energétique**

Par

- **LatrecheTakieddine**
- **Rachedi Amine**

*Intitulé*

***Etude numérique de phénomène de décollement d'ondes de choc dans une  
tuyère supersonique de type CD convergente-divergente***

***Soutenu le : .....***

***Devant le Jury composé de :***

	<b><i>Grade</i></b>	<b><i>Qualité</i></b>	<b><i>Etablissement</i></b>
<b><i>Dr.SAIDANI Lyamine</i></b>	<b><i>MAA</i></b>	<b><i>Président</i></b>	<b><i>Univ-BBA</i></b>
<b><i>Dr. Gouidmi hamza</i></b>	<b><i>MCA</i></b>	<b><i>Encadreur</i></b>	<b><i>Univ-BBA</i></b>
<b><i>Dr.Tayebi taher</i></b>	<b><i>MCA</i></b>	<b><i>Examineur</i></b>	<b><i>Univ-BBA</i></b>

***Année Universitaire 2021/2022***

---

---

# **R**emerciements

---

Au terme de ce Mémoire nous tenons à remercier tout naturellement en premier lieu **ALLAH Tout Puissant** qui nous a donné la force, le courage et la patience de bien mener ce travail.

**Après** ; nous tenons à exprimer notre profonde gratitude à notre promoteur **Dr. GOUIDMI Hamza** pour toute l'aide qu'il nous a fournie, pour sa patience et sa générosité durant la réalisation de ce travail.

Sans oublier de remercier tous les enseignants Qui nous ont soutenus tout au long de notre étude.

Notre remerciements vont enfin à tous ceux qui ont aidé et contribué de près ou de loin à la réalisation de ce travail et surtout nos parents.

---

# **D**édicaces

---

A mes chers parents, pour tous leurs sacrifices, leur amour, leur tendresse, leur soutien et leurs prières tout au long de mes études.

A mes chères sœurs pour leurs encouragements permanents, et leur soutien moral.

A mes chers frères (hamza,chawki ,yasser ,sofiane ,rolo, yahya,allawa ), pour leur appui et leur encouragement.

A toute ma famille pour leur soutien tout au long de mon parcours universitaire,  
Que ce travail soit l'accomplissement de vos vœux tant allégués, et le fruit de votre soutien infailible.

Merci d'être toujours là pour moi

**Amine et taki**

---

# Nomenclatures

---

## Symboles latins

P	Pression statique [ $P_a$ ]
M	Nombre de mach
V	Vitesse [ $\frac{m}{s}$ ]
F	Poussée [N]
A	Section [ $m^2$ ]
G	Coefficient de poussée
$\dot{m}$	Débit [ $\frac{kg}{s}$ ]
$C_d$	Coefficient de décharge
$I_{sp}$	Impulsion spécifique
$C^*$	Vitesse caractéristique [ $\frac{m}{s}$ ]
E	L'énergie totale [ $\frac{J}{kg}$ ]
$C_p$	Chaleurs spécifique à pression constants [ $\frac{J}{kg.K}$ ]
$C_v$	Chaleurs spécifique à volume constants [ $\frac{J}{kg.K}$ ]
$P_r$	Number de Prandtl
q	Flux de chaleur [ $\frac{J}{s}$ ]

## Symbols Grecs

$\rho$	Masse volumique [ $\frac{kg}{m^3}$ ]
$\gamma$	Constant particulière du gaz parfait
$\mu$	Viscosité dynamique [ $P_a.s$ ]

$\mu_t$   
 $\beta$

Viscosité turbulente [ $P_a \cdot s$ ]  
Coefficient de dilatation thermique

### **Abréviation**

FSS	Free Shock Separation
RSS	Restricted Shock Separation
NPR	Nozzle Pressure Ratio
RR	Réflexion régulière
MR	Réflexion de mach
CD	Convergente-Divergente
SST	Shear-Stress Transport

---

# Liste des figures

---

<i>Figure</i>	<i>Page</i>
<i>Figure 1.1 :Tuyère de laval.....</i>	<i>Page04</i>
<i>Figure 1.2 : Tuyère de la fusée historique allemande V-2.....</i>	<i>Page05</i>
<i>Figure 1.3 : Tuyère à contour profilé.....</i>	<i>Page06</i>
<i>Figure 1.4 : Tuyère annulaire.....</i>	<i>Page06</i>
<i>Figure 1.5 : Tuyère à double galbe.....</i>	<i>Page07</i>
<i>Figure 1.6 : Tuyère a zone d'expansion.....</i>	<i>Page07</i>
<i>Figure 1.7 : Tuyère à détente centrée.....</i>	<i>Page07</i>
<i>Figure 1.8 : Tuyère a double col.....</i>	<i>Page07</i>
<i>Figure 1.9 : Tuyère a double détente.....</i>	<i>Page08</i>
<i>Figure 1.10 : Tuyère orientable.....</i>	<i>Page09</i>
<i>Figure 1.11 : Moteur RS-25.....</i>	<i>Page10</i>
<i>Figure 1.12 : Soufflerie d'essai aérodynamique en circuit fermé.....</i>	<i>Page11</i>
<i>Figure 1.13 : Tuyère convergente divergente.....</i>	<i>Page11</i>
<i>Figure 1.14 :Les régimes d'écoulement dans une tuyère supersonique.....</i>	<i>Page12</i>
<i>Figure 1.15 : Régime de sur détente unidimensionnelle.....</i>	<i>Page13</i>
<i>Figure 1.16 : Régime d'adaptation.....</i>	<i>Page14</i>
<i>Figure 1.17 : Régime de sous détente.....</i>	<i>Page14</i>
<i>Figure 1.18 : Régime sur détente avec décollement naissant.....</i>	<i>Page15</i>

<i>Figure 1.19 : Régime sur détente avec découlement étendu.....</i>	<i>Page16</i>
<i>Figure 1.20 : Onde de choc normale.....</i>	<i>Page17</i>
<i>Figure 1.21 : Onde de choc oblique.....</i>	<i>Page17</i>
<i>Figure 1.22 : Réflexion régulière de l'onde de choc sur le plan de symétrie...</i>	<i>Page18</i>
<i>Figure 1.23 : a) Réflexion régulière [Document d'Onera]. B) Visualisation strioscopique de la réflexion régulière ; RL10-A5, écoulement de sous-détente avec Réflexion régulière apparente.....</i>	<i>Page18</i>
<i>Figure 1.24 : Structure d'un jet supersonique plan isobare sur-détendu ; Formation d'un disque de Mach.....</i>	<i>Page19</i>
<i>Figure 1.25 : Vulcain, régime de sur-détente avec disque de Mach classique.</i>	<i>Page19</i>
<i>Figure 1.26 : Réflexion de mach inverse.....</i>	<i>Page20</i>
<i>Figure 1.27 : Moteur vulcain Ariane 5.....</i>	<i>Page20</i>
<i>Figure 1.28 : Structure de cellules de chocs pour un jet supersonique.....</i>	<i>Page21</i>
<i>Figure 1.29 : Processus du décollement sur une plaque plane, Détery.....</i>	<i>Page22</i>
<i>Figure 1.30 : Représentation schématique du décollement libre, d'après Mouronval.....</i>	<i>Page23</i>
<i>Figure 1.31 : Représentation schématique du décollement restreint, d'après Mouronval.....</i>	<i>Page24</i>
<i>Figure 1.32 : Structure de chocs dans une tuyère diédrique de demi-angle 10° et 30°.....</i>	<i>Page25</i>
<i>Figure 1.33 : Comparaison du schéma d'écoulement pour un choc lambda asymétrique avec au mur.....</i>	<i>Page30</i>
<i>Figure 1.34 : Écoulement régulier à travers la tuyère avec 0,2 % de purge, AR =1,797, à diverses valeurs de NPR.....</i>	<i>Page31</i>
<i>Figure 1.35 : Excursion de choc sur une période de tonalité résonnante Str pour différents pas de temps.....</i>	<i>Page32</i>
<i>Figure 1.36 : Schéma de la tuyère.....</i>	<i>Page32</i>
<i>Figure 1.37 : Schéma de tuyère sur-expansée avec séparation.....</i>	<i>Page34</i>
<i>Figure 1.38: Classification des différents types d'écoulements en fonction des rapports de pression.....</i>	<i>Page35</i>

<i>Figure 1.39: Visualisation de flux .....</i>	<i>Page36</i>
<i>Figure 1.40 : Résultats pour trois tuyères, <math>Ma=1,37</math> devant les chocs.....</i>	<i>Page37</i>
<i>Figure .....</i>	<i>Page59</i>
<i>Figure.3.2 : Schéma décrivant le détail géométrique de la tuyère de la NASA.....</i>	<i>Page60</i>
<i>Figure.3.3 : Schéma géométrique des deux tuyères utilisées dans notre calcul : a) pour l'effet d'npr, b) pour l'effet d'angle de divergence <math>\alpha</math>.....</i>	<i>Page60</i>
<i>Figure.3.4 : Maillage du domaine de calcul : a) pour le calcul d'effet d'npr, b) pour l'effet de l'angle de divergence <math>\alpha</math>.....</i>	<i>Page62</i>
<i>Figure 3.5 : Evolutions de la pression statique le long de l'axe central de la tuyère pour différents maillages.....</i>	<i>Page63</i>
<i>Figure .....</i>	<i>Page64</i>
<i>Fig. 3.7 : Comparaison les stioscopies numérique et expérimentale pour <math>NPR=2.4</math> et pour <math>\alpha=11.01^\circ</math>.....</i>	<i>Page65</i>
<i>Figure. 3.8: Schéma de chocs à <math>NPR = 2,412</math>; comparaison entre a), mesures issues de l'expérience [1], b) calcul numérique de [1] et c) notre calcul.....</i>	<i>Page66</i>
<i>Figure. 3.9 : Interaction régulière (RR) <math>NPR=6</math> et <math>\alpha=10^\circ</math>: a) dissymétrique, b) symétrique.....</i>	<i>Page67</i>
<i>Figure. 3.10 : Interaction de Mach (MR) <math>NPR=2.3</math> et <math>\alpha=11.01^\circ</math> : a) dissymétrique, b) symétrique.....</i>	<i>Page68</i>
<i>Figure. 3.11 : Retour de l'écoulement.....</i>	<i>Page68</i>
<i>Fig. 3.12 : Champs du nombre de Mach, de pression statique et de température statique pour un angle de divergent <math>\alpha=11.01^\circ</math> et <math>NPR=2.3</math>.....</i>	<i>Page69</i>
<i>Figure. 3.13-: Visualisation des stioscopies numériques des structures de choc obtenues par des calculs 2D pour un NPR décroissant (à gauche) et croissant (à droite). Les structures sont visualisées à l'aide des contours de <math> \nabla\rho </math>.....</i>	<i>Page72</i>

**Figure. 3.14 : Schéma du phénomène d'hystérésis  $Sym \leftrightarrow Asym$  obtenu par simulations 2D induit par l'effet d'npr. Page73**

**Figure. 3.15: Structures de chocs obtenues par calculs 2D pour un NPR décroissant (à gauche) et croissant (à droite). Les structures sont visualisées à l'aide des contours des champs de Mach..... Page74**

**Figure. 3.16 : Schéma du phénomène d'hystérésis de  $FSS \leftrightarrow RSS$  obtenu par simulations 2D induit par l'effet d'npr..... Page76**

**Figure. 3.17: Visualisation des strioscopies numériques des structures de choc obtenues par des calculs 2D pour un angle  $\alpha$  croissant (à gauche) et décroissant (à droite). Les structures sont visualisées à l'aide des contours de  $|\nabla\rho|$ ..... Page78**

**Figure. 3.18 : Schéma du phénomène d'hystérésis  $Sym \leftrightarrow Asym$  obtenu par simulations 2D induit par l'effet d'angle  $\alpha$  de la divergence..... Page79**

**Figure. 3.19: Schéma du phénomène d'hystérésis  $FSS \leftrightarrow RSS$  obtenu par simulations 2D induit par l'effet d'angle  $\alpha$  de la divergence..... Page81**

---

# **L**iste des tableaux

---

*Tableau 3.1. : Nombre des nœuds de chaque maillage utilisé.*

63

---

# T able des matières

## *Remerciement*

*Dédicaces*

*Nomenclature*

*Liste des figures*

*Liste des tableaux*

*Table des matières*

*Introduction..... 1*

## *Chapitre 1 : Généralité sur les tuyère*

*1.1 Description générale Sur Les tuyères ..... 4*

*1.1.1 Définition..... 4*

*1.1.2 Les types des tuyères ..... 5*

*1.1.3 Application des tuyères..... 9*

*1.2 Fonctionnement d'une tuyère ..... 11*

*1.2.1 Fonctionnement théorique d'une tuyère supersonique ..... 11*

*1.2.2 Fonctionnement Réel D'une Tuyère Supersonique..... 13*

*1.3 Interaction d'onde de Choc ..... 16*

*1.3.1 Onde De Choc..... 16*

*1.3.2 Réflexion D'onde De Choc ..... 17*

*1.3.3 Cellules de choc ..... 20*

*1.4 Décollement De La Couche Limite ..... 21*

*1.4.1 Processus de décollement..... 21*

*1.4.2 décollement libre..... 22*

1.4.3	<i>Décollement restreint</i> .....	23
1.4.4	<i>La Symétrie Et La Dissymétrie De Décollement</i> .....	24
1.4.5	<i>Critère De Décollement</i> .....	26
1.5	<i>Le Taux De Pression</i> .....	27
1.6	<i>Les Paramètres De Performances</i> .....	27
1.6.1	<i>La Poussée</i> .....	27
	<i>recherche bibliographique</i> ... ..	30
	<i>Référence</i> ... ..	39

## *Chapitre2 : Modèles mathématiques*

2.1	<i>Équations fondamentales des fluides compressibles</i> .....	41
2.1.1	<i>équation de conservation de la masse</i> .....	41
2.1.2	<i>équation de conservation de quantité de mouvement</i> .....	41
2.1.3	<i>équation de conservation d'énergie</i> .....	41
2.1.4	<i>Équations de Navier-Stokes moyennées (RANS)</i> .....	43
2.1.5	<i>Equation de transport des contraintes de Reynolds</i> .....	44
2.2	<i>rappel sur dynamique de gaz</i> .....	46
2.2.1	<i>Equation de conservation de l'énergie pour les GAZ</i> : .....	46
2.2.2	<i>vitesse du son (sonique)</i> : .....	46
2.2.3	<i>Nombre de Mach</i> : .....	47
2.2.4	<i>Grandeurs génératrice réduites, pour un écoulement isentropique</i> : .....	47
2.2.5	<i>Relation d'Hugoniot dans une tuyère</i> : .....	48
2.3	<i>Modèles de turbulence</i> .....	49
2.3.1	<i>Modèle k-ε standard</i> .....	49
2.3.2	<i>Équations de transport</i> : .....	53
2.4	<i>Modélisation de la production de turbulence</i> .....	55
2.4.1	<i>Production de k</i> .....	55
2.4.2	<i>Production de ω</i> .....	55

2.5 Modélisation de la dissipation de turbulence :	55
2.5.1 Dissipation de $k$ .....	55
2.6 Constantes du modèle $k-\omega$ SST :	56
Références chapitre 02.....	60

### **Chapitre3 : Résultat et discussion**

3.1 Introduction .....	59
3.2 Maillage du domaine de calcul.....	61
3.3 Sensibilité du Maillage.....	62
3.4 Effet du modèle de turbulence .....	63
3.5 Validation du modèle de la NASA.....	64
3.6 Interaction d'ondes de choc dans une tuyère sur-détendue .....	66
3.7 Retour de l'écoulement.....	68
3.8 Présentation des champs d'écoulement .....	68
3.9 Interprétation des résultats.....	70
3.9.1 Effets du taux de pression NPR sur un ensemble des phénomènes .....	70
3.9.1.1 Effets du taux de pression NPR sur le phénomène de symétrie/dissymétrie	70
3.9.1.2 Effets du taux de pression NPR sur les transitions FSS↔RSS.....	73
3.9.2 Effets d'angle de divergence de la tuyère sur la structure globale des ondes de choc .....	76
3.9.2.1 Effets d'angle de divergence de la tuyère sur le phénomène symétrie/dissymétrie.....	77
3.9.2.2 Effets d'angle de divergence de la tuyère sur le phénomène de décollement FSS/RSS .....	79
3.10 Les parcours de la transition globaux obtenus.....	81
3.11 Les phénomènes d'hystérésis obtenus:.....	81

# Introduction générale

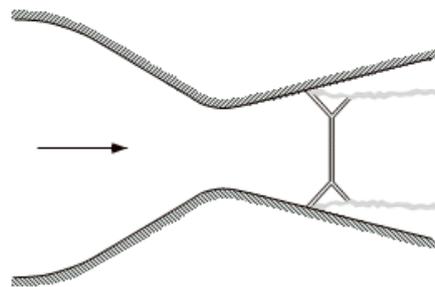
Le contrôle aérodynamique de la poussée d'un jet d'une tuyère supersonique, soit par des systèmes mécaniques (l'ensemble des pièces placées au niveau du divergent se forment des coulisseaux), c'est dire le changement de l'angle de divergence de la tuyère, voir la figure 1-a et 1-b, soit par un fluide secondaire injecté dans la partie divergente de la tuyère, pose un problème d'actualité en aéronautique et soit par la variation du taux détente de pression (est le rapport entre la pression chambre et celle de l'ambiance). Ce phénomène de contrôle a posé certains changements globaux, tels que l'orientation de jet principal, les structures des ondes de choc et la topologie d'écoulement ainsi que la localisation du point de décollement. Ces tuyères à poussée vectorielle équipent déjà certains avions militaires de combat, sont disponibles.



**Fig. 1** a) Réacteur de l'avion de Rockwell-MBB X-31 capable de réaliser une poussée vectorielle tridimensionnelle. b) Moteur d'avion F-22 est capable de produire deux poussées vectorisées, [United Technologies Corporation – Pratt & Whitney Division].

L'objectif principal de ce mémoire est de simuler numériquement l'écoulement supersonique bidimensionnels d'un fluide compressible en régime stationnaire dans une tuyère sur-détente conique convergente-divergent non-axisymétrique de la NASA [1], voir la figure 2, ayant d'une divergence d'un demi-angle de  $11.01^\circ$ . Cette étude est dans le but de comprendre les différents phénomènes d'interaction des ondes de chocs, en particulier, le phénomène de décollement, le décollement restreint et le décollement libre et les phénomènes

associés celles-ci, comme le phénomène d'hystérésis. Dans une application réelle de cette étude, il y a des moyens et des potentiels énormes pour améliorer les performances des moteurs fusés et des systèmes d'aéronef, en remplaçant les systèmes mécaniques des tuyères avec des configurations géométriques efficaces. Pour cette raison, on se base sur la variation du taux de détente  $NPR = P_{i0}/P_a$  pour un angle de divergent reste constante à la valeur  $11.01^\circ$  et aussi on peut traiter l'effet de l'angle de divergence de la tuyère où le taux de détente reste constant égal à 6. Plusieurs travaux de recherches ont traité ces phénomènes d'interactions des ondes de chocs dans les tuyères convergente-divergente, en particulier, les travaux de A. Hunter et al.[1], Sébastien Girard [1].....



**Fig. 2** Schéma d'une tuyère sur-détente avec séparation [1].

Ce mémoire est composé de trois chapitres :

- Le premier chapitre contient une généralité sur les tuyères et la théorie des écoulements dans ces dernières, suivis par une revue bibliographique.
- Le deuxième chapitre comporte les équations fondamentales des Navier-Stokes et leurs équations moyennes, ensuite les différents modèles de turbulences
- Le troisième chapitre présente les résultats de calcul numérique.

Ce mémoire se termine par une conclusion générale

# Chapitre 1

## Généralités sur les tuyères

1	Introduction.....	4
1.1	Description Générale Sur Les Tuyères .....	4
1.1.1	Définition.....	4
1.1.2	Les types des tuyères.....	5
1.1.3	Application Des Tuyères .....	9
1.2	Fonctionnement D'une Tuyère.....	11
1.2.1	Fonctionnement théorique d'une tuyère supersonique.....	11
1.2.2	Fonctionnement Réel D'une Tuyère Supersonique .....	13
1.3	Interaction D'onde De Choc.....	16
1.3.1	Onde De Choc .....	16
1.3.2	Réflexion D'onde De Choc .....	17
1.3.3	Cellules de choc .....	20
1.4	Décollement De La Couche Limite .....	21
1.4.1	Processus de décollement .....	21
1.4.2	décollement libre.....	22
1.4.3	Décollement restreint.....	23
1.4.4	La Symétrie Et La Dissymétrie De Décollement .....	24
1.4.5	Critère De Décollement.....	26
1.5	Le Taux De Pression.....	27
1.6	Les Paramètres De Performances .....	27
1.6.1	La Poussée .....	27
	Recherche bibliographique.....	30
	Référence chapitre 01 .....	39

## 1 Introduction

Les tuyères sont des conduites de section droite variable placées à l'arrière d'un moteur.

Dans ce chapitre on s'intéresse à la description générale sur les tuyères et la théorie d'écoulement, tout d'abord on donne une définition sur les tuyères et leurs types, ensuite le principe de fonctionnement et ses différents modes, après on a fait une étude sur les ondes de chocs et le décollement de la couche limite, et enfin on a présenté les paramètres de performance des tuyères, ce chapitre se termine par une étude bibliographique sur notre problématique

### 1.1 Description générale sur Les Tuyères

#### 1.1.1 Définition

Historiquement, la tuyère est le résultat des recherches de nombreux chercheurs et ingénieurs à la fin du XIX<sup>ème</sup> siècle.

Gustave de Laval construit en 1887 une machine à vapeur pour démontrer qu'un tel dispositif peut être utilisé dans des dimensions similaires, et en 1890 il a développé une tuyère permettant d'élever la vitesse de vapeur entrant dans la turbine, on le connaît de nos jours sous le nom de tuyère Convergente divergente

La fonction principale de la tuyère est de convertir l'énergie thermique de la sortie 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. [1]

La tuyère est composée de trois parties essentielles présentées dans la figure :

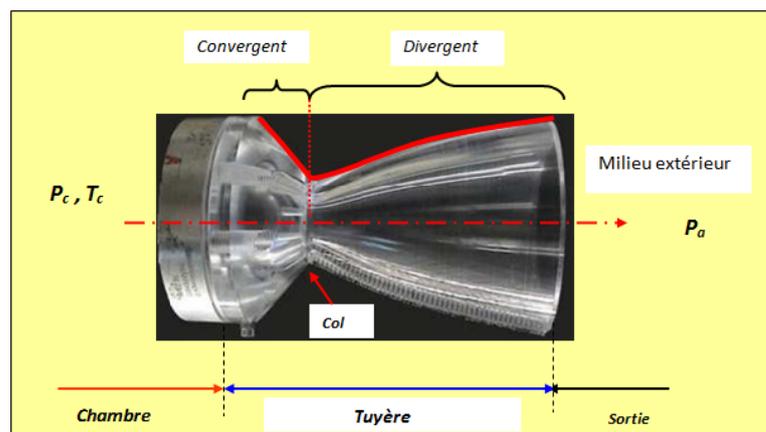


Figure 1.1 : Tuyère de Laval [33]

1. **Le convergent** : la première partie de la tuyère, située entre la chambre de combustion et le col, son rôle est accélérer les gaz

2. **Le col** : est la partie du canal d'écoulement des gaz qui a le plus petit diamètre et qui par le choix de dimension, fixe le point de fonctionnement du moteur

3. **Le divergent** : la dernière partie de la tuyère, Il augmente la vitesse d'éjection de gaz au cours de leur détente et améliore

### 1.1.2 Les types des tuyères

On trouve trois grands types des tuyères on définit comme suit

#### 1.1.2.1 Tuyères conventionnelles

##### a. Tuyères Coniques

Les tuyères à profils coniques sont utilisées particulièrement a cause de la simplicité de la conception et de la réalisation de leur divergent. La vitesse de sortie dans cette tuyère est essentiellement égale à la valeur correspondante à un NPR unidimensionnel. L'angle de divergence est entre 15 et 25 degrés. Ce type de profil simple équipe principalement les missiles et les propulseurs à poudre. [2]



*Figure 1.2 : Tuyère de la fusée historique allemande V-2 [35]*

##### b. Tuyère à contour profilé

Les tuyères coniques ont des perte de poussée considérable à cause de l'écoulement divergent à la sortie, donc pour résoudre ce problème ; il faut tourner le contour du divergent vers l'intérieur pour ramener l'écoulement à une direction axiale et aller avec la partie divergente près du col à des valeurs de divergence important de compenser la détente manquante en inclinant le profil vers l'intérieur, c'est le but de cette conception. [3]

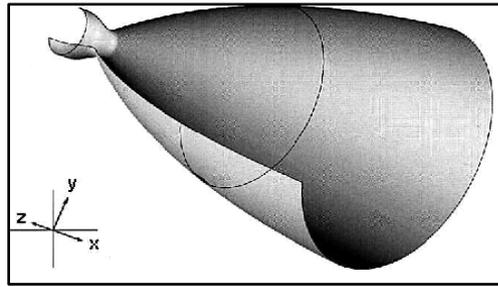


Figure 1.3 : Tuyère à contour profil [35]

### c. Tuyère annulaire

Dans les deux types de tuyères précédentes, les formes de sections au col et à la sortie sont circulaires et perpendiculaire à l'axe. La tuyère annulaire est utilisée dans les turbomachines et diffère par sa forme et des sections au col en forme d'anneau. Ce type de configuration se traduit toujours par une perte de poussée car le contour présente des bords coniques et le gaz éjecté en sortie n'est pas dirigé dans la direction axiale. [3]

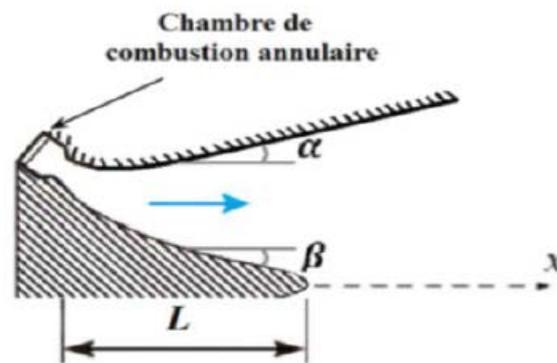


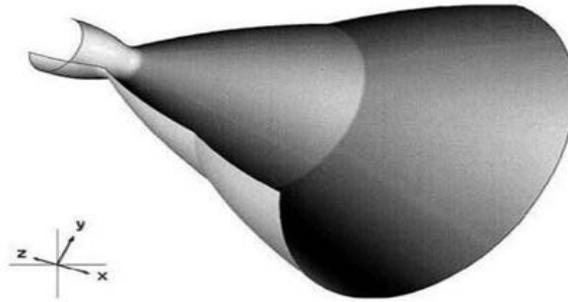
Figure 1.4 : Tuyère annulaire

#### 1.1.2.2 Tuyères Adaptées en altitude :

Les tuyères conventionnelles délivrent une poussée mais avec des pertes de charges considérables à cause de la non-axialité de l'écoulement dans le divergent à la sortie causée par des angles de déviations spécialement utilisés pour la détente des gaz. Et afin de minimiser ces pertes-là, les chercheurs ont trouvé une forme de tuyères donnant à la sortie un écoulement uniforme et parallèle avec des pertes de poussée plus moins. [3]

#### a. Tuyère à double galbe :

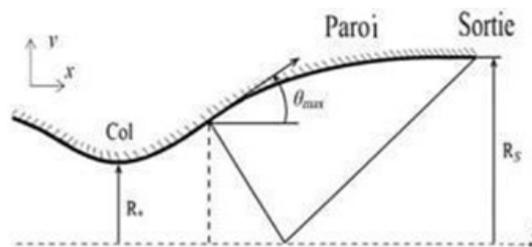
C'est une jonction de deux tuyères à simple galbe au niveau d'un point dit d'inflexion, elle appelée aussi tuyère à double cloche est l'une des tuyères utilisée généralement pour les navettes spatiales, l'avantage de ce type d'auto-adaptation de l'écoulement pour les basse et à haute altitude par une simple inflexion du contour et un décollement du jet à basse altitude, fixé à la jonction de deux galbes c'est à dire stable et symétrique à l'inflexion [3]



**Figure 1.5 :** *Tuyère à double galbe* [35]

**d. Tuyère à zone d'expansion :**

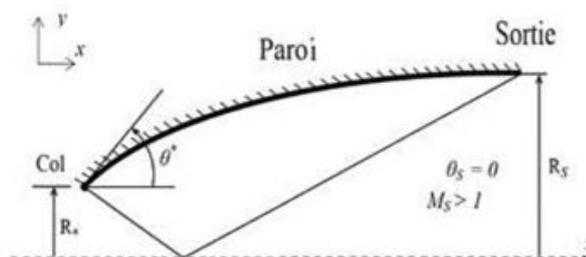
La forme de la zone d'expansion de la partie divergente est un peu arbitraire. C'est une forme d'arc circulaire de grand rayon généralement utilisée dans les souffleries. A la sortie de cette tuyère, l'écoulement devient uniforme et parallèle à l'axe de révolution, voir la figure [3]



**Figure 1.6 :** *Tuyère a zone d'expansion*

**e. Tuyère à détente centrée :**

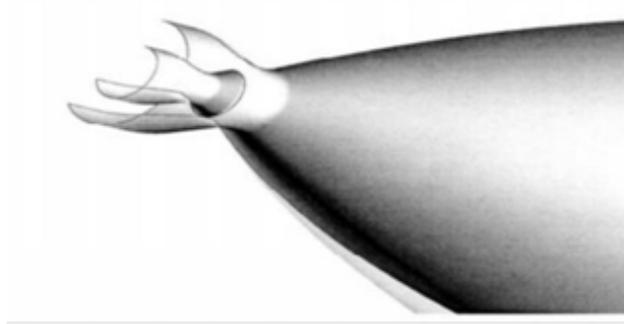
On dit la tuyère est de type à détente centrée, quand la zone d'expansion est contractée en un point, où la détente prend place à travers des ondes de Prandtl Meyer centrées à partir du coin du col de la tuyère avec un angle [1]



**Figure 1.7 :** *Tuyère à détente centrée*

**f. Tuyère double col (dual mode nozzle):**

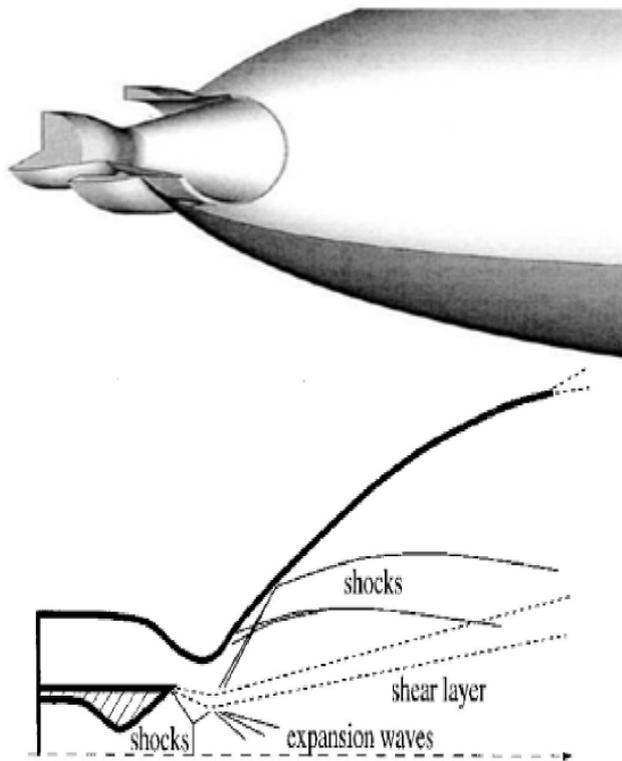
Dans cette tuyère, le moteur a un col large qui produit un rapport de détente modéré. À une certaine altitude la chambre de poussée externe s'éteint et le moteur continue à fonctionner seulement avec la chambre de poussée interne. [3]



*Figure 1.8 : Tuyère à double col .[35]*

**g. Tuyère double détente (dual-expander nozzle) :**

A basses altitudes les deux chambres de poussées fonctionnent en partageant la même section de sortie, ce qui donne un rapport de section correspondant à une détente modérée. A un certain point de la mission, l'une des deux chambres s'éteint, permettant à l'autre chambre d'utiliser la totalité de la section de sortie et de créer un grand rapport de section (une grande détente) pour le reste de la mission. [3]



*Figure 1.9 : Tuyère à double détente .[35]*

### 1.1.2.3 Tuyères innovantes

#### a. Tuyère à section variable

Dans cette tuyères la section variable est constitué d'une multitude de volets qui modifient le diamètre afin que la tuyère soit adaptée En général cet est assuré par un anneau qui est tiré ou poussé par des vérins répartis à la périphérie du canal de postcombustion. [2]

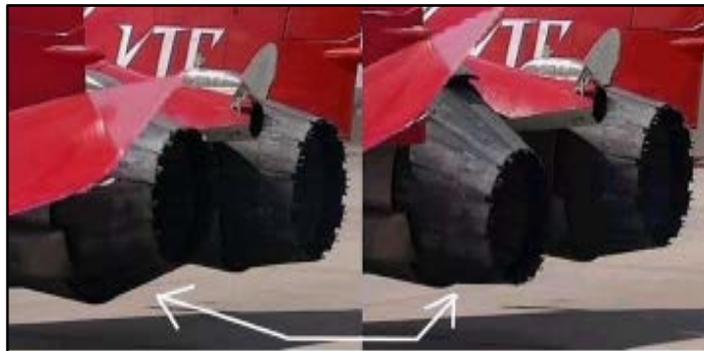
#### b. Tuyère à chevrons (tuyères en dents de scie)

C'est une tuyère pour les turboréacteurs de type double l'écoulement d'air séparés, comportant :

- Une paroi interne à l'intérieur de laquelle circule l'air primaire (FP) et qui comporte des chevrons
- Une paroi externe entourant au moins partiellement la paroi interne et le long de laquelle s'écoule un flux d'air secondaire (FS), la paroi externe étant mobile le long de la paroi interne. [2]

#### c. Tuyère orientable

C'est une tuyère articulée autour d'un ou deux axes comportant une partie et une autre partie pivotante et des vérins de commande permettant de déplacer la partie pivotante avec déformation de la structure annulaire élastique ce qui permet d'orienter l'axe de poussé. [3]



*Figure 1.10 : tuyère orientable [38]*

### 1.1.3 Application des tuyères

Le rôle principal de tuyères est de transformer la pression en énergie cinétique, Au début, la tuyère était considérée comme un organe accessoire, dans le cas d'un turboréacteur, le rôle consiste essentiellement à s'assurer que le fonctionnement compresseur à une vitesse de vol donnée, qui convient à son adaptation formes géométriques.

On utilise les tuyères supersoniques dans des nombreuses structures telles que [4]:

### 1.1.3.1 Moteur D'avion

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

Les rôles assignés à la sont défini comme suit :

- La tuyère doit assurer le blocage de l'écoulement par la variation de la surface au col en fonction du débit et des conditions de température et de pression des gaz à évacuer.
- Réaliser la détente optimale des gaz de combustion. 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.
- 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 [4].

### 1.1.3.2 Moteur fusée

Dans le cas des moteurs fusées la tuyère est une partie essentielle qui permet d'accélérer le gaz dans la sortie de chambre de combustion à une vitesse supersonique pour obtenir une force de poussée comme résultante de cette accélération, les tâches principales de tuyères dans ce moteur sont [5]

- Assurer le blocage sonique d'écoulement pour maintenir un seul régime au cours de vol
- Éviter le régime hors adaptation car le régime sur-détendu induit au décollement de la couche limite dans la tuyère
- Assure l'éjection de flux secondaires afin de générer un film de refroidissement des divergents



*Figure 1.11 : moteur RS-25 [35]*

### 1.1.3.3 Les Souffleries

Une soufflerie supersonique est une installation d'essais utilisée en aérodynamique pour recréer des conditions de vol d'un appareil à des fins expérimentales en simulant des écoulements réels [3]

Pour assurer une accélération de gaz à une vitesse supersonique on utilise des tuyères convergente-divergente, et pour récupérer une partie d'énergie cédée par le fluide on utilise un diffuseur. [1]

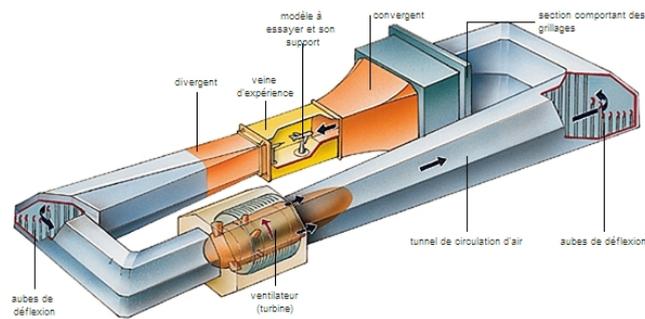


Figure 1.12 : Soufflerie d'essai aérodynamique en circuit fermé [39]

## 1.2 Fonctionnement d'une tuyère

### 1.2.1 Fonctionnement théorique d'une tuyère supersonique

Considérons le système représenté dans la figure, composé d'une tuyère de type CD, cette dernière est en communication avec un réservoir contenant un gaz à une pression génératrice  $P_c$  supposé fixe. Le divergent débouche dans un enceinte quasi infinie dont la pression statique  $P_a$  est variable [5]

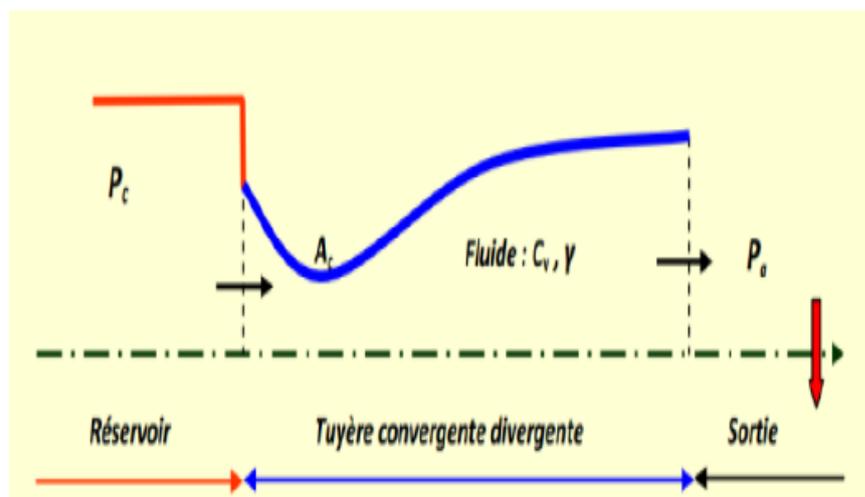


Figure 1.13 : Tuyère convergente divergent [37]

**1.2.1.1 Ecoulement Subsonique**

Au début de l'écoulement le débit augmente avec la diminution de la pression ambiante. L'écoulement est subsonique dans toute la tuyère [figure I.14, courbes (b) et (c)]. Dans le convergent la vitesse augmente et la pression diminue jusqu'à une valeur minimale atteinte au col. Dans le divergent la vitesse diminue et la pression augmente jusqu'à la pression du milieu extérieur. La pression est donc minimale dans la section du col où la vitesse passe par une valeur maximale. [6]

**1.2.1.2 Ecoulement sonique adapté**

Si  $P_a$  continue à diminuer jusqu'à une valeur caractéristique notée  $P_{ac1}$ , l'écoulement au col devient sonique et le débit atteint une valeur limite maximale [figure I.14, courbe (d)]. L'écoulement est dit sonique adapté. Partout encore, sauf au col, l'écoulement est subsonique. Au col de la tuyère, la pression atteint la valeur critique  $P^*$  et la vitesse atteint la vitesse du son. Le col est amorcé. [6]

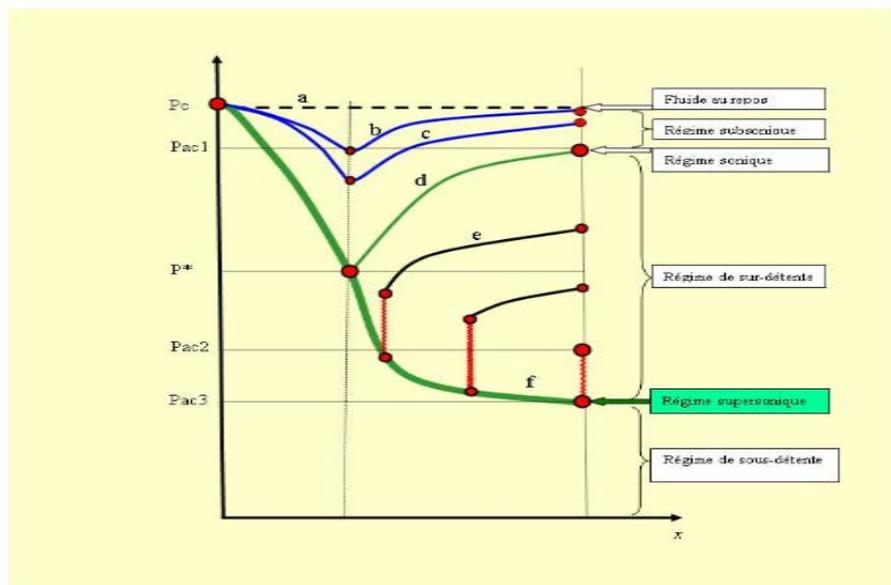


Figure 1.14 : Les régimes d'écoulement dans une tuyère supersonique. [37]

**Evolution de la pression le long de la tuyère**

**1.2.1.3 Ecoulement Sonique Non Adapté**

Si  $P_a$  diminue au-dessous de  $P_{ac1}$ , le col reste toujours sonique. Dans le divergent apparaît un phénomène irréversible appelé onde de choc, l'écoulement est dit sonique non adapté ou régime de sur détente. L'évolution de l'écoulement du gaz est représentée par la courbe (e) de la figure précédente.

Dans le convergent l'écoulement ne subit aucune modification mais dans le divergent une onde de choc stationnaire et normale à l'axe de la tuyère divise l'écoulement en deux

parties (figure I.15). Dans la première partie du divergent l'écoulement est supersonique, la vitesse continue à augmenter et la pression diminue. A travers l'onde de choc, la pression augmente brusquement, et la vitesse diminue brusquement. L'onde de choc se place de telle façon que la recompression qui s'effectue ramène la pression de la sortie à la pression ambiante  $P_a$ . Dans la deuxième partie du divergent (après l'onde de choc) la pression remonte et la vitesse diminue progressivement, l'écoulement est à nouveau subsonique. [6]

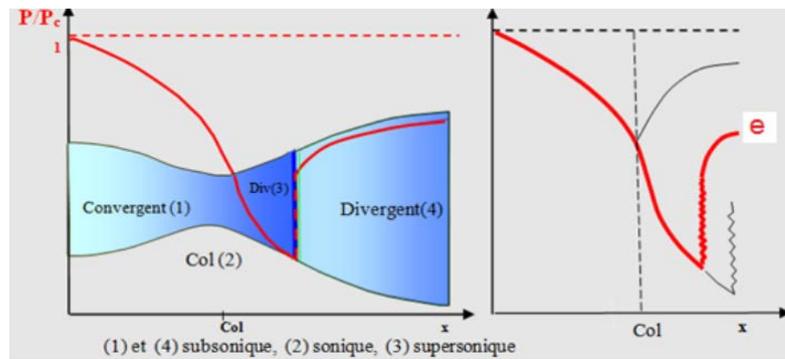


Figure 1.15 : Régime de sur détente unidimensionnelle [37]

#### 1.2.1.4 Supersonique Adapté

Un moment où l'écoulement est entièrement supersonique dans toute la tuyère si  $P_a$  continue à diminuer. Le phénomène d'onde de choc disparaît, alors la tuyère est parfaitement adaptée. L'évolution du gaz est représentée par la courbe (f) de la figure (courbe). Notons par  $P_{ac3}$  la pression ambiante pour laquelle ce phénomène se produit.  $P_{ac3}$  est appelé pression d'adaptation. [7,5]

#### 1.2.1.5 Supersonique Non Adapté

L'écoulement dans la tuyère de Laval ne subit aucune modification Lorsque la pression  $P_a$  devient inférieure à  $P_{ac3}$ , et l'écoulement est dit supersonique non adapté. L'adaptation entre la tuyère et la pression ambiante doit se faire à l'extérieure de la tuyère par l'intermédiaire d'une série d'ondes de détente obliques. [7]

### 1.2.2 Fonctionnement Réel D'une Tuyère Supersonique

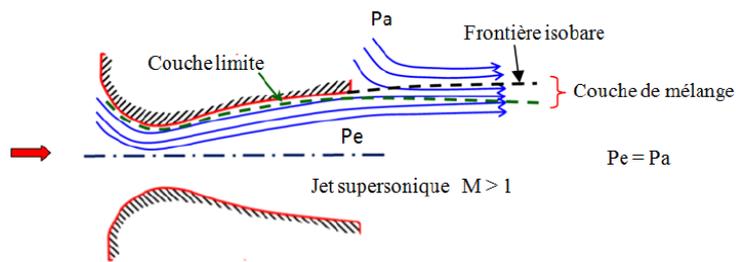
L'écoulement dans la tuyère dépend uniquement de la pression à la sortie de la tuyère notée  $P_e$  et de la pression du milieu ambiant  $P_{amb}$ .

En fonction de la différence entre ces deux pressions, on trouve trois cas

- Si  $P_e = P_a$ , le régime est dit **adapté**.
- Si  $P_e > P_a$ , le régime est dit **sous-détendue**.
- Si  $P_e < P_a$ , le régime est dit **sur-détendue**.

**1.2.2.1 Le Régime D'adaptation**

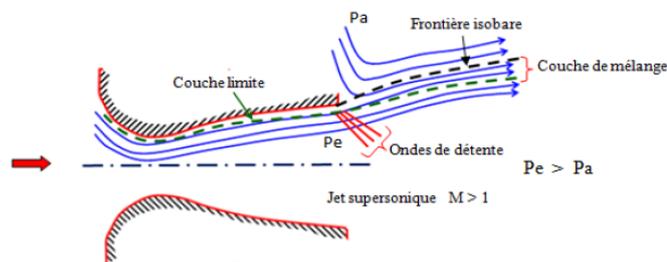
Dans le régime adapté, la détente du gaz est complètement accomplie dans la tuyère. Le gaz se détend de la chambre jusqu'à la sortie de la tuyère. A la sortie de la tuyère aucune adaptation de pression n'est nécessaire vue que la pression du milieu ambiant  $P_a$  est égale à la pression de sortie  $P_e$ . L'écoulement du gaz sort de la tuyère sous forme d'un jet supersonique quasi-uniforme. Une frontière isobare sépare le jet supersonique du fluide ambiant. A la sortie de la tuyère, la couche limite du jet contact avec le fluide ambiant et l'entraîne dans son sillage. Cette interaction forme une couche de mélange. [8]



*Figure 1.16 : régime d'adaptation*

**1.2.2.2 Le régime de Sous détente**

Le régime sous détente est un régime hors adaptation. Il se réalise lorsque la pression du milieu ambiant  $P_a$  est inférieure à la pression d'adaptation. La détente est incomplète dans la tuyère. En sortant de la tuyère, le gaz continue sa détente de la pression de sortie  $P_e$  à la pression inférieure ambiante  $P_a$ . La suite de la détente du gaz est réalisée à la sortie de la tuyère par un faisceau d'ondes de détente. Vu que la pression de sortie est supérieure à la pression ambiante, on observe un élargissement du jet supersonique à la sortie de la tuyère. La frontière isobare qui sépare le jet supersonique du fluide du milieu ambiant prend une forme divergente. [9]



*Figure 1.17 : régime de sous détente*

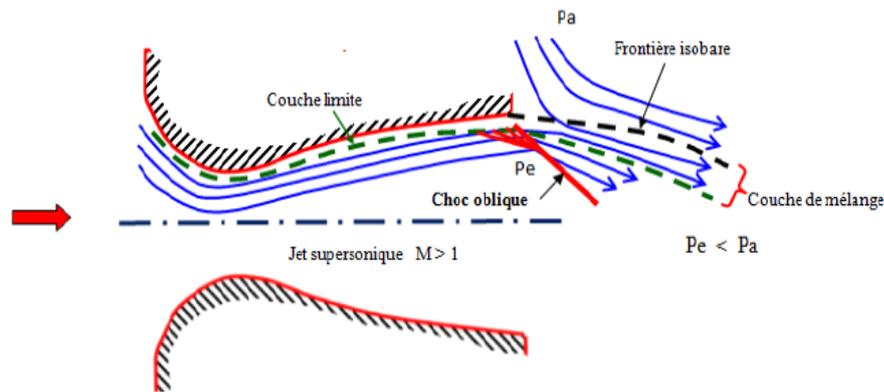
**1.2.2.3 Le Régime de sur détente**

Ce régime hors adaptation se produit lorsque la pression du milieu ambiant  $P_a$  est supérieure à la pression d'adaptation de la tuyère. La détente des gaz dans la tuyère s'effectue

jusqu'à une pression statique  $P_1$  inférieure à la pression  $P_a$ . La couche limite du jet dans cette situation subit une contre-pression et un choc d'intensité  $P_2 / P_1$  se forme dans l'écoulement. La pression  $P_2$  est la pression après le choc, elle est presque égale à la pression ambiante. Suivant l'intensité du choc, on trouve le régime de sur-détente avec décollement naissant et le régime de sur-détente avec décollement étendu. [9]

### 1.2.2.3.1 Sur détente avec décollement naissant :

Pour des gradients de pression adverse modérés, la couche limite subsonique détecte la contre pression en un point O le point origine de l'interaction juste un peu en avant de la sortie de la tuyère. La couche limite décolle de la tuyère à la lèvre et un choc oblique se forme à la sortie de la tuyère. Dans ce régime il n'y a pas de point de décollement. Ce régime de sur détente est le régime de sur-détente avec décollement naissant. [6]



*Figure 1.18 : régime sur détente avec décollement naissant*

### 1.2.2.3.2 Sur détente avec décollement étendu

La couche limite n'est pas en mesure de supporter n'importe quelle valeur de contre pression. Au-delà d'une certaine valeur critique, la couche limite décolle à l'intérieur de la tuyère. Ce décollement entraîne une profonde modification de l'écoulement, comme le montre le montage réalisé dans la figure. [6, 8, 9]

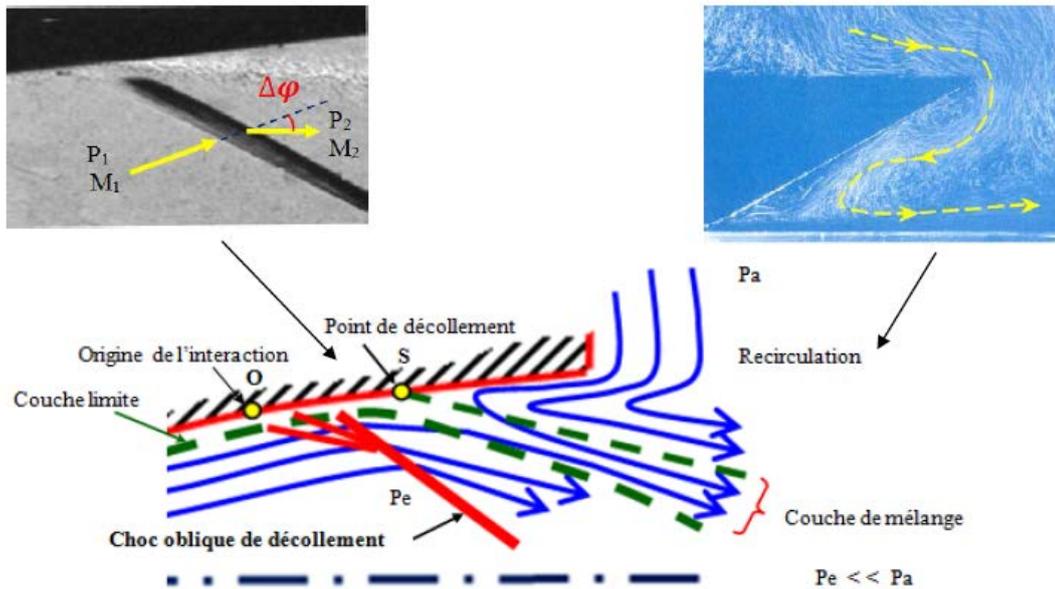


Figure 1.19 : régime sur détente avec décollement étendu (onera)

### 1.3 Interaction D'onde De Choc

#### 1.3.1 Onde De Choc

L'onde de choc est une zone d'accumulation de perturbation élémentaire où les phénomènes physiques sont extrêmement violents. A travers cette zone de très faible dimension (de l'ordre 1/10000 m d'épaisseur), en résulte une discontinuité de pression, température, masse volumique et vitesse

Les ondes de choc se développent lorsqu'un écoulement décélère rapidement en réponse à une augmentation successive de la pression ou encore, lorsque l'écoulement change de direction ce qui en résulte une variation très rapide des caractéristiques de l'écoulement qui s'effectue sur une distance extrêmement courte, de telle sorte que l'onde de choc apparait comme une discontinuité séparant des écoulements amont et aval. L'écoulement restera isentropique en amont et en aval de choc, mais l'entropie ne sera nécessairement pas la même. [5]

##### 1.3.1.1 Onde De Choc Normal (Droite)

Une onde de choc normal, est une surface de discontinuité plane non isentropique, perpendiculaire à l'écoulement où le vecteur vitesse de l'écoulement est droit au front du choc.

Le processus de transition d'un côté à un autre du choc, lié à très forts gradients de vitesse, de température et de pression, conduisant à un état hors équilibre.[10]

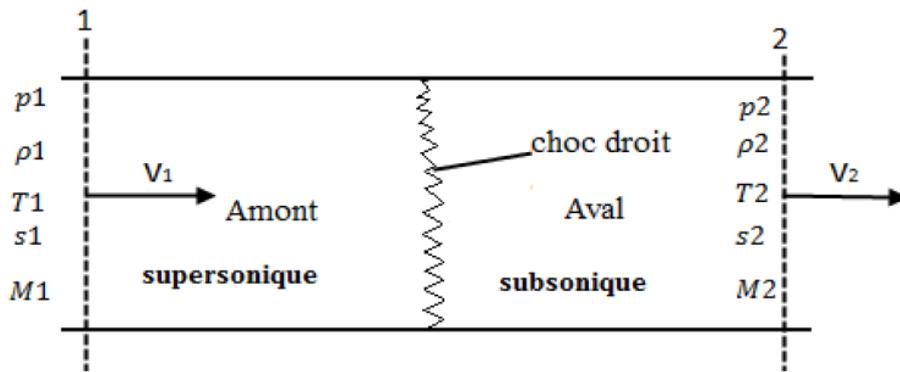


Figure 1.20 : onde de choc normale[10]

### 1.3.1.2 Onde De Choc Oblique

Une onde de choc oblique est créée lorsqu'un écoulement est défléchi (par un obstacle), par exemple suite à une inflexion de la paroi. [10]

L'écoulement ici trouve une certaine compression à travers l'obstacle ce qui provoque une décélération d'écoulement et en parallèle une augmentation de pression d'où naissance d'une onde de choc oblique.

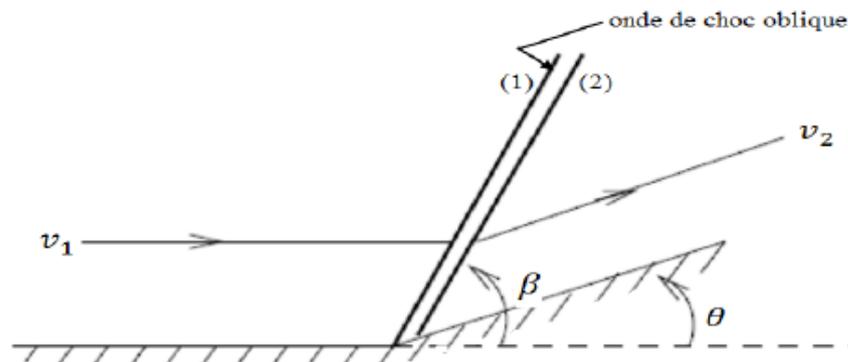


Figure 1.21 : onde de choc oblique [10]

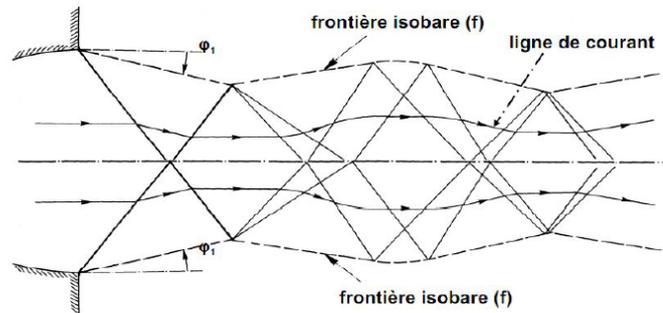
### 1.3.2 Réflexion D'onde De Choc

Dans le régime sur détente on peut observer plusieurs type de réflexion de choc, réflexion régulier, réflexion de mach et réflexion de mach inverse, La réflexion des chocs dépend fortement du profil de la tuyère et du rapport de pression  $P_c/P_a$

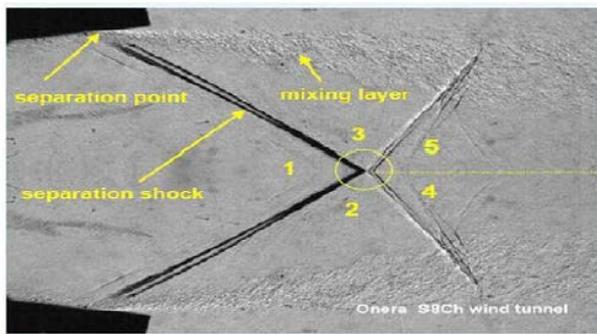
#### 1.3.2.1 Réflexion Régulière

La réflexion régulière est observée, lorsque deux ondes de chocs obliques de décollement interfèrent, conduisant à deux ondes de chocs réfléchissantes. Ce type de réflexion est montré sur les Figure I.22 et I.23. La Figure I.22 représente l'écoulement de sur détente et la structure des chocs de détente, tandis que la Figure I.23 (gauche) tirée à partir des résultats expérimentaux de l'Onera, montre la structure topologique de l'écoulement avec la

présence des chocs. La Figure I.23 (droite) représente la topologie d'un jet supersonique d'écoulement en régime de sous-détente avec réflexion régulière obtenue à partir de Jan Östlund [17].



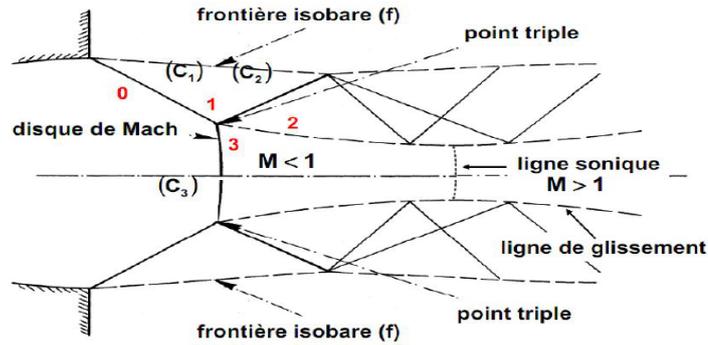
**Figure 1.22 :** Réflexion régulière de l'onde de choc sur le plan de symétrie [Document d'Onera].[17]



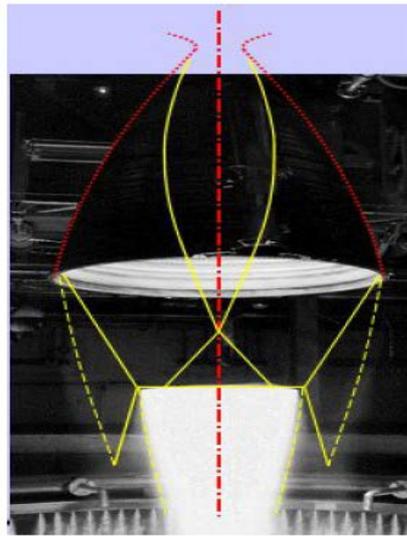
**Figure I.23 :** a) Réflexion régulière [Document d'Onera]. b) Visualisation strioscopique de la réflexion régulière ; RL10-A5, écoulement de sous-détente avec réflexion régulière apparente [17]

### 1.3.2.2 Réflexion de mach

La réflexion de Mach est observée (Figure I.24), lorsque deux ondes de chocs obliques faibles de décollement interfèrent, il se forme une onde de choc forte quasi-normale (disque de Mach) et deux ondes de chocs réfléchissantes, ayant deux points triples et deux lignes de glissement, où l'écoulement derrière le disque de Mach est purement subsonique ( $M < 1$ ). Ces deux lignes de glissement séparent les zones supersoniques situées en aval du disque de Mach. La Figure I.25 représente la strioscopie d'écoulement en régime de sur détente d'une tuyère Vulcan, indiquant la structure des chocs en réflexion de Mach.[17]



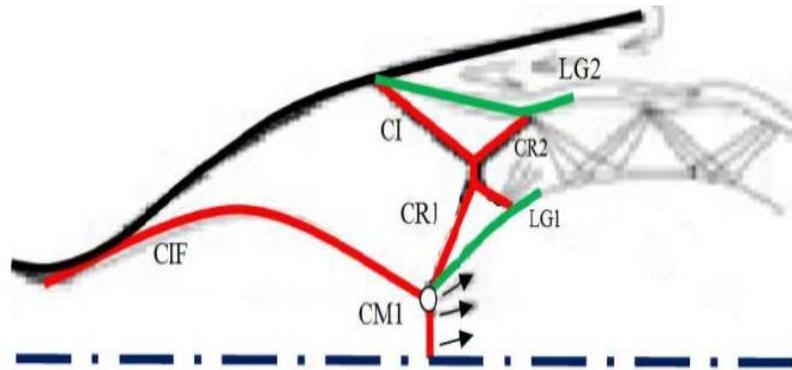
*Figure 1.24 : Structure d'un jet supersonique plan isobare sur-détendu ; Formation d'un disque de Mach [Document d'Onera].*



**Figure 1.25 :** Vulcain, régime de sur-détente avec disque de Mach classique. [17]

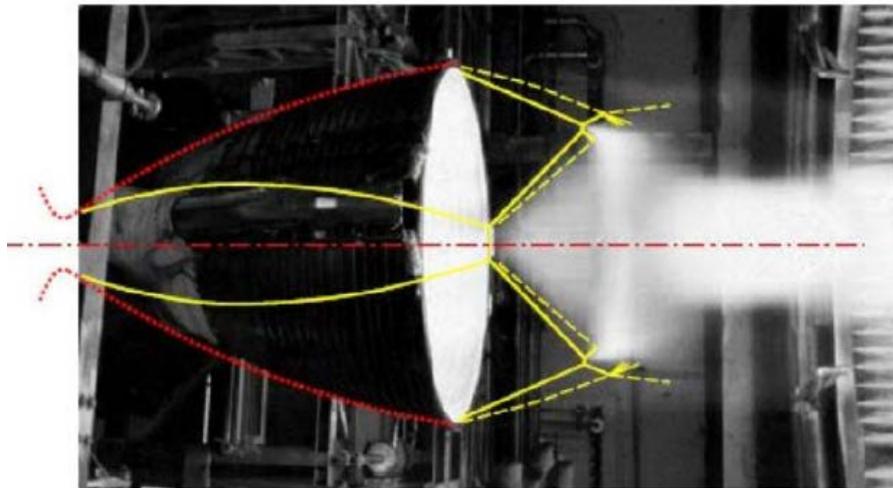
### 1.3.2.3 Réflexion de mach inverse

Dans les tuyères fortement optimisées en poussée, il se forme un choc interne de focalisation CIF. Ce choc est à cause de changement de courbure de la paroi au niveau du col. Ce choc interne de focalisation se réfléchit de manière singulière sur l'axe, créant un disque de Mach, et un choc réfléchi CR1 qui interagit à son tour avec le choc oblique CI. La ligne LG est les lignes de courant après le disque de Mach, divergent de l'axe de symétrie. Cette interaction de chocs complexe forme une structure de choc particulière appelée structure de chocs en chapeau (figures I.24). La réflexion de mach qui fait apparaître cette structure de chapeau est appelée réflexion de Mach inverse. [11]



*Figure 1.26 : réflexion de mach inverse*

La photographie de la figure 1.27 montre la structure de chocs en chapeau pour le moteur Vulcain du lanceur Ariane 5 testé au banc d'essai P5 du laboratoire DLR en Allemagne. [11]



*Figure 1.27 : moteur vulcain Ariane 5.5 [34]*

### 1.3.3 Cellules de choc

Plusieurs cellules de chocs sont observées sur la Figure Cette structure de chocs est obtenue à partir d'un jet supersonique symétrique par rapport à l'axe de ce dernier. Ces cellules sont composées d'un ensemble de chocs et des points d'interaction ou de séparation entre eux. Ces cellules ont des caractéristiques importantes, par exemple leurs longueurs, et leurs largeurs. Elles sont influencées par les effets des paramètres indiqués ci-dessus [11]

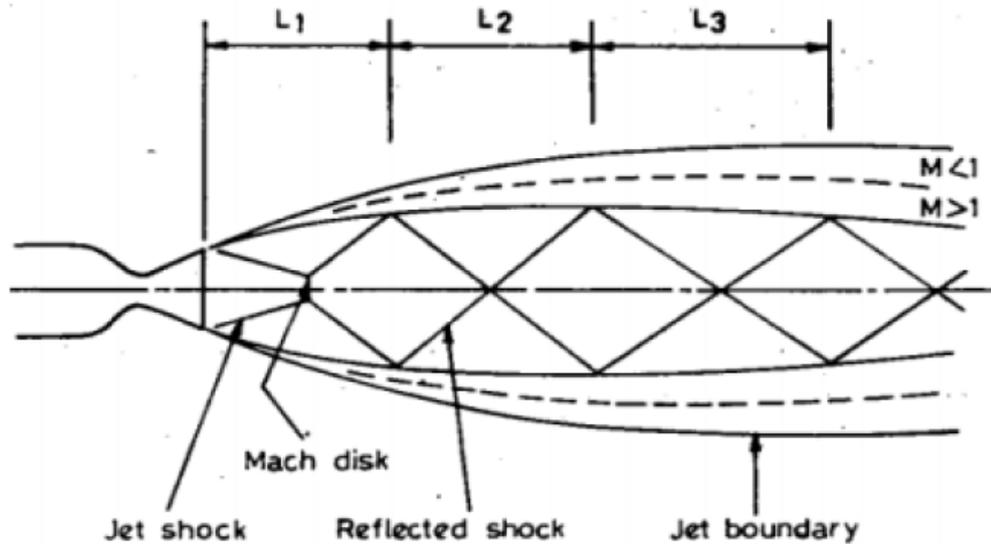


Figure 1.28 : Structure de cellules de chocs pour un jet supersonique [36]

#### 1.4 Décollement De La Couche Limite

Dans le régime sur-détente, on observe un décollement de la couche limite à l'intérieur du tuyère à cause de la contre pression  $P_a$  à la sortie de la tuyère, dans ce décollement on trouve une large augmentation de pression pariétale, l'évolution de cette pression modifie la poussée du tuyère, a cause de cette modification c'est difficile de connaitre si le régime provoquera un décollement ou pas et s'on trouve un décollement quelle es la position de point de décollement et comment la pression pariétale évoluée.

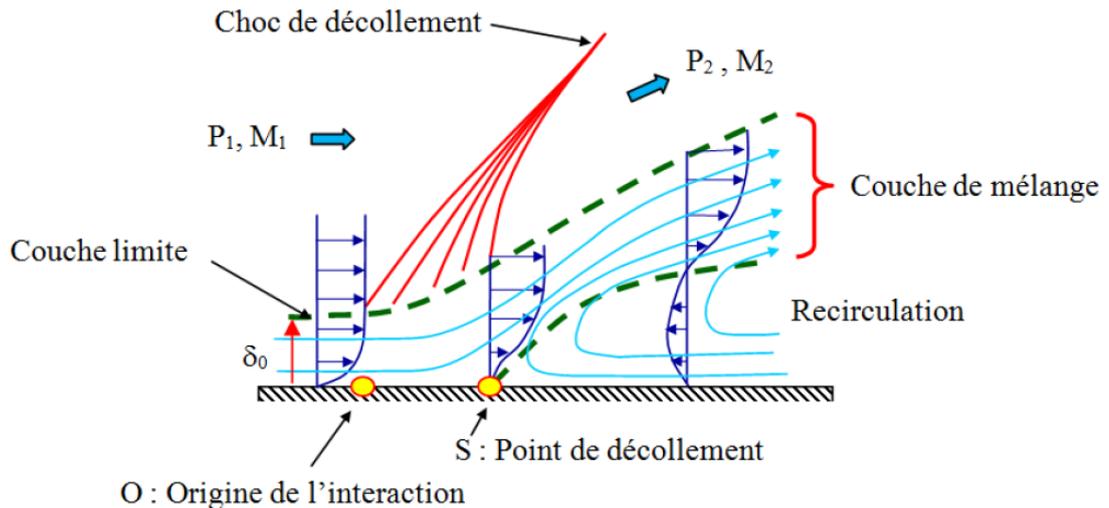
On trouve deux types de décollement

- Décollement libre
- Décollement restreint

##### 1.4.1 Processus de décollement

Le phénomène de décollement a une relation directe au comportement dynamique de la couche limite. Le décollement se passe lorsque la couche limite se développe en présence d'un gradient de pression adverse, donc dans une situation où la pression augmente dans la direction de l'écoulement. Dans ce cas, la vitesse de l'écoulement externe diminue et les particules fluides subissent une décélération. La décélération est très importante dans la couche limite du fait des transferts de quantités de mouvement par les forces visqueuses.

D'après l'expérience réalisé par Jean Délery, d'un décollement de l'écoulement supersonique sur une paroi plane il a relevé les points suivants [8]



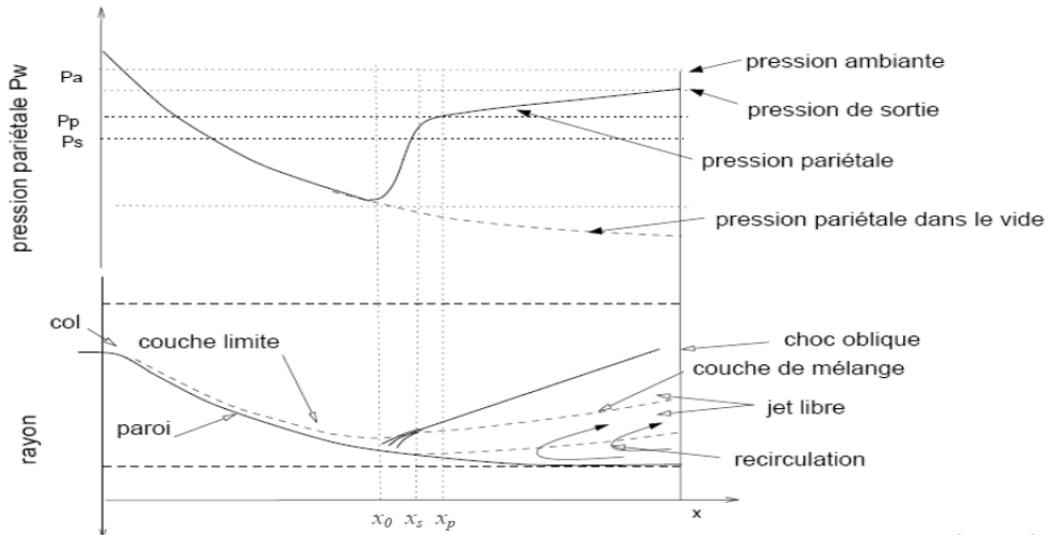
**Figure 1.29 :** Processus du décollement sur une plaque plane, Déclery

- D'après le point O, qui s'appelle origine de l'interaction, la couche limite commence à s'épaissir dans le même temps quand son profil de vitesse tend à se vider, les régions voisines de la paroi sont plus ralenties que les parties externes.
- En même temps, des ondes de compression sont induites dans l'écoulement voisin du fluide supposé parfait, ces ondes se focalisent pour constituer un choc de décollement d'une façon très rapide
- Le décollement se forme en un point S où le profil de vitesse  $u(y)$  de la couche limite est tel qu'à la paroi  $\frac{\partial u}{\partial y} = 0$ . En ce point de décollement, il y a annulation du frottement pariétal.
- En aval de S, les profils  $u(y)$  comportent, près de la paroi, un courant de retour (recirculation) ou la vitesse est à contre-courant de l'écoulement principal. Ce reflux est dû à l'action opposant du champ de pression qui refoule, vers l'amont, le fluide à faible énergie de la portion interne de la couche limite. Dans cette région dite décollée, le frottement pariétal  $\tau_w$  est négatif, sa valeur absolue étant toutefois plus faible.

#### 1.4.2 Décollement libre

Le décollement libre (Free Shock Séparation FSS) est le décollement qui, apparaît lorsque la couche limite de l'écoulement décolle en amont de la sortie de la tuyère, sous l'effet du gradient de pression adverse et que l'écoulement décolle débouche librement de la tuyère. La configuration de décollement libre peut apparaître dans toutes les tuyères, idéale tronquée ou optimisée à contour parabolique, en régime de sur-détente. Ce décollement se produit quand l'écoulement est entièrement séparé de la paroi. Pendant que la sur-détente se

développe, le point de décollement se déplace plus loin en amont dans la tuyère, (Fig. I.29). [12]



**Figure 1.30** : Représentation schématique du décollement libre, d'après Mouronval.[12]

D'après la figure on trouve que dans la première région en amont du point  $x_0$ , où la couche limite est fixée à la paroi, on a le même comportement qu'en régime d'adaptation. Dans la deuxième région, la pression croît de la pression minimum  $P_0$  à la pression plateau  $P_p$ . Cette région est une région d'interaction. La couche limite commence à s'épaissir au point  $x_0$ , mais elle ne se sépare pas de la paroi jusqu'à ce que la force de frottement pariétal  $\tau_w$  soit nulle au point de décollement  $x_s$ . La troisième région est une région de recirculation de l'écoulement qui est entièrement séparée de la paroi.[12]

### 1.4.3 Décollement restreint

Le régime de décollement qui peut apparaître lorsque le recollement de la couche limite intervient sur le divergent juste après le décollement. Ce régime est appelé décollement restreint (Restricted Shock Separation RSS)

(Fig. I.30). Pour ce régime n'ayant lieu qu'à certains rapports de pression, la couche limite décolle puis recolle rapidement sur la paroi de la tuyère. L'évolution de la pression pariétale en aval du décollement est marquée par une succession de détente et de ré-compression, la pression pariétale dépassant parfois la pression ambiante. Ce phénomène est attribué au recollement de l'écoulement décolle. [12]

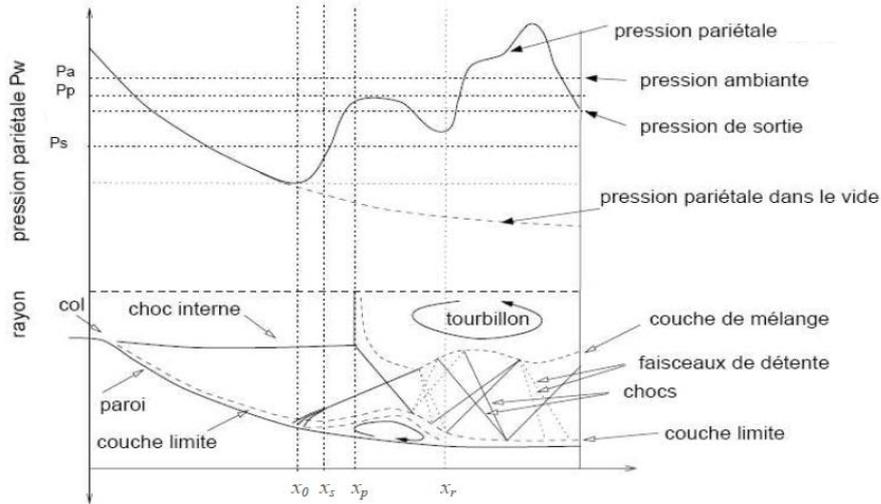
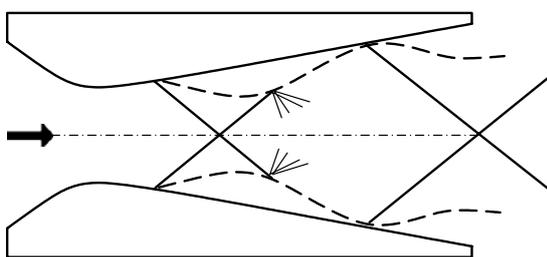


Figure 1.31 : Représentation schématique du décollement restreint, d'après Mouronval.

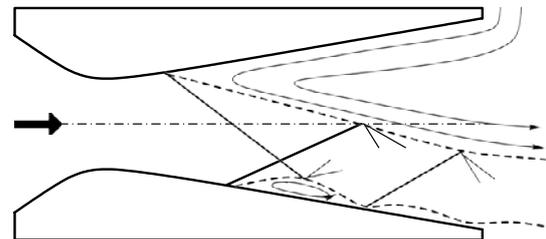
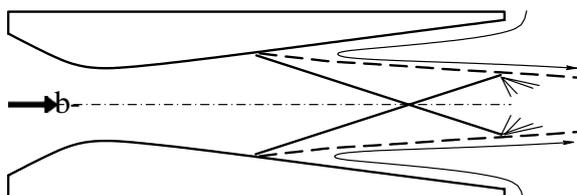
### 1.4.4 La Symétrie Et La Dissymétrie De Décollement

Lawrence en 1963 [16] effectué une étude systématique des configurations de chocs existe dans des tuyères bidimensionnelles planes et dans des tuyères de révolution. Il caractérise, suivant les valeurs du rapport de la pression chambre  $p_c$  sur la pression aval  $p_a$ , et d'après des visualisations, des régimes où les structures de chocs sont symétriques et des régimes de chocs dissymétriques. Cette étude a été faite sur des tuyères bidimensionnelles planes de type diédrique et de type profilé, des tuyères de révolution avec des profils coniques et des profils galbés. Les différentes configurations ont été obtenues en faisant varier la pression génératrice  $p_c$  des tuyères, la pression aval ambiante  $p_a$  restant fixe. On s'intéresse plus particulièrement aux écoulements de tuyères planes diédriques.

- Tuyère diédrique à  $10^\circ$  de demi-angle de divergence



a- Symétrique avec recollement  $5 \leq \frac{P_c}{P_a} \leq 8$

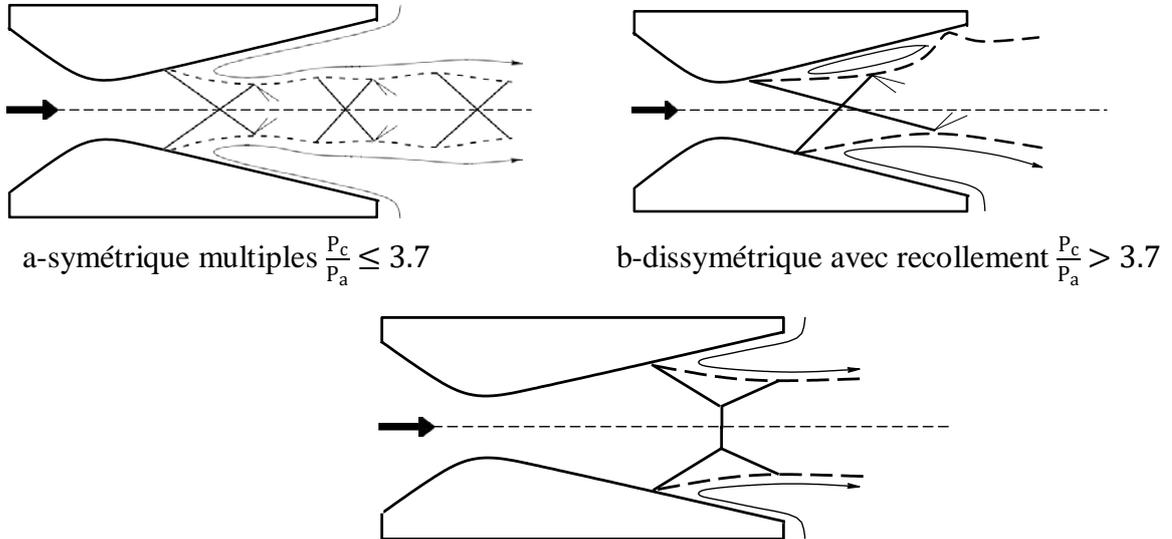


b-Dissymétrique avec recollement  $8 \leq \frac{P_c}{P_a} \leq 10$

c- symétrique sans recollement  $\frac{P_c}{P_a} \cong 10.3$       d-dissymétrique sans recollement  $\frac{P_c}{P_a} \geq 10.3$

structure de choc dans une tuyère diédrique de demi angle 10° [16]

- Tuyère diédrique à 30° de demi-angle de divergence



c-symétrique avec disque de mach  $\frac{P_c}{P_a} > 5.2$

**Figure I.32 :** Structure de chocs dans une tuyère diédrique de demi-angle 10° et 30° [16]

Lawrence a précisé que pour les tuyères dièdres, l'inclinaison de la configuration dissymétrique peut être obtenue en perturbant la zone de séparation en plaçant des obstacles d'un côté ou de l'autre de la paroi en sortie de tuyère, Par conséquent, il montre que la répartition de la pression de paroi en aval du choc de séparation joue un rôle important dans l'organisation du flux de séparation. Lawrence a conclu que la séparation dans la buse est affectée par deux phénomènes physiques différents. Le premier est dû à l'entraînement de l'écoulement en aval de la séparation qui modifie la répartition locale de la pression de paroi dans cette région. Le deuxième phénomène est la séparation libre causée par l'interaction onde de choc-couche limite. L'argument pour prédire les points de séparation stationnaires dans la tuyère en utilisant les méthodes utilisées pour étudier la séparation des couches limites supersoniques en deux dimensions est valable tant que l'estimation de la pression aval est correcte. Par conséquent, la séparation des variables régissant l'emplacement est : la distribution de vitesse dans la couche limite, le nombre de Mach et les valeurs de pression séparant les régions en amont et les eaux mortes. La géométrie divergente est importante car elle affecte le comportement de ces variables. Enfin, plusieurs caractéristiques d'écoulement instable et asymétrique dans des tuyères axisymétriques et bidimensionnelles ont été

identifiées, telles que des fluctuations de choc rapides. Un changement rapide de détachement avec et sans rattachement peut être observé

### 1.4.5 Critère De Décollement

Il existe des différents critères de décollement qui sont utilisés dans le cas de modélisation les phénomènes dans les tuyères supersoniques

#### 1.4.5.1 Critère De Summerfield

Le critère de Summerfield est le critère le plus ancien et le plus simple, il est tiré d'essais effectués dans une tuyère sur-détendue dans une gamme de rapports de pression  $P_0/P_p$  de 15 à 20[7]

$$\frac{P_0}{P_p} = 0.4 \quad (1.1)$$

$P_0$  : La pression de la chambre

#### 1.4.5.2 Critère Empirique De Zukoski

Les expériences de Zukoski [20] sont basées sur l'étude des décollements face à une marche ou à une rampe. Elles étaient limitées aux cas d'écoulements bidimensionnels plans pour un domaine de nombre de Mach entre 2 et 6. Les résultats de ces expériences sont donnés pour un domaine de nombre de Reynolds de couche limite  $Re_\delta$  (3.104 à 1.2.106) et pour plusieurs rapports de la hauteur de la marche à l'épaisseur de la couche limite, pour les conditions suivantes : couche limite turbulente, épaisseur de la couche limite inférieure à la hauteur de la marche. La pression plateau  $P_p$ , de même que les autres caractéristiques de la zone décollée, semblent indépendantes du nombre de Reynolds. Cette indépendance justifie la corrélation proposée par Zukoski, liant le saut de pression à travers le choc de décollement uniquement à la pression statique  $P_0$  et au nombre de Mach amont  $M_0$ . La corrélation de Zukoski s'écrit alors [7]

$$\frac{P_p}{P_0} = \left(1 + \frac{M_0}{2}\right) \quad (1.2)$$

Une autre corrélation issue de l'étude menée par Zukoski concerne la pression au point de décollement  $P_s$

$$\frac{P_s}{P_0} = \left(1 + 0.73 \frac{M_0}{2}\right) \quad (1.3)$$

### 1.4.5.3 Critère De Schmucker

Schmucker a proposé un critère empirique à partir des données expérimentales issues d'essais sur les moteurs fusées à propergols liquides. La corrélation proposée par Schmucker donnant le saut de pression est la suivante : [9]

$$\frac{P_p}{P_0} = (1.88M_0 - 1)^{0.64} \quad (1.4)$$

## 1.5 Le Taux De Pression

Le terme NPR est l'abréviation de Nozzle Pressure Ratio ou taux de détente

Dans une tuyère convergente divergente le NPR est le rapport entre la pression de réservoir  $P_r$  et pression de volume ambiante  $P_a$

$$NPR = \frac{P_r}{P_a} \quad (1.5)$$

Pour avoir un écoulement dans une tuyère il faut que le  $NPR > 1$  [13].

## 1.6 Les Paramètres De Performances

### 1.6.1 La Poussée

La poussée est la force délivrée par une tuyère, elle 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 la pression ambiante. **En théorie monodimensionnelle d'un écoulement permanent non visqueux, la poussée s'écrit : [7]**

$$F = mV_e + (P_e - P_0) * A \quad (1.6)$$

$V_e$  : vitesse d'éjection

$P_e$  : Pression de sortie

$P_0$  : Pression ambiante

#### 1.6.1.1 Coefficient De Poussée

Le coefficient de poussée est une quantité sans dimension. Il est défini comme le rapport de la poussée  $F$  sur le produit de la pression génératrice et la section de sortie de la tuyère, c'est le paramètre qui caractérise la performance de la partie divergente et la qualité de détente dans la partie divergente. Le coefficient de poussée est donné par : [7]

$$G = \frac{F}{P_t * A_e} \quad (1.7)$$

Avec :

$F$  : Force de poussée

$P_t$  : Pression total

$A_e$  : Section de sortie de la tuyère

### 1.6.1.2 La Vitesse Effective

C'est un paramètre qui tient compte de la correction atmosphérique, on note cette vitesse par  $V_{eff}$ , la vitesse effective c'est la vitesse de la sortie de tuyère définie par le rapport de la poussée au débit massique [5].

$$V_{eff} = \frac{F}{\dot{m}} \quad (1.8)$$

### 1.6.1.3 La Vitesse Caractéristique

C'est un paramètre qui fonction que de la nature du mélange gazeux et de température de combustion, cette vitesse est notée par  $C^*$ , et définie par le rapport suivant [5]

$$C^* = \frac{P_t A_e}{\dot{m}} \quad (1.9)$$

### 1.6.1.4 L'impulsion spécifique

L'impulsion spécifique notée  $I_{sp}$  peut être déduite de la vitesse effective, si la poussée et le débit massique sont assumés indépendants, on pourra écrire:

$$V_{eff} = \frac{F}{\dot{M}} = \frac{\int P dt}{\int \dot{m} dt} = \frac{I}{M_{combustible}} \quad (1.10)$$

Cette relation exprime en fait l'impulsion totale obtenue d'une unité de masse de combustible. Interprétée ainsi, ceci introduit un autre paramètre qui pourrait y être associé et qui est l'impulsion spécifique:[14]

$$I_{sp} = \frac{V_{eff}}{g} = \frac{F}{\dot{m} g} \quad (1.11)$$

C'est paramètre utilisé pour comparer les performances des propergols utilisés pour la propulsion. [5]

### 1.6.1.5 Le Rendement D'une Tuyère

A cause principalement des effets de frottement, Généralement les performances réelles d'une tuyère sont légèrement différentes des performances théorique d'un écoulement isentropique à cause des effets de frottement.

Le coefficient de décharge noté ( $C_d$ ) est défini comme le rapport du débit actuel réel à celui isentropique:[14]

$$C_d = \frac{\dot{m}_{réel}}{\dot{m}_{isentropique}} \quad (1.12)$$

L'efficacité  $\eta_{c*}$  est définie comme le rapport de la vitesse caractéristique mesurée à la vitesse idéale

## Recherche bibliographique chapitre 01 :

Dans le domaine supersonique et les moteurs des fusées les tuyères de type convergente divergente ces dernières fonctionnent en convertissant l'énergie fournie à partir de la pression du flux sortant de carburant et l'énergie thermique de la combustion en énergie cinétique en forme de vitesse d'échappement très élevée

Dans la convergence de la tuyère de la fusée, l'échappement se déplace à un niveau relativement basse vitesse (subsonique) et il devient sonique à la gorge. L'échappement compressible augmente jusqu'à atteindre la sortie et c'est supersonique dans la divergence. La taille et la forme d'une tuyère de fusée sont également très importantes. La section convergente commence au niveau de la chambre de combustion est généralement formée de manière à éviter tout écoulement. Perturbé de quelque manière que ce soit, c'est-à-dire que la convergence n'est pas trop abrupte et n'a pas de bords durs. La taille de la gorge est déterminée par certaines caractéristiques du moteur telles que la pression de la chambre de combustion et la chimie des gaz d'échappement.

L'interaction de l'écoulement primaire d'une tuyère supersonique avec l'obstacle formé par le jet secondaire injecté dans la divergence donne lieu à un choc détaché (Bow Shock). Ce choc interagit avec la couche limite du flux primaire, ce qui conduit au décollement de celle-ci. Cette interaction donne naissance à un choc attaché se développant devant le décollement. La structure du choc en forme de lambda qui en résulte provoque la déviation de l'écoulement primaire.

Dans le cadre de l'étude de ces phénomènes dans l'écoulement on trouve plusieurs études et expériences telles que :

□ **A.A.Khan** et **T.R. Shembharkar [18]** ont effectué une expérience sur une tuyère CD pour le rapport de pression et sa relation avec la présence de choc à l'intérieur de la divergence, ce calcul avec fluent basé sur les conditions initiales d'entrée en pression totale  $P_0 = 3.5 * 10^5 \frac{N}{m^2}$  et une pression statique de sortie varie avec la variation des rapports NPR=1.20/1.29/1.34/1.44/1.72/1.97/2.09/2.26

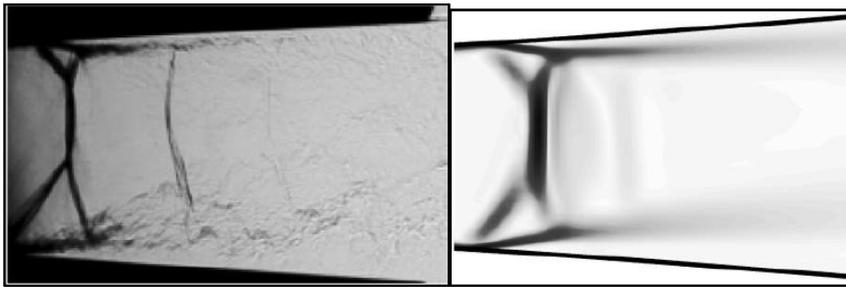
Les calculs ont été commencés avec une grille quadrilatère de 50\*100 dans la tuyère mais les solutions finales ont été obtenues sur des grilles arrivant jusqu'à 3 à 4 fois le nombre initial des cellules. À la fin de leur étude ils ont conclu que la théorie du non-viscosité

unidimensionnel ne peut pas révéler tous les caractéristiques d'écoulement d'une façon correct, ils sont trouvés aussi pour un  $NPR \geq 1.29$  la structure de choc est constitué d'une onde de choc normale et deux onde oblique près à la paroi donc cette structure n'est pas symétrie même pour des valeurs de NPR élevée

□ **Xiao et Tsai [19]** dans leur étude sur une tuyère convergente divergente sont concentrer sur la structure des phénomènes des ondes et de fluide dans l'écoulement, le calcul est effectué pour un rapport de surface égale à 1.5 pour des rapports NPR entre 1.27 et 2.4

D'après le calcul effectué ils sont observé que pour  $1.5 < NPR < 2.4$  le choc peut être asymétrique vers un coté de la tuyère mais pour un  $NPR > 2.4$  le choc devient symétrique

En conclusion le calcul révèle la possibilité de séparation symétrique et asymétrique en fonction de champ initial d'écoulement, ils sont trouvés aussi que par des grandes valeurs de NPR on peut trouver des séparations symétrique et dans les cas d'asymétrique la plus grand zone de séparation se trouve dans la zone de turbulence plus élevé



a) NPR=1.5

b) NPR=1.54

*Figure 1.33 : Comparaison du schéma d'écoulement pour un choc lambda asymétrique avec au mur [19]*

□ **S.Mittal et B.M.K.Kottedda [20]** on étudie l'écoulement dans une tuyère CD , leur expérience est basé sur la variation de AR et NPR , le AR varie entre 1.2 et 2, tant que le rapport NPR varie entre 1 et 11 les remarques les plus importantes dans cette étude sont que l'asymétrique d'écoulement a une relation direct à le rapport NPR, aussi que la force latérale due à l'asymétrie augmente a l'augmentation de NPR .

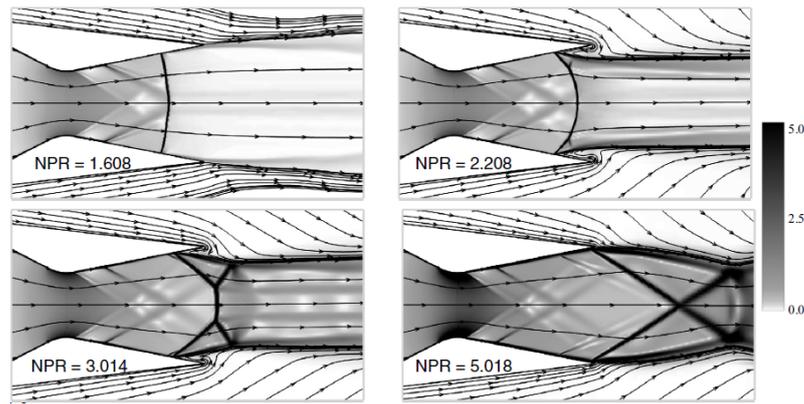


Figure 1.34 : Écoulement régulier à travers la tuyère avec 0,2 % de purge,  $AR = 1,797$ , à diverses valeurs de NPR[20]

□ D'après l'expérience de **E. Martelli, P. P. Ciottoli, L. Saccoccio, ‡ F. Nasuti, M. Valorani, et M. Bernardini**, sur l'instabilité d'écoulement dans les tuyères a partie des simulations numériques réalisées au moyen d'un solveur de flux compressible sur une tuyère tiré du cas 3 des travaux de Johnson et Papamoschou [22], à hauteur de la gorge est égale à 17,8 mm, la longueur (de la gorge) est de 117 mm, la largeur est de 63,5 mm, et le rapport de surface est de 1,6, l'écoulement de la buse simulé dans cette étude est caractérisé par un fort choc de séparation non symétrique avec une forme lambda classique et par une importante zone de recirculation. . La région de choc et la région séparée turbulente sont caractérisées et bien définie pics dans les fluctuations de pression de la paroi écart-type distribution, a la fin de leur étude ils sont trouvés que l'interaction avec la région séparée turbulente est présente, même si on ne sait toujours pas comment il pourrait être quantifié et au NPR simulé le plus élevé, le système de choc est caractérisé par la présence constante d'une grande région de inversé couler. [21]

□ **B. Zebiri, A. Piquet, and A. Hadjadj, S. B. Verma, [23]** dans l'expérience sur la séparation d'écoulement induite par les chocs dans une tuyère supersonique sur-expansé avec une étude numérique au moyen de simulations tridimensionnelles de grands tourbillons (LES) modélisées par des murs, dans le but d' d'identifier l'origine des oscillations de choc à basse fréquence (LFO), la tuyère utilisé utilisé dans Olson et Lele [24], Les conditions aux limites de sortie sont traitées comme non réfléchissantes en utilisant la méthode NSCBC [25], L'étude montre que le l'angle de déviation de la couche de cisaillement séparée, qui représente le géométrie effective de la buse en aval du choc, est fortement couplé à la position de choc. Un déphasage entre le mouvement de ces deux caractéristiques, c'est-à-dire les mouvements en amont ou en aval, provoquent le cycle pour surcompenser constamment sa pression pour correspondre à la sortie pression, donnant ainsi le comportement de mouvement

de choc auto-entretenu déjà observé dans de nombreuses configurations expérimentales et numériques. Aussi pour le comportement d'asymétrie de la séparation, les simulations actuelles montrent que le phénomène est stable pour le NPR étudié et ne passe d'une séparation asymétrique à une séparation symétrique des écoulements sur une très longue période temps d'exécution.

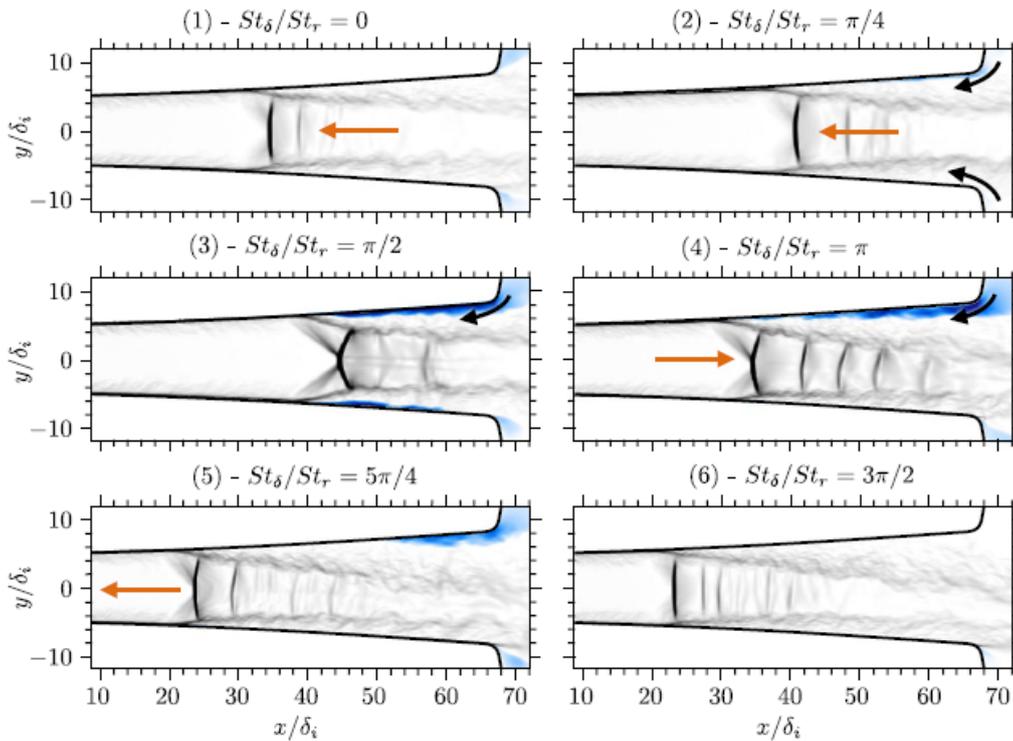


Figure 1.35 : Excursion de choc sur une période de tonalité résonnante  $Str$  pour différents pas de temps [23]

□ **Qing Xiao, Her Mann Tsai, Dimitri Papamoschou and Andrew Johnson, [26]** dans l'étude expérimentale et numérique du mélange de jet à partir d'une buse contenant des chocs, sur une tuyère de type **CD**. Les expériences ont été menées dans une tuyère à géométrie variable et les calculs ont résolu les équations de Navier-Stokes moyennes de Reynolds avec plusieurs modèles de turbulence. ]. Les principales caractéristiques pertinentes pour cette étude sont présentées à la Figure

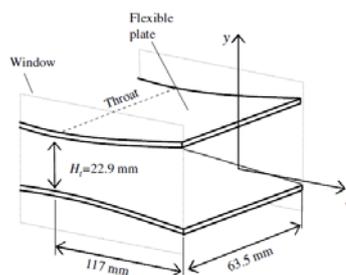


Figure 1.36 : schéma de la Tuyère.

Dans la présente étude, le NPR variait de 1,2 à 1,8, ce qui a donné lieu à vitesses parfaitement étendues, Upe, allant de 170 à 320 m/s, le nombre de Reynolds avant le choc, basé sur la distance axiale de la gorge, était de l'ordre de  $2.5 \cdot 10^6$ , ce qui correspond à un couche limite entièrement turbulente.

Les calculs indiquent que la séparation asymétrique joue un rôle significatif rôle dans le développement du panache de jet. Le calcul l'approche utilisée ici semble être un outil approprié pour arriver à formes de buse optimales pour l'amélioration du mélange.

□ **Q. Xiao, H.M. Tsai et D. Papamoschou [27]** ils ont étudié numériquement de l'instabilité de la planche dans les tuyères en résolvant l'Équations de Navier-Stokes moyennes de Reynolds avec plusieurs modèles de turbulence.

Les calculs sont effectués et comparés avec les données expérimentales pour  $Ae/At$  allant de 1,0 à 1,8 et NPR allant de 1,2 à 1,8.

Le domaine de calcul comprenait le domaine à l'intérieur de la tuyère et une région ambiante autour de la surface extérieure et en aval de la buse avec 25 hauteurs de gorge en aval, 15 en amont et 10 normales jusqu'à l'axe du jet. Le calcul a été effectué sur une grille structurée générée par un code interne séparé.

A fin des calculs ils ont trouvé que Les structures d'écoulement asymétriques de la zone de séparation et du panache de jet ont été bien prédites par toutes les turbulences et étaient conformes aux observations expérimentales. Parmi les cinq modèles testés ici, la contrainte de cisaillement Le modèle de transport (SST) présentait le plus proche accord avec les données expérimentales. Les profils de vitesse calculés, la désintégration de la pression totale et la distribution axiale de l'épaisseur du jet dans le panache de jet, calculées à l'aide du modèle SST, sont dans raisonnable en accord avec les données expérimentales. Pour le rapport de pression de la buse fixe (NPR), en augmentant la buse rapport de surface, se traduit par une amélioration plus forte du mélange. Pour le rapport de surface fixe, il existe un NPR optimal qui fournit la plupart des améliorations. Pour la géométrie de buse particulière testée ici, le rapport de pression optimal de la buse était de 1,4, bien que le mélange soit resté vigoureux pour NPR jusqu'à 1,8, Le principal résultat de cet article est que RANS utilise le SST le modèle fait un travail raisonnable pour prédire le champ d'écoulement et fournit des détails supplémentaires qui ne sont pas disponibles dans le Expériences.

□ **Alaa Elmilgui, K.S. Abdol-Hamid et Craig A. Hunter [28]** ont réaliser une Étude numérique de l'écoulement dans une tuyère à surfaces poreuses, les calcul sont effectu é par le solver PAB3D, sur une tuyère CD a un rapport de dilatation (sortie

zone/gorge) de 1,797 et un rapport de pression de conception de 8,78, pour NPR variant de 2,01 à 9,54. La grille de calcul utilisée dans cette étude est une grille bidimensionnelle se composait de 66 400 cellules et 5 blocs.

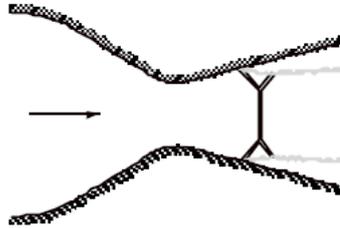


Figure 1.37 : Schéma de tuyère sur-expansée avec séparation.[28]

Les résultats indiquent que la performance de la buse de base (sans porosité) est dominée par une couche limite instable induite par les chocs. Séparation dans des conditions trop étendues, et que les configurations poreuses étaient capables de contrôler la conception hors conception séparation dans la buse en favorisant une séparation stable du flux d'échappement. Les résultats de calcul sont excellents accord avec les données expérimentales pour les NPR supérieurs à 2,0. Les travaux futurs impliqueront la construction d'un calcul 3D pour modéliser avec précision le NPR inférieur et pour étudier la séparation des buses en général.

- **K.S. Abdol-Hamid, Alaa Elmilgui, Craig A. Hunter et Steven J. Massey** dans l'article réaliser sur Modèle de calcul tridimensionnel pour le flux dans une tuyère sur expansé à surfaces poreuses, ont utilisé une tuyère convergente-divergente buse a un rapport d'expansion (zone de sortie/gorge) de 1,797 et un rapport de pression de buse de conception de 8,78 le rapport de pression (NPR) variant de 1,29 à 9,54, avec le code PAB3D

A fin de cette étude ils ont trouvé que Pour  $\text{NPR} \leq 1.8$ , la séparation est tridimensionnelle, quelque peu instable, et confiné dans une bulle. Pour  $\text{NPR} \geq 2.0$ , la séparation est stable et complètement détachée, et devient plus bidimensionnelle en tant que NPR augmenté. La simulation numérique de configurations poreuses indique qu'un patch poreux est capable de contrôler la séparation de conception dans la buse en atténuant la séparation soit en favorisant une séparation stable du flux d'échappement

- **Expérience de R.A. Lawrence (1963) [29]**

Le phénomène de décollement instationnaire et dissymétrique a fait l'objet d'études nombreuses suite aux travaux de **Lawrence** . Des essais bidimensionnels puis axisymétriques ont été effectués sur des configurations de tuyères coniques ou galbées. L'essentiel des

résultats obtenus par l'auteur est donné dans le tableau 1. Juste après l'amorçage du col, le d'écoulement est symétrique puis il devient dissymétrique et de plus en plus instable avec un régime de basculement pour des rapports de pression situés entre 2.4 et 3. Au-delà de ces valeurs, le basculement disparaît mais le jet reste toujours dissymétrique. Quand le rapport de pression dépasse 4 le jet redevient symétrique. Il semble que les plages des rapports de pression définissant les différents types d'écoulements soient très peu affectées par l'angle du divergent de la tuyère. Ces résultats restent ainsi valables pour des tuyères à 17°, 22° et 36°.

Rapport de pression	Nature de l'écoulement	Schématisation de l'écoulement	Vue expérimentale	
$\frac{P_r}{P_a} < 2.4$	symétrique stable			
$2.4 \leq \frac{P_r}{P_a} \leq 3.0$	dissymétrique avec basculement			
$3.0 \leq \frac{P_r}{P_a} \leq 4.0$	dissymétrique stable			
$\frac{P_r}{P_a} > 4.0$	stable et symétrique avec ou sans décollement			

a) Ecoulements dans une tuyère conique 15 Résultats expérimentaux de R. A. Lawrence

b) Ecoulements dans une tuyère – conique avec arrondi au col- Expérience de R.P Fraser et al

Figure 1.38 : Classification des différents types d'écoulements en fonction des rapports de pression [29]

➤ **Craig A. Hunter, [30]** il a fait une étude expérimentale, théorique et informatique des écoulements séparés dans les tuyères, essais expérimentaux ont été effectués dans le modèle zone de préparation de la NASA Langley 16-Foot Complexe de tunnels transsoniques, la tuyère utilisée dans cette enquête était une sous-échelle, non axisymétrique, bidimensionnel convergent-divergent (2D-CD) avec une zone nominale de la gorge  $A_t=4,317 \text{ in}^2$ , un taux d'expansion 1,797, et a largeur constante de 3.990 pouces a un NPR de conception de 8,78, une sortie Mach nombre de 2,07, Les résultats indiquent que la tuyère était dominée par la séparation de la couche limite induite par les chocs dans des conditions hors conception trop étendues. Cette séparation avaient deux régimes distincts:

- $NPR < 1.8$ , la séparation était tridimensionnelle, quelque peu instable et confinée à une bulle (avec rattachement partiel sur le volet de la buse).
- $NPR > 2.0$ , la séparation était stable et complètement détaché, et il est devenu plus bidimensionnel comme  $Npr$  a augmenté

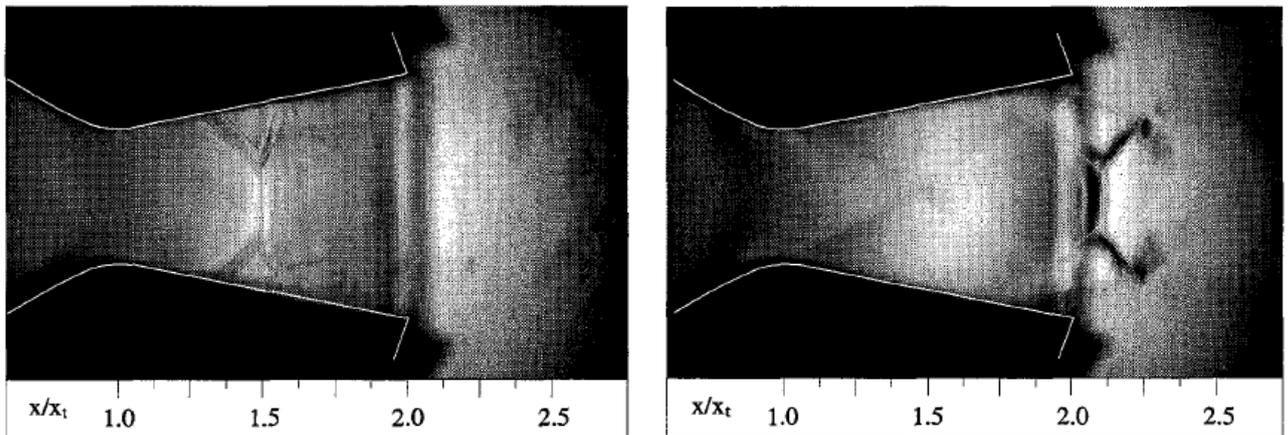


Figure 1.39 : Visualisation de flux [30]

Dans tous les cas, séparation amélioration de l'efficacité de la poussée statique par rapport à l' modèle théorique idéal, le passage d'une séparation partielle à une séparation complète séparation détachée observée lorsque le NPR a été augmenté, augmentation du NPR, le débit de la buse ajusté pour sortir de la contre-pression en se détachant complètement en aval du choc.

□ **krystyna namiesnik et piotr doerffer, [31]** ont montré dans leur simulation numérique des ondes de choc en tuyère supersonique symétriques divergentes, que la symétrie de système de choc influe avec deux paramètres principales : le nombre de mach et l'angle de divergence, Des calculs numériques 2D avec le solveur SPARC Navier-Stokes [32] ont été utilisés pour analyser la configuration des ondes de choc dans une tuyère droite divergente avec des angle de  $\alpha = 1.877^\circ, 2.5^\circ, 3^\circ$  et  $6.54^\circ$  et un nombre de mach varié entre 1.37 et 1.59 , Dans les simulations réalisées, l'analyse du problème a été développée en deux direction :

- l'influence de la vitesse en amont de l'onde de choc sur le degré du choc
- l'asymétrie du système
- l'influence de la divergence des buses sur la structure des ondes de choc et sa tendance vers l'asymétrie.

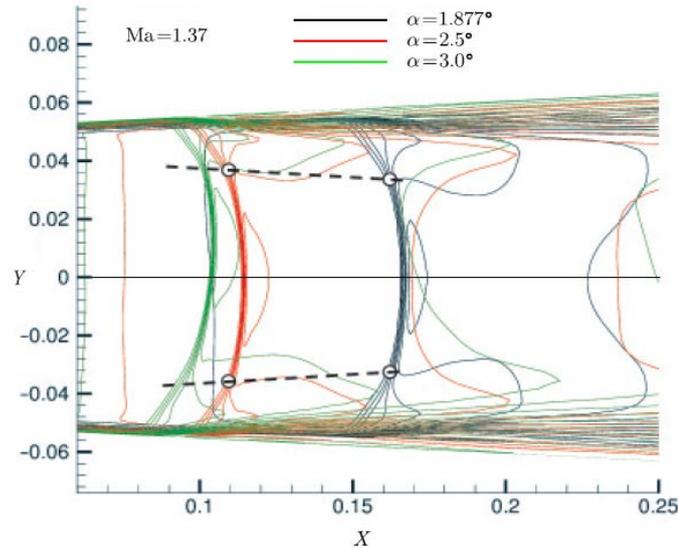


Figure 1.40 : Résultats pour trois tuyères,  $Ma=1,37$  devant les chocs [31]

### Conclusion :

Ce chapitre a été consacré aux généralités sur les écoulements des fluides Compressibles et le déférent type de Tuyer particulièrement, dans les tuyères supersoniques, où les études expérimentales et numériques ont révélées la coexistence et la cohabitation d'une grande diversité de phénomènes physique ; on peut citer :

- \*trois régimes de l'écoulement sont présents (subsonique, sonique et supersonique)
- \* phénomène du décollement de la couche limite de la paroi
- \* différentes formes de chocs peuvent être rencontrées : les ondes de chocs droites, les ondes de chocs obliques...).

Finalement, on peut dire que les phénomènes rencontrés lors de l'écoulement dans les tuyères supersoniques sont multiples et complexes.

Donc, il faut s'attendre à des difficultés dans la modélisation et la simulation numérique de ce type d'écoulement.

## Références chapitre 01

- [1] F.HAMADA, « étude d'un écoulement a travers une onde de choc normale a haute température dans une tuyère supersonique », mémoire de fin d'étude pour l'obtention du diplôme de master université SAAD DAHLEB BLIDA, octobre 2013
- [2] S.ABOURUB, Z.MIDOUNE, « simulation des écoulements dans les tuyères double galbe a base d'une tuyère MLN », mémoire de fin d'étude pour l'obtention du diplôme de master université SAAD DAHLEB BLIDA 2021
- [3] M.Kh.HASSAM, N.CHEBLI, « simulation numérique d'un écoulement dans une tuyère convergente divergente », Projet de Fin d'Etudes Pour l'obtention du Diplôme de Master en Énergétique, université SAAD DAHLEB BLIDA 1 2019
- [4] F.ALI MAMMAR, D.BEN OUALI, « Etude d'une Tuyère Convergente-Divergente d'un Moteur d'Aviation », mémoire de fin d'étude pour l'obtention du diplôme de master université MOULOUD MAMMERI DE TIZI- OUZOU 2015
- [5] F.Bayou, A.beneddine, « calcul de l'écoulement supersonique à travers une tuyère à corps centrale bidimensionnelle type « plug nozzle » », mémoire de fin d'étude pour l'obtention du diplôme de master université SAAD DAHLEB BLIDA 2021
- [6] Mahfoudi El-Ahcene, « contribution a l'étude des profils de tuyères en écoulements supersoniques visqueux par la méthode des volumes finis », thèse présentée pour l'obtention du diplôme de doctorat en sciences spécialité énergétique, universite CONSTANTINE 1 2014.
- [7] R.LEFTAHA R.MAIZI, « Etude et Conception d'une Tuyère à corps central Bidimensionnel Tronquée », mémoire de fin d'étude pour l'obtention du diplôme de master université SAAD DAHLEB BLIDA 2020
- [8] A.Kalache, O.Mammeri, « Etude Numérique d'un écoulement compressible dans une tuyère supersonique » mémoire de fin d'étude pour l'obtention du diplôme de master université Larbi Ben M'hidi, Oum El Bouaghi 2013
- [9] M.ACHOUR, N.AIB, « Etude numérique des interférences de choc dans les tuyères surdétentes à choc interne » mémoire présenté pour l'obtention Du diplôme de Master, UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA 2019
- [10] N.AMAROUCHENE, « Etude par voie numérique du problème des écoulements de fluide barotrope dans un tube à choc », mémoire présenté pour l'obtention Du diplôme de Master université MOULOUD MAMMERI DE TIZI- OUZOU 2012

- [11] A.ANIBA, B.REZZIG, « Étude numérique d'une tuyère convergente divergente, améliorations du système de propulsion et des performances » mémoire présenté pour l'obtention Du diplôme de Master, UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA 2020
- [12] N.MAAROUf, « modelisation des phenomenes dissymetriques dans le divergent des tuyeres supersoniques propulsives : application a la vectorisation de la poussee » thèse présentée pour l'obtention du diplôme de doctorat en Mecanique des fluides, L'UNIVERSITE D'EVRY-VAL D'ESSONNE 2008
- [13] Benoît ANDRÉ, « Étude expérimentale de l'effet du vol sur le bruit de choc de jets supersoniques sous-détendus », thèse présentée pour l'obtention du diplôme de doctorat en ACOUSTIQUE, L'ÉCOLE CENTRALE DE LYON 2012
- [14] M.LAIB, « Approches par caractéristiques et volumes finis de l'écoulement au sein de tuyères de Laval Application à une tuyère cloche à simple galbe », mémoire présenté pour l'obtention Du diplôme de Master, UNIVERSITE 8 Mai 1945 - Guelma
- [15] J DELERY, Aérodynamique interne, tuyères et arrières corps, Département Aérothermodynamique, E.N.S.A.E, 1989
- [16] Alexis Bourgoing, « Instationnarité et dissymétrie d'un écoulement supersonique décollé dans une tuyère plane », HAAL
- [17] H.Gouidmi, « Étude De L'interaction Choc/Choc Des Écoulements Dans Une Tuyère », thèse pour l'obtention du diplôme de doctorat en sciences en génie mécanique
- [18] A. A. KHAN, T. R. SHEMBHARKAR, « Viscous Flow Analysis In A Convergent-Divergent Nozzle » INCAST 2008-004
- [19] Q.Xiao, H.M.Tsai, D.Papamoschou, « Numerical Investigation of Supersonic Nozzle Flow Separation », AIAA JOURNAL Vol. 45, No. 3, March 2007
- [20] V.M.K.KOTTEDA, S. MITTAL, « Flow in a planar convergent–divergent nozzle », Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2016
- [21] E.MARTELLI, P.P.CIOTTOLI, L.SACCOCCIO, F. NASUTI, M. VALORANI, M.BERNARDINI, « Characterization of Unsteadiness in an Overexpanded Planar Nozzle », AIAA JOURNAL Vol. 57, No. 1, January 2019
- [22] Papamoschou, D., and Zill, A., “Fundamental Investigation of Supersonic Nozzle Flow Separation,” 42nd Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA Paper 2004-1111, Jan. 2004.
- [23] B. ZEBIRI, A.PIQUET, A.HADJADJ, S.B.VERMA, « Shock-Induced Flow Separation in an Overexpanded Supersonic Planar Nozzle », Council of Scientific and Industrial Research–National Aerospace Laboratories, Bangalore 560 017, India

- [24] Olson, B. J., and Lele, S. K., "Large-Eddy Simulation of an Over-Expanded Planar Nozzle," AIAA Paper 2011-3908, 2011.
- [25] Poinso, T. J., and Lele, S., "Boundary Conditions for Direct Simulations of Compressible Viscous Flows," Journal of Computational Physics, Vol. 101, No. 1, 1992, pp. 104–129.
- [26] Xiao, Her Mann Tsai, Dimitri Papamoschou, Andrew Johnson, « Experimental and Numerical Study of Jet Mixing from a Shock-Containing Nozzle », Journal Of Propulsion And Power Vol. 25, No. 3, May–June 2009
- [27] Q. Xiao, H.M. Tsai, D. Papamoschou, « Numerical Study of Jet Plume Instability from an Overexpanded Nozzle », AIAA 2007-1319
- [28] Alaa Elmiligui, K.S. Abdol-Hamid, Craig A. Hunter, « Numerical Investigation of Flow in an Over-expanded Nozzle with Porous Surfaces »
- [28] K.S. Abdol-Hamid, Alaa Elmiligui, Craig A. Hunter, Steven J. Massey, « Three-Dimensional Computational Model for Flow in an Overexpanded Nozzle with Porous Surfaces », Eighth International Congress of Fluid Dynamics & Propulsion 14-17 Dec 2006 Cairo, Egypt
- [29] Kunal Pansari S.A.K., 2005, « Numerical Investigation of the Performance of Convergent Divergent Nozzle », International Journal of Modern Engineering Research (IJMER), 3(2), 2662-2666
- [30] Craig A. Hunter, « experimental, theoretical, and computational investigation of separated nozzle flows », NASA Langley Research Center Hampton, Virginia
- [31] krystyna namiesnik et piotr doerffer, « numerical simulation of shock wave patterns in supersonic divergent symmetric nozzles » , Institute of Fluid Flow Machinery, Polish Academy of Sciences, Fiszero 14, 80-952 Gdansk, Poland
- [32] Magagnato F 1998 TASK Quart. 2 (2) 2
- [ 33] Eric Goncalves, *Généralité sur les codes RANS en écoulement compressible, Institut National Polytechnique de Grenoble 2004.*
- [34] Reijasse, P, *Aérodynamique des tuyères propulsives en sur-détente : décollement libre et charges latérales en régime stabilisé, PhD Thesis, Université de Paris VI, 2005.*
- [ 35] Wikipedia (Tuyere) site web :<http://fr.wikipedia.org>
- [36] R. C. Mehta, J. K. Prasad, "Estimation of shock-cell structure of axisymmetric supersonic free jets", Indian Journal of Engineering and Material Sciences.

[37] Z.haouas, T kenza, O houssine « Effet de profil de la divergence dans une tuyère convergente-divergente sur les phénomènes *d'ondes de choc d'interaction* » mémoire présenté pour l'obtention Du diplôme de Master, UNIVERSITE MOULOUD MAMMERTIZI-OUZOU 2020

[38] [www.accrodavion.be](http://www.accrodavion.be)

[39] La rousse.fr

# Chapitre 2

---

## Modèle mathématique

---

---

### Sommaire

<b>2.1 Équations fondamentales des fluides compressibles.....</b>	<b>41</b>
2.1.1 Equation de conservation de la masse.....	41
2.1.2 Equation de conservation de quantité de mouvement.....	41
2.1.3 Equation de conservation d'énergie.....	41
2.1.4 Équations de Navier-Stokes moyennées (RANS) .....	43
2.1.5 Equation de transport des contraintes de Reynolds .....	44
<b>2.2 rappel sur dynamique de gaz .....</b>	<b>46</b>
2.2.1 Equation de conservation de l'énergie pour les GAZ : .....	46
2.2.2 Vitesse du son (sonique) : .....	46
2.2.3 Nombre de Mach : .....	47
2.2.4 Grandeurs génératrice réduites, pour un écoulement isentropique : .....	47
2.2.5 Relation d'Hugoniot dans une tuyère : .....	48
<b>2.3 Modèles de turbulence .....</b>	<b>49</b>
2.3.1 Modèle k- $\epsilon$ standard.....	49
2.3.2 Équations de transport : .....	53
<b>2.4 Modélisation de la production de turbulence .....</b>	<b>55</b>
2.4.1 Production de k .....	55
2.4.2 Production de $\omega$ .....	55
<b>2.5 Modélisation de la dissipation de turbulence :.....</b>	<b>55</b>
2.5.1 Dissipation de k.....	55
<b>2.6 Constantes du modèle k-<math>\omega</math> SST :.....</b>	<b>56</b>
<b>Références chapitre 02.....</b>	<b>60</b>

---

### 2.1 Équations fondamentales des fluides compressibles

Dans le cas d'un fluide parfait, compressible et visqueux, les équations de conservation sont les suivantes :

#### 2.1.1 Équation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (2.1)$$

Avec :

$u_j$  : Les composantes de la vectrice vitesse

#### 2.1.2 Équation de conservation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_j (\rho E + P)] = \frac{\partial}{\partial x_j} (-P \delta_{ij} + \tau_{ij}) \quad (2.2)$$

Avec

$E$  : L'énergie totale par unité de masse

$\delta_{ij}$  : Le tenseur de Kronecker

$\tau_{ij}$  : Le tenseur des contraintes visqueuses

#### 2.1.3 Équation de conservation d'énergie

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_j (\rho E + P)] = \frac{\partial q_j}{\partial x_j} (u_i \tau_{ij}) \quad (2.3)$$

L'énergie s'exprime avec la relation suivante

$$E = e + \frac{1}{2} u_k u_k \quad (2.4)$$

Et

$$e = C_V T \quad (2.5)$$

On ajoute aussi l'équation d'état d'un gaz parfait

$$P = \rho r T \quad (2.6)$$

Avec

$$C_P - C_V = r \quad (2.7)$$

Et

$$\gamma = \frac{C_P}{C_V} \quad (2.8)$$

$\gamma$  : La constante particulière du gaz parfait

$C_p$  et  $C_v$  : Sont les chaleurs spécifique a pression et à chaleur constants

Quand on suppose que le fluide est newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses est sous la forme suivante :

$$\tau_{ij} = \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \delta_{ij} + \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.9)$$

Le flux de chaleur en fonction de la température par la loi de conduction thermique de Fourier s'écrit sous la forme :

$$q_j = -K \left( \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (2.10)$$

Avec

$K$  : la conductivité thermique qui s'exprime en fonction de la viscosité dynamique par le nombre de Prandtl  $P_r$  :

$$P_r = \frac{\mu C_p}{k} = \gamma \frac{\mu C_v}{k} \quad (2.11)$$

En supposant que le fluide est calorifiquement parfait le flux de chaleur peut s'écrire :

$$q_j = - \frac{\partial T}{\partial x_j} = - \frac{\mu}{P_r} \frac{\partial h}{\partial x_j} \quad (2.12)$$

Avec

$h$  : l'enthalpie, sous la formule

$$h = C_p T \quad (2.13)$$

En ce qui concerne la viscosité dynamique, celle-ci donnée, pour la gamme de température étudiée, par la loi de Sutherland suivante

$$\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \left( \frac{1+T/T_0}{1+S/T} \right) \quad (2.14)$$

$T_0$  : La température de référence égale à 288K

$\mu_0$  : La viscosité de fluide à  $T_0$  est égale à  $1.78938 \cdot 10^{-5} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$

$S$  : la constante fixée pour l'air à 110 K

### 2.1.4 Équations de Navier-Stokes moyennées (RANS)

Une quantité instantanée  $\phi$  de l'écoulement peut être décomposée selon Reynolds en une partie moyenne  $\bar{\phi}$  et une partie fluctuante  $\phi'$ .

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad (2.15)$$

Ou

$$\bar{\phi} = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \left( \frac{1}{\Delta t} \right) \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \phi(t) dt \quad (2.16)$$

Les équations de Navier-Stokes moyennées peuvent contenir des termes additionnels comme les tenseurs des contraintes de Reynolds. Ces équations moyennées sont simplifiées pour les écoulements compressibles en utilisant la formule de Favre. La méthode de Favre consiste à décomposer la quantité instantanée, par exemple la composante de la vitesse  $u_i$ , en une partie moyenne  $\tilde{u}_i$  pondérée par la masse et une partie fluctuante  $u_i''$ , où :

$$\tilde{u}_i = \frac{\rho u_i}{\bar{\rho}} = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int \rho(x, \tau) u_i(x, \tau) d\tau \quad (2.17)$$

Formule de Favre élimine les fluctuations de la densité, elle est donc considérée comme une simplification mathématique. On présente dans ce paragraphe la dérivation de ces équations moyennées de Favre (Favre-averaged Navier-Stokes equations) et ses discrétisations basées sur la méthode des volumes finis.

Les grandeurs du fluide sont écrites selon la moyenne de Favre comme suit :

$$\begin{cases} u_i = \tilde{u}_i + u_i'' \\ \rho = \bar{\rho} + \rho' \\ p = \bar{p} + p' \\ e = \bar{e}_i + e_i'' \\ h = \tilde{h} + h'' \end{cases} \quad (2.18)$$

En remplaçant les quantités précédentes dans les équations de Navier-Stokes, nous obtenons les formules suivantes :

Pour l'équation de continuité

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \quad (2.19)$$

Pour l'équation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = - \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \bar{\mu} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} (-\bar{\rho} \overline{u_i'' u_j''}) \quad (2.20)$$

Le terme  $-\bar{\rho} \overline{u_i'' u_j''}$  représente les contraintes de Reynolds (flux turbulents de la quantité de mouvement). Pour achever la fermeture du système d'équations, ce terme doit être modélisé.

Les équations moyennées de FANS (Favre-averaged Navier-Stokes équations) sont obtenues en remplaçant l'équation II.20 dans l'équation II.19 :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\bar{\mu} + u_t) \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (-\bar{\rho} k) \quad (2.21)$$

De même pour l'équation d'énergie

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{h}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{h}) = \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \tilde{u}_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \overline{\tau'_{ij} \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}} + \overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u''_i}{\partial x_j}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( k \frac{\partial T}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} u''_j h'' \quad (2.22)$$

Des termes additionnels apparaissent. Le premier terme est l'enthalpie fluctuante, elle peut être écrite sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} u''_j h'' = \Gamma_t \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j} = C_p \Gamma_t \frac{\partial T}{\partial x} = C_p \frac{\mu_t}{pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (2.23)$$

$\Gamma_t$  : La diffusivité turbulente qui s'exprime comme suit  $\Gamma_t = \frac{\mu_t}{pr_t}$

$pr_t$  : Le nombre turbulent de Prandtl fixé à 0.9

Le deuxième terme est le taux de dissipation de l'énergie turbulente  $\varepsilon$  qui dépend du choix du modèle de turbulence. On obtient le taux de dissipation par la résolution de l'équation de  $\varepsilon$ . Pour le modèle de k- $\varepsilon$ , ce terme est défini par :

$$\overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u''_i}{\partial x_j}} = \bar{\rho} \varepsilon \quad (2.24)$$

Si l'équation de  $\varepsilon$  n'est pas résolue (Comme dans le modèle de Balwin-Lomax), le terme  $\bar{\rho} \varepsilon$  s'exprime comme suit

$$\overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u''_i}{\partial x_j}} = \mu_t \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2.25)$$

L'équation d'état moyennée est donnée par la formule suivante

$$p = \bar{\rho} r \tilde{T} \quad (2.26)$$

### 2.1.5 Equation de transport des contraintes de Reynolds

L'équation de bilan des contraintes de Reynolds s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \overline{\rho u''_i u''_j} + \frac{\partial}{\partial x_k} \overline{\rho \tilde{U}_k u''_i u''_j} &= -\overline{\rho u''_i u''_k} \frac{\partial \tilde{U}_j}{\partial x_k} - \overline{\rho u''_j u''_k} \frac{\partial \tilde{U}_i}{\partial x_k} \\ &- \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{\rho u''_i u''_j u''_k}) + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{-p' u''_i} \delta_{jk} - \overline{p' u''_j} \delta_{ik}) \\ &- \overline{u''_i} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} - \overline{u''_j} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{\sigma_{ik} u''_j} + \overline{\sigma_{jk} u''_i}) \\ &+ \overline{p' \left( \frac{\partial u''_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u''_j}{\partial x_i} \right)} - \left( \overline{\sigma_{ik} \frac{\partial u''_j}{\partial x_k}} + \overline{\sigma_{jk} \frac{\partial u''_i}{\partial x_k}} \right) \end{aligned} \quad (2.27)$$

Dans cette égalité, le membre a gauche de l'égalité est la somme de l'évolution temporelle et de la convection par le mouvement moyen des contraintes de Reynolds. Quant au terme situé à droite de cette égalité, plus complexe, son analyse terme a terme nous permet de reconnaître :

I- Le terme de production dû au couplage entre le champ moyen et le champ fluctuant, que l'on notera par suite  $P_{ij}$  .

II-Le terme de diffusion regroupant différentes contributions dues aux mouvements turbulents (IIa), aux fluctuations de pression (IIb) et aux mouvements moléculaires (IIc). On utilisera par la suite pour ce terme selon Rodi la notation :

$$\frac{\partial}{\partial x_k} \left( \bar{\mu} \frac{\partial \overline{u''_i u''_j}}{\partial x_k} - C_{ijk} \right) = \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \bar{\rho} u''_i \overline{u''_j u''_k} - \overline{p' u''_i} \delta_{jk} - \overline{p' u''_j} \delta_{ik} + \overline{\sigma_{ik} u''_j} + \overline{\sigma_{jk} u''_i} \right)$$

III-Identiquement nul dans le cas d'un écoulement iso volume, ce terme représente l'interaction entre le champ de pression moyenne et les fluctuations de masse volumique et sera par suite néglige. On notera pour ce terme l'égalité :

$$\overline{u''_i} = \frac{\overline{\rho' u''_i}}{\bar{\rho}}$$

IV-Le terme de pression-dilatation responsable de la redistribution de l'énergie de turbulence sur les trois directions normales. Dans ce terme, la fluctuation de pression peut être reliée aux fluctuations de vitesse.

$$\begin{aligned} \frac{\partial p'}{\partial x_i} &= - \frac{\partial}{\partial t} (\rho' \tilde{U}_i + \rho u''_i) - \frac{\partial}{\partial x_k} (\sigma''_{ij} - \overline{\sigma_{ij}}) \\ &- \frac{\partial}{\partial x_j} [\rho' \tilde{U}_i \tilde{U}_j + \rho \tilde{U}_i u''_j + \rho u''_i \tilde{U}_j + \rho u''_i u''_j - \overline{\rho u''_i u''_j}] \end{aligned}$$

En prenant alors la divergence de cette égalité, on obtient une équation de Poisson pour la fluctuation de pression dont l'intégration conduit à la fluctuation elle-même.

Par suite, cette fluctuation se décompose en une contribution incompressible, une contribution de proche paroi et une contribution s'annulant lorsque le fluide est incompressible. Les contributions incompressibles et visqueuses seront regroupées sous la notation tensorielle  $\Phi_{ij}$

V-Le terme de destruction de l'énergie de turbulence par l'effet de la viscosité correspondant aux processus dissipatifs dus au frottement moléculaire. Pour le caractériser, on définit tensoriellement le taux de dissipation par unité de masse  $\epsilon_{ij}$  de sorte que :

$$\bar{\rho}\epsilon_{ij} = \overline{\sigma_{ik} \frac{\partial u''_j}{\partial x_k}} + \overline{\sigma_{jk} \frac{\partial u''_i}{\partial x_k}}$$

Finalement, en introduisant les formes condensées ainsi que les restrictions définies plus haut, l'équation (1) se met sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \widetilde{u''_i u''_j} + \frac{\partial}{\partial x_k} \bar{\rho} \widetilde{U_k u''_i u''_j} = D_{ij} + P_{ij} + \Phi_{ij} + \bar{\rho} \epsilon_{ij}$$

Où désignent  $D_{ij}$ ,  $P_{ij}$ ,  $\Phi_{ij}$  et  $\epsilon_{ij}$  respectivement les tenseurs de diffusion, de production, de redistribution et de destruction du moment  $\widetilde{u''_i u''_j}$ .

## 2.2 Rappel gaz dynamique

### 2.2.1 Equation de conservation de l'énergie pour les GAZ :

Le 1er principe de la thermodynamique, appliqué à l'unité de masse d'un fluide pour un système ouvert, celui-ci s'exprime par

$$\Delta H + \Delta E_p + \Delta E_c = Q + W \quad (2.28)$$

W : le travail

Q : la chaleur échangée avec le milieu extérieur, par l'unité de masse de fluide.

$\Delta H, \Delta E_p, \Delta E_c$  : Représentent variation d'enthalpie et d'énergie potentielle et de l'énergie cinétique du système

Si, on néglige les forces de pesanteur, la variation de l'énergie potentielle devient négligeable.

Pour un écoulement adiabatique (Q=0).

On suppose ici que le fluide n'échange pas de travail technique l'équation (2.28) pour un système ouvert devient :

$$H + \frac{v^2}{2} = cte \quad (2.29)$$

### 2.2.2 vitesse du son (sonique) :

La vitesse du son ou vitesse sonique est la vitesse de propagation de l'onde de pression infinitésimale dans un fluide compressible. La perturbation considérée est isentropique, l'expression générale de cette vitesse est définie par la racine carrée de la dérivée de la pression par rapport à la masse volumique :

$$c = \sqrt{\frac{dP}{d\rho}} \quad (2.30)$$

Pour un écoulement isentropique du gaz parfait, on a la relation de Laplace

$$\frac{P}{\rho^\gamma} = cte \quad (2.31)$$

Qui permet d'exprimer  $p$  en fonction de  $\rho$ . Pour les gaz parfaits, la vitesse de son peut s'exprimer en fonction de  $p$  et  $\rho$  puis en fonction de  $T$  par l'intermédiaire de l'équation d'état des gaz parfait

$$c = \sqrt{\gamma \frac{p}{\rho}} = \sqrt{\gamma r T} \quad (2.32)$$

Cette relation montre que la vitesse de son, pour un corps donné, ne dépend que de sa température.

### 2.2.3 Nombre de Mach :

Le nombre de Mach est une grandeur physique adimensionnelle importante dans l'analyse des écoulements compressibles, définie comme le rapport entre la vitesse du fluide et la vitesse du son au point considéré

$$M = \frac{v}{c} \quad (2.33)$$

Si dans une région de l'écoulement le nombre de Mach est inférieur à 1 alors le fluide se déplace moins vite que les perturbations de pression. On parle alors d'écoulement compressible en régime subsonique. Dans le cas contraire, le fluide se déplace plus vite que les ondes de compression/détente. On est alors en présence d'un écoulement supersonique, transsonique et hypersonique.

On a donc :

- $M < 1$  : l'écoulement est subsonique.
- $M = 1$  : l'écoulement est sonique.
- $M > 1$  : l'écoulement est supersonique.
- $0.8 < M < 1.2$  : l'écoulement est transsoniques.
- Si,  $M > 5$  l'écoulement est hypersonique.

### 2.2.4 Grandeurs génératrice réduites, pour un écoulement isentropique :

Soit  $P_0, \rho_0, T_0$  : les paramètres de l'état générateur, la combinaison de la loi d'isotropie avec la relation de Zenner conduit à :

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (2.34)$$

$$\frac{P_0}{P} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.35)$$

$$\frac{T_0}{T} = \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \quad (2.36)$$

On peut également exprimer le rapport de section par la relation :

$$\frac{S}{S_c} = \frac{1}{M} \left[ \frac{\left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right)^{\frac{\gamma+1}{2}}}{\frac{\gamma+1}{2}} \right]^{2(\gamma-1)} \quad (2.37)$$

$S_c$  : La section au col.

### 2.2.5 Relation d'Hugoniot dans une tuyère :

On considère un fluide parfait compressible, en écoulement unidimensionnel isentropique, dont le régime est permanent.

Compte tenu des hypothèses déjà posées, l'équation de conservation de la masse s'écrit

$$\rho sv = cste \quad (2.38)$$

La forme différentielle de cette équation est :

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dv}{v} + \frac{ds}{s} = 0 \quad (2.39)$$

L'équation d'EULER, pour un fluide parfait, en absence de choc s'écrit :

$$v dv + \frac{dp}{\rho} = 0 \quad (2.40)$$

Pour un écoulement isentropique (son) s'écrit :

$$c^2 = \frac{dp}{d\rho} \quad (2.41)$$

A partir des équations (II.39, II.40, II.41), on obtient des équations dite «D'HUGONIOT » :

➤ relation entre dS et dv :

$$\frac{ds}{s} = \frac{dv}{v} (M^2 - 1) \quad (2.42)$$

➤ relation entre dv et dp

$$\frac{dv}{v} = - \frac{1}{M^2 \gamma} \frac{dp}{p} \quad (2.43)$$

D'après la relation (II.42), on distingue trois cas :

1<sup>er</sup> Cas :

$M < 1$  : (vitesse subsonique), la vitesse varie en sens inverse de la section.

$$dv > 0 \text{ si } ds < 0$$

2<sup>eme</sup> Cas :

$M > 1$  : (vitesse supersonique), la vitesse varie dans le même sens que la section.

$$dv < 0 \text{ si } ds > 0$$

3<sup>eme</sup> Cas :

$M = 1$  : (vitesse sonique), elle ne peut avoir lieu, que dans une section dont l'aire est minimale.

### 2.3 Modèles de turbulence

Afin de déterminer la viscosité turbulente  $\mu_t$  et fermer ainsi le système d'équations moyennes de Reynolds, un modèle de turbulence est requis. Deux modèles à deux équations de transport à savoir : k- $\varepsilon$  et k- $\omega$ -SST sont utilisés au cours de cette étude. Ces modèles sont plus élaborés, plus généraux et plus utilisés en pratique. Les modèles à une et à deux équations utilisent des équations aux dérivées partielles pour atteindre le même but [1]

#### 2.3.1 Modèle k- $\varepsilon$ standard

Le modèle k- $\varepsilon$  est un modèle semi empirique à deux équations de transport utilisé pour évaluer la viscosité tourbillonnaire. Il résout deux équations aux dérivées partielles afin d'obtenir l'énergie cinétique turbulente  $k$  et son taux de dissipation  $\varepsilon$  (obtenue par résonance physique), ces équations sont citées ci-dessous.

##### 2.3.1.1 Équations de transport :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{Pr_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \bar{\rho}\varepsilon - Y_M + S_k \quad (2.44)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{Pr_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\bar{\rho}\varepsilon}{k} (G_k + C_{\varepsilon 3} G_b) - C_{\varepsilon 2} \frac{\bar{\rho}\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (2.45)$$

Où,

$G_k$ : Représente la génération de l'énergie cinétique due au gradient de vitesse,

$G_b$ : La génération de  $k$  due au décollement des forces de volume,

$Y_M$ : La contribution de la dilatation fluctuante dans la turbulence compressible pour ( $\varepsilon$ ),

$C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}$ : Constantes,

$S_k, S_\varepsilon$ : Termes source,

$Pr_k, Pr_\varepsilon$ : Le nombre de Prandtl turbulent pour  $k$  et  $\varepsilon$ .

##### 2.3.1.2 Modélisation de la viscosité turbulente

La viscosité turbulente est donnée par la formule suivante

$$\mu_t = \frac{\rho C_\mu k^2}{\varepsilon} \quad (2.46)$$

##### 2.3.1.3 Les constantes du modèle k- $\varepsilon$ standard:

Les résultats de calcul dépendent fortement de la valeur des constantes empiriques, cela constitue une faiblesse de ce modèle, bien que les auteurs admettent le plus souvent les mêmes valeurs. Ci-dessous on donne les valeurs utilisées par défaut par les codes de calcul.

$C_\mu = 0.09$	$C_{\varepsilon 1} = 1.44$	$C_{\varepsilon 2} = 1.92$	$Pr_k = 1.0$	$Pr_\varepsilon = 1.3$
----------------	----------------------------	----------------------------	--------------	------------------------

Tableau II.1 Les constantes du modèle k-  $\varepsilon$  standard

### 2.3.1.4 Modélisation de la production de turbulence dans les modèles k-ε:

Le terme  $G_k$  représente la production de l'énergie cinétique turbulente, il est modelé identiquement pour les modèles (k-ε) standard, RNG et les modèles réalisables. A partir de l'équation exacte de transport de  $k$ , ce terme peut être défini comme suit :

$$G_k = -\overline{\rho u''_i u''_j} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \quad (2.47)$$

La valeur de  $G_k$  en utilisant l'hypothèse de Boussinesq prend la forme suivante :

$$G_k = \overline{\mu}_t S^2 \quad (2.48)$$

$S$  : est le module du tenseur moyen du taux de tension, définit comme :

$$S = \sqrt{S_{ij} S_{ij}} \quad (2.49)$$

### 2.3.1.5 Effet de force de volume sur la turbulence dans le modèle k-ε:

La génération de la turbulence due aux forces de pression est donnée par :

$$G_b = \beta g_i \frac{\overline{\mu}_t}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \quad (2.50)$$

Ou

$Pr_t$  : Le coefficient de Prandtl turbulent pour l'énergie

$g_i$  : La composante du vecteur gravitationnel dans la direction  $i$ .

Dans les deux modèles réalisable et standard, le coefficient de Prandtl turbulent est donné par défaut par  $Pr_t = 0.85$

$\beta = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \bar{p}}{\partial T} \right)_p$  : c'est le coefficient de dilatation thermique

Pour un gaz parfait

$$G_b = -g_i \frac{\overline{\mu}_t}{\bar{\rho} Pr_t} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} \quad (2.51)$$

### 2.3.1.6 Effet de compressibilité sur la turbulence pour le modèle k-ε

Pour les écoulements ayant un nombre de Mach important, la compressibilité affecte la turbulence à travers ce qu'on appelle (dissipation de la dilatation), laquelle est négligée normalement dans la modélisation des écoulements incompressibles. [1]

Négliger la dissipation de la dilatation s'explique par la baisse observée dans le taux de dissipation qui s'étend avec un nombre de Mach croissant pour les mélanges compressibles et les autres couches de cisaillement libres. Pour expliquer ces effets dans les modèles k-ε du code de calcul, le terme de la dissipation de la dilatation,  $Y_M$ , est inclus dans l'équation de  $k$ .

Ce terme prend la forme suivante d'après une proposition de S. Sarkar et al. [2, 3]

$$Y_M = 2\bar{\rho}\varepsilon M_t^2 \quad (2.52)$$

Avec

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad (2.53)$$

$a$  : La célérité du son

### 2.3.1.7 Traitement de la région près de la paroi [4]:

Les lois de paroi (Standard Wall Function) sont utilisées, en remplacement de la condition d'adhérence à une paroi, dans le but de réduire notablement le coût de calcul (taille mémoire et temps de simulation).

Elles autorisent une discrétisation plus grossière près de la paroi. Toutefois, diverses limitations ou incertitudes demeurent sur leur domaine de validité. On admet généralement que l'écoulement présente une zone où le profil de vitesse est logarithmique. Or, l'existence d'une telle zone n'est établie que pour des écoulements où la turbulence est en équilibre avec l'écoulement moyen, ce qui implique que celui-ci varie suffisamment lentement. D'autre part, la zone logarithmique, lorsqu'elle existe, est limitée en étendue transversale et ceci implique un contrôle strict de la distance à la paroi du premier point de calcul.

Avec un modèle de loi de paroi, les équations de transport pour les grandeurs turbulentes ne sont résolues que dans la région de turbulence pleinement développée et hors de la couche limite. Ceci est assuré en prenant la distance du centre de la première maille à la paroi dans la gamme  $30 \leq y^+ \leq 300$ . La production de l'énergie cinétique turbulente,  $G_k$ , et son taux de dissipation,  $\varepsilon$ , dans la maille adjacente à la paroi, sont calculés à partir d'une hypothèse d'équilibre local. D'après Launder et Spalding [5], on a :

$$G_k = \frac{\tau_p^2}{\bar{\rho} K C_\mu^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{3}{2}} y_p} \quad , \quad \varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k_p^{3/2}}{k y_p} \quad (2.54)$$

Nous ne nous intéressons pas au détail de la couche limite, mais à l'effet global de la présence d'une paroi sur l'écoulement.

La modélisation de l'écoulement en proche paroi s'appuie sur celle des écoulements turbulents pariétaux cisailés simples.

Afin d'exprimer les différentes lois de répartition de la vitesse dans les différentes zones, On définit les paramètres adimensionnels suivants :

$$y^+ = \frac{\bar{\rho} y u_\tau}{\mu} \quad (2.55)$$

Et

$$u^+ = \frac{\tilde{u}}{u_\tau} \quad (2.56)$$

Où  $\tau_w$  ( $\tau_p$ ) est la tension de cisaillement à la paroi.

Une analyse temporelle multi-échelle permet de décomposer en trois couches distinctes la couche limite turbulente proche d'une paroi lisse :

- Une première couche où la viscosité du fluide domine la viscosité turbulente, appelée sous couche visqueuse. Dans cette zone le profil de vitesse est linéaire et s'écrit sous la forme suivante :

$$u^+ = y^+ \quad (2.57)$$

La sous couche visqueuse s'étendant jusqu'à une épaisseur de  $y^+ = 5$ .

- Une couche intermédiaire où la viscosité du fluide et la viscosité turbulente sont équivalentes, appelée zone tampon.
- Une couche externe où la viscosité turbulente est prépondérante et où le profil de vitesse est logarithmique et s'écrit comme suit :

$$u^+ = \frac{\tilde{u}}{u_\tau} = \frac{1}{K} \ln(Ey^+) \quad (2.58)$$

Où

$E$  et  $K$  (constantes de Von Karman) ont des valeurs fixes qui sont égales à :

$$E = 0,9 \text{ et } K=0,4.$$

Cette couche externe est supposée commencer à partir de  $y^+ > 50$ .

L'option (Standard Wall Function) est disponible lorsqu'on utilise le modèle  $k-\varepsilon$  ou  $RSM$ , mais ne peut être utilisée avec le modèle  $k-\omega$ .

Avec le modèle  $k-\varepsilon$  standard, les contraintes de Reynolds à la paroi sont calculées en supposant l'existence d'un profil de vitesse entre la paroi et la première cellule proche de celle-ci. Ce profil est modélisé par des lois semblables à celles que nous avons détaillées précédemment. Elles s'écrivent comme suit :

$$u^* = y^* \text{ pour } y^* < 11.225$$

$$u^* = \frac{1}{K} \ln(Ey^*) \text{ pour } y^* > 11.225$$

Les expressions de  $y^*$  et  $u^*$  sont les suivantes :

$$y^* = \frac{1}{\rho} \frac{C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} y_p}{\mu} \quad (2.59)$$

Et

$$u^* = \frac{\tilde{u}}{u_\tau} = \frac{C_\mu^{1/4} k_p^{1/2} \tilde{u}_p}{\tau_w / \rho} \quad (2.60)$$

$\tilde{u}_p$  Représente la vitesse moyenne du fluide au point  $P$ , situé à la distance  $y_p$  par rapport aux parois.  $k_p$  Est l'énergie cinétique turbulente au point  $P$ .

### 3-2-Modèle de turbulence k- $\omega$ -SST (Shear-Stress Transport)

Il est bien connu que la formulation en  $\omega$  est plus robuste que celle en  $\varepsilon$  dans le cas d'écoulements soumis à de forts gradients de pression adverse. En revanche, le modèle  $k$ - $\omega$  présente le désavantage d'être sensible à la valeur externe de  $\omega$ . Le modèle  $k$ - $\varepsilon$ , quant à lui, est très efficace dans les zones d'écoulements cisailés libres. Une combinaison des deux modèles est possible via une formulation mixte  $k$ - $\varepsilon$  /  $k$ - $\omega$ . C'est l'approche suivie par Menter [6] pour mettre au point son modèle (appelé SST-Menter) via une fonction de transfert  $FI$ . Cette fonction permet de sélectionner le modèle Wilcox  $k$ - $\omega$  dans la sous couche visqueuse et la région logarithmique et basculer progressivement vers le modèle  $k$ - $\varepsilon$  à mesure qu'on s'approche de la zone de sillage. On profite ainsi de la robustesse de  $\omega$  dans la région proche paroi et de l'insensibilité de  $\varepsilon$  dans l'écoulement libre, cependant, le modèle  $k$ - $\omega$  SST semble donc bien adapté aux écoulements décollés [7]

#### 2.3.2 Équations de transport :

Le modèle  $k$ - $\omega$  SST a une forme semblable au modèle  $k$ - $\omega$  standard : Le modèle de Menter repose sur deux équations de transport, une pour l'énergie cinétique de turbulence et l'autre pour la vorticité :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}\tilde{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tilde{G}_k - Y_k + S_k^2 \quad (2.61)$$

Et

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho}\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho}\tilde{u}_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \tilde{G}_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega^2 \quad (2.62)$$

$\tilde{G}_k$ : représente la génération d'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse moyenne,

$G_\omega$ : représente la génération de  $\omega$ .

$\Gamma_k$  et  $\Gamma_\omega$ : coefficients de la diffusion effective de  $k$  et  $\omega$  respectivement.

$Y_k$  et  $Y_\omega$ : dissipations de  $k$  et  $\omega$  dues à la turbulence,

$S_k$  et  $S_\omega$ : termes sources,

##### 2.3.2.1 Modélisation de la diffusivité effective :

Les diffusivités effectives pour le modèle SST sont données par les équations suivantes :

$$\Gamma_k = \bar{\mu} + \frac{\bar{u}_t}{Pr_k} \quad (2.63)$$

$$\Gamma_{\omega} = \bar{\mu} + \frac{\bar{u}_t}{Pr_{\omega}} \quad (2.64)$$

Ou

$$Pr_k = \frac{1}{F_1/Pr_{k,1} + (1-F_1)/Pr_{k,2}} \quad (2.65)$$

$$Pr_{\omega} = \frac{1}{F_1/Pr_{\omega,1} + (1-F_1)/Pr_{\omega,2}} \quad (2.66)$$

$Pr_k$  et  $Pr_{\omega}$  sont les nombres de Prandtl pour  $k$  et  $\omega$  respectivement,  $k$  et  $\omega$  la viscosité turbulente.

### 2.3.2.2 Modélisation de la viscosité turbulente

La viscosité turbulente est estimée par l'équation suivante

$$\bar{u}_t = \frac{\bar{\rho}k}{\omega} \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{\Omega F_2}{\alpha_1 \omega}\right]} \quad (2.67)$$

$$|\Omega| = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}}, \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.68)$$

Ou

$\Omega_{ij}$  : Letebseur moyen du taux de rotation

Les fonctions  $F_1$  et  $F_2$  sont données par les relations suivantes

$$F_1 = \tanh(\zeta_1^4) \quad (2.69)$$

Avec

$$\zeta_1 = \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\bar{\mu}}{\bar{\rho}y^2\omega} \right), \frac{4\bar{\rho}k}{Pr_{\omega,2}D_{\omega}^+y^2} \right] \quad (2.70)$$

Et

$$D_{\omega}^+ = \max \left( 2\bar{\rho} \frac{1}{Pr_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) \quad (2.71)$$

$$F_2 = \tanh(\zeta_2^4) \quad (2.72)$$

Avec

$$\zeta_2^4 = \max \left( \frac{2\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\bar{\mu}}{\bar{\rho}y^2\omega} \right) \quad (2.73)$$

$y$ : est la distance à la surface suivante,

$D_{\omega}^+$ : est la portion positive du terme de la diffusion croisée.

## 2.4 Modélisation de la production de turbulence

### 2.4.1 Production de $k$

Le terme  $\tilde{G}_k$  représente la production d'énergie cinétique turbulente. Elle est définie de la même façon que celle du modèle standard.

A partir de l'équation exacte de transport de  $k$ , ce terme peut être défini comme suit :

$$\tilde{G}_k = \min(G_k, 10\bar{\rho}\beta^*k\omega) \text{ Ou } G_k = -\overline{\rho u''_i u''_j} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \quad (2.74)$$

La valeur de  $G_k$  en utilisant l'hypothèse de Boussinesq prend la forme suivante :

$$G_k = \bar{\mu}_t \cdot S^2 \quad (2.75)$$

Où  $S$  est le module du tenseur moyen du taux-de-tension, défini de la même façon que le modèle  $k-\varepsilon$ .

### 2.4.2 Production de $\omega$

Le terme  $G_\omega$  représente la production de  $\omega$ , il est donné par la formule suivante :

$$G_\omega = \frac{\alpha}{\nu_t} \tilde{G}_k \quad (2.76)$$

Notez que cette formulation est en désaccord avec le modèle  $k-\omega$  standard. La différence entre les deux modèles réside aussi dans la manière d'évaluation du terme  $\alpha_\infty$

Dans le modèle  $k-\omega$  standard,  $\alpha_\infty$  est défini comme une constante. Pour le modèle SST, elle prend la forme suivante :

$$\alpha_\infty = F_1 \alpha_{\infty,1} + (1 - F_1) \alpha_{\infty,2} \quad (2.77)$$

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{k^2}{Pr_{\omega,1} \sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (2.78)$$

$$\alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{k^2}{Pr_{\omega,2} \sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (2.79)$$

Ou

$$K=0.41, \beta_{i,1} = 0.075, \beta_{i,2} = 0.0828$$

## 2.5 Modélisation de la dissipation de turbulence :

### 2.5.1 Dissipation de $k$

Le terme  $Y_k$  représente la dissipation de l'énergie cinétique turbulente, il est défini de la même façon que celle du modèle  $k-\omega$  standard. La différence entre le modèle  $k-\omega$  standard et le modèle  $k-\omega$  SST réside dans la manière d'évaluation du terme  $f_{\beta^*}$ . En effet, dans le modèle

$k$ - $\omega$  standard,  $f_{\beta^*}$  est défini comme une fonction. C'est une constante égale à 1 pour le modèle  $k$ - $\omega$  SST. D'où :

$$Y_k = \bar{\rho} \beta^* k \omega \quad (2.80)$$

### 2.5.2. Dissipation de $\omega$

Le terme  $Y_{\omega}$  représente la dissipation de  $\omega$ , il est défini de la même façon que celle du modèle  $k$ - $\omega$  standard. La différence entre les deux modèles  $k$ - $\omega$  standard  $k$ - $\omega$  SST réside dans la manière d'évaluation des termes  $\beta_i$  et  $f_{\beta}$ .

Dans le modèle  $k$ - $\omega$  standard,  $\beta_i$  est défini comme une constante égale à 0.072;  $f_{\beta}$  est pour le modèle  $k$ - $\omega$  SST, une constante égale à 1. D'où :

$$Y_k = \bar{\rho} \beta k \omega^2 \quad (2.81)$$

$\beta_i$  est donnée pour le modèle  $k$ - $\omega$  SST par la relation suivante :

$$\beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad (2.82)$$

Le modèle  $k$ - $\omega$  SST est basé sur les deux modèles standard  $k$ - $\varepsilon$  et  $k$ - $\omega$ , pour utiliser ces deux modèles ensemble, le modèle  $k$ - $\varepsilon$  standard est transformé en équations basées sur  $k$  et  $\omega$  par l'introduction d'un terme de diffusion croisée  $D_{\omega}$  donné par la relation suivante :

$$D_{\omega} = 2(1 - F_1) \bar{\rho} Pr_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.83)$$

### 2.6 Constantes du modèle k- $\omega$ SST :

$$\begin{aligned} Pr_{k,1} &= 1.176, & Pr_{\omega,1} &= 2 \\ Pr_{k,2} &= 1, & Pr_{\omega,2} &= 1.168 \\ \beta_{i,1} &= 0.075, & \beta_{i,2} &= 0.0828 \\ \alpha_1 &= 0.31 \end{aligned}$$

Toutes les constantes supplémentaires du modèle SST à savoir ;  $\alpha_{\infty}^*$ ,  $\alpha_{\infty}$ ,  $\alpha_0$ ,  $\beta_{\infty}^*$ ,  $R_{\beta}$ ,  $R_{\omega}$ ,  $R_k$ ,  $\zeta^*$  et  $M_0$  ont les mêmes valeurs que celles du modèle k- $\omega$  standard.

Sur le plan numérique, les équations k- $\omega$  sont résolues de la même manière que celles du modèle k- $\varepsilon$ , les seules différences résident en :

- ✓ L'établissement des conditions initiales et des conditions aux limites en  $\omega$  tel que :

$$\omega = \frac{\varepsilon}{\beta^* k} \quad (2.84)$$

- ✓ La modification des termes diffusifs et l'ajout des termes sources inhérents au modèle SST-Menter

L'avantage du modèle  $k-\omega$  par rapport au modèle  $k-\varepsilon$  réside dans la prise en compte des effets dus à la turbulence des écoulements à faible nombre de Reynolds. Il est utilisable pour les écoulements compressibles et permet de prendre en compte les transferts pariétaux.

Le modèle de Wilcox est applicable pour les écoulements en charge, les écoulements à surface libre caractérisés par de fortes contraintes de cisaillement, les jets et les écoulements autour d'un obstacle (phénomène de sillage), il est applicable aussi à la diffusion d'un polluant dissous

### Références chapitre 2

- [1] D. Guézengar, J. Francescatto, H. Guillard, J.-P. Dussauge, "Variations on a  $k-\varepsilon$  turbulence model for supersonic boundary layer computations", *Eur. J. Mech. B/Fluids* 18 (1999) 713–738.
- [2] Sarkar S., Erlebacher G., Hussaini M.Y., Kreiss H.O., The analysis and modeling of dilatational terms in compressible turbulence, NASA Contractor Report 181959, ICASE Report 89-79, 1989.
- [3] Sarkar S., The stabilizing effect of compressibility in turbulent shear flow, *J. Fluid Mech.* 282 (1995) 163–186.
- [4] ANSYS-FLUENT 12.0 "Tutorial Fluent «Modeling Turbulence, Chapter 12". ANSYS, inc. 2009.
- [5] B.E. Launder and D.B. Spalding. The numerical computation of turbulent flows. *Comp. Method in applied Mech. and Eng.*, 3:269–289, 1974.
- [6] F.R. Menter. Zonal two equation  $k-\omega$  turbulence models for aerodynamic flows. AIAA 93-2906, 24th Fluid Dynamics Conference July 6-9, 1993 / Orlando, Florida.
- [7] Cyril Pilinski "Étude numérique du décollement en tuyères supersoniques" thèse de Doctorat de l'INSA de Rouen, 2002.

# Chapitre 3

## Résultats et discussion

### Sommaire

---

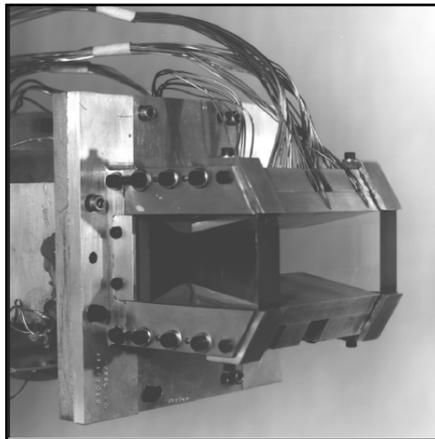
3.1	Introduction.....	59
3.2	Maillage du domaine de calcul.....	61
3.3	Sensibilité du Maillage .....	62
3.4	Effet du modèle de turbulence.....	63
3.5	Validation du modèle de la NASA.....	64
3.6	Interaction d'ondes de choc dans une tuyère sur-détendue .....	66
3.7	Retour de l'écoulement.....	68
3.8	Présentation des champs d'écoulement.....	68
3.9	Interprétation des résultats .....	70
3.9.1	Effets du taux de pression NPR sur un ensemble des phénomènes .....	70
3.9.1.1	Effets du taux de pression NPR sur le phénomène de symétrie/dissymétrie.....	70
3.9.1.2	Effets du taux de pression NPR sur les transitions FSS $\leftrightarrow$ RSS .....	73
3.9.2	Effets d'angle de divergence de la tuyère sur la structure globale des ondes de choc .....	76
3.9.2.1	Effets d'angle de divergence de la tuyère sur le phénomène symétrie/dissymétrie.....	77
3.9.2.2	Effets d'angle de divergence de la tuyère sur le phénomène de décollement FSS/RSS .....	79
3.10	Les parcours de la transition globaux obtenus.....	81
3.11	Les phénomènes d'hystérésis obtenus: .....	81

---

### 3.1 Introduction

Le problème d'interactions de chocs dans les tuyères présente un intérêt indéniable dans les applications aéronautiques et spatiales. Le domaine d'application couvre toute l'aviation supersonique et concerne particulièrement les écoulements compressibles dans des tuyères propulsives en présence de décollement au niveau de leurs parties divergentes. Parmi les paramètres influent aux phénomènes d'interactions de choc dans ces tuyères l'effet de l'angle de divergence de la tuyère et le rapport des pressions  $NPR = P_{io}/P_a$  (est le rapport entre la pression de la chambre et celle de l'ambiance). Notre présent travail est basé sur le calcul numérique d'écoulement compressible supersonique dans une tuyère conique (CD-2D) de la NASA, présenté dans les travaux de Hunter [1]. Cette tuyère est de divergente conique avec un angle de  $11.01^\circ$  et de longueur courte  $L=0.11557\text{m}$ , voir les figures 3.1 et 3.2.

En effet, la tuyère simulée est en 2D c'est une tuyère convergente-divergente avec un rapport de section  $A_2/A_1^*$  de 1.797 et un demi-angle de divergence de  $11.01^\circ$  pour le calcul de l'effet d' $NPR$  et un rapport variable lié au changement de l'angle de la divergence, c'est-à-dire on parle sur l'effet d'angle variant de  $5^\circ$  à  $17^\circ$ . La longueur de section de la partie divergente  $L$  est égale à DDDD m pour le premier calcul et pour le deuxième égale à NNN (voir la Figure 3.3).



**Figure 3.1.** : *Tuyère de la NASA de section rectangulaire [1].*

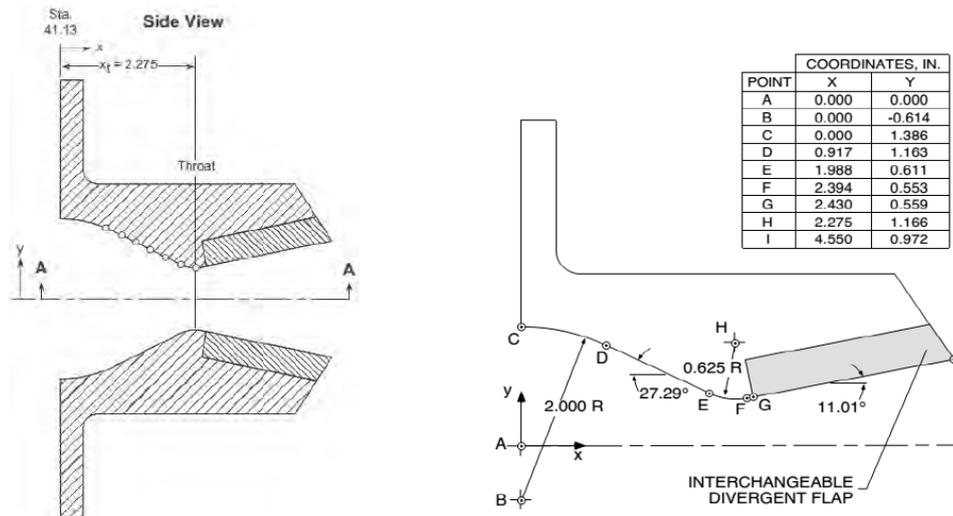


Fig.3.2 : Schéma décrivant le détail géométrique de la tuyère de la NASA [1].

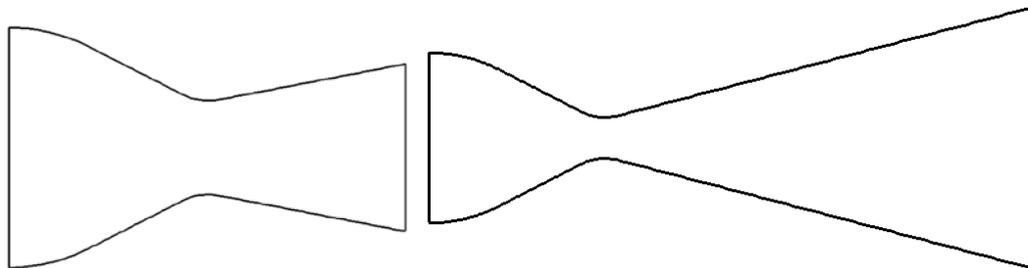


Fig.3.3 : Schéma géométrique des deux tuyères utilisées dans notre calcul : a) pour l'effet d'NPR, b) pour l'effet d'angle de divergence  $\alpha$ .

### Simulations numériques

Les calculs de cette étude ont été effectués à l'aide du code commercial CFD-Fastran com-175. Ce code a déjà été utilisé pour diverses investigations en aérodynamique des tuyères comme la vectorisation de la poussée fluïdique, la séparation des écoulements et l'écoulement réactif dans les tuyères supersoniques [38, 39]. CFD-Fastran est spécifiquement conçu pour les études d'écoulement compressible à des nombres de Mach élevés et basé sur la résolution des équations multi-espèces de Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) avec une formulation en volumes finis avec une méthode de différence au vent pour calculer les dérivées spatiales. Les termes de flux non visqueux ont été calculés à l'aide du schéma de division du vecteur de flux de Van Leer, avec le limiteur Osher pour atteindre une précision de troisième ordre. Il s'avère que cela fournit des propriétés souhaitables telles qu'une résolution exacte de l'interface de contact et des ondes de choc, ainsi que moins d'oscillations dans les chocs stationnaires et mobiles. La solution en régime permanent est obtenue en utilisant le schéma entièrement implicite de Point Jacobi. Les équations RANS ont été résolues avec le modèle de turbulence à deux équations K-Omega SST-Menter.

La fonctionnalité de maillage structuré multi-blocs, utilisée dans ce calcul, permet d'adapter les conditions initiales à des valeurs adéquates. Ceci est essentiel pour modéliser des écoulements complexes avec une forte interaction de choc lors des premiers pas de temps de calcul. Les conditions de stagnation ont été précisées en entrée de buse et en entrée de port d'injection fluide dans le cas du contrôle fluide de la transition, avec une température totale (290 K) et une pression totale fixes (3,5 bars pour l'entrée de buse et 0,4 bar pour l'injection). Les conditions aux limites du champ lointain en amont ont été définies par une pression et une température fixes par rapport au NPR de la buse souhaité. Au niveau de la paroi de la buse, une condition adiabatique sans glissement a été définie pour obtenir des solutions visqueuses. La fente d'injection circumférentielle est conçue avec une largeur de 0,5 mm et positionnée à  $x/R_{th} = 0,6483$ . Cette position s'avère optimale en contrôlant la transition par injection fluide. Les conditions d'écoulement à l'orifice d'injection donnent un débit massique secondaire à primaire de 2 % ( $m_j/m_p = 0,02$ ). Le domaine de champ d'écoulement a été discrétisé sur une grille multi-blocs structurée créée à l'aide du logiciel CFD-GEOM, Fig. 5. Les limites de sortie du domaine externe ont été positionnées à une distance en aval de 30 fois la longueur de la buse. Cela empêche les influences éventuelles des conditions aux limites du champ lointain sur le débit de buse simulé. De plus, le maillage dans les régions proches des parois visqueuses a été regroupé pour résoudre les forts gradients verticaux dans la couche limite de manière à atteindre une valeur de  $Y^+ < 1$  le long de la paroi interne de la buse. Une étude de raffinement de grille a d'abord été réalisée sur l'influence du raffinement de grille sur la position de séparation. La convergence est atteinte pour un maillage d'environ 181200 points de grille. La figure 5 montre une partie de la grille numérique utilisée pour ces calculs.

### 3.2 Maillage du domaine de calcul

Les deux maillages ont été réalisés à l'aide du logiciel CFD-GEOM. On utilise pour nos calculs un maillage structuré quadrilatère présenté dans la figure 3-4. Ce type de maillage permet en général d'obtenir une bonne résolution numérique. Un maillage de qualité est primordial pour obtenir une bonne convergence lors de simulation numérique. Divers types de maillages ont été testés afin de déterminer le meilleur compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul. Nos tests de simulation ont été validés en comparant les stries expérimentales de Hunter et al. [1] et ceux de numériques. Cette comparaison est effectuée à  $NPR=2.4$ .

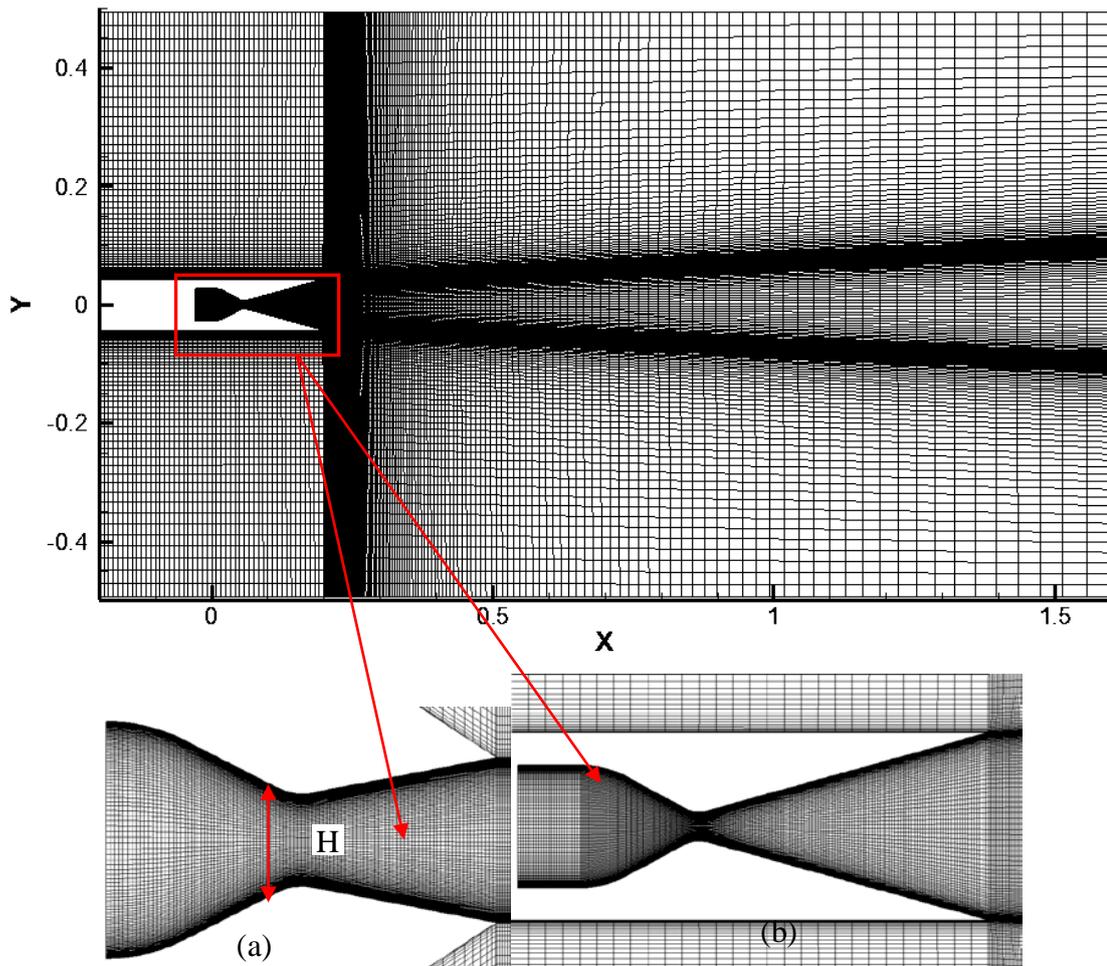


Fig.3.4 : Maillage du domaine de calcul : a) pour le calcul d'effet d'NPR, b) pour l'effet de l'angle de divergence  $\alpha$ .

### 3.3 Sensibilité du Maillage

Afin de voir l'influence du maillage sur la solution numérique, nous effectués des calculs avec trois maillages de taille différentes (voire de tableau 3.1).

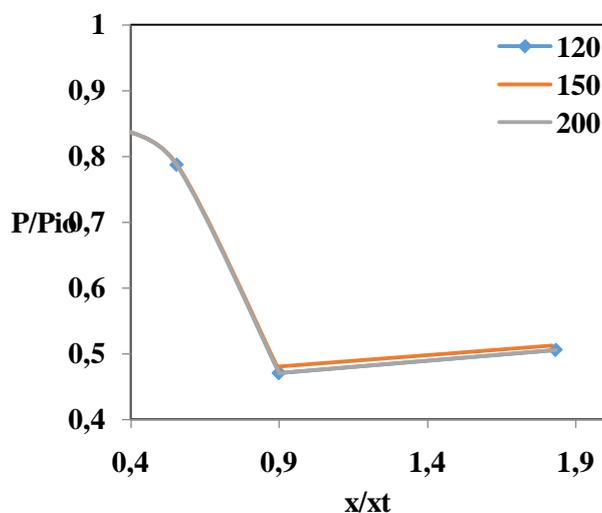
Un maillage de qualité est primordial pour obtenir une bonne convergence lors de la simulation numérique. Il ne doit être ni trop lâche pour ne pas perdre d'informations, ni trop dense pour ne pas nécessiter trop de ressources de calcul. Trois configurations de maillage ont été testées afin de déterminer le meilleur compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul. Nos tests de simulation ont été validés en utilisant les évolutions des pressions statiques le long de l'axe de la tuyère pour  $NPR=2.4$  et l'angle de divergence égale  $11.01^\circ$ .

Pour toutes les simulations qui viennent, nous utiliserons des mailles de la deuxième configuration (M2), environ 43000nœuds, car des mailles plus fines, si elles n'ont qu'une

influence minime sur les résultats, augmentent en revanche considérablement le temps de calcul.

Maillages	Nombre des nœuds
M1(120)	37000
M2(150)	43000
M3(200)	53000

*Tableau 3.1. : Nombre des nœuds de chaque maillage utilisé.*

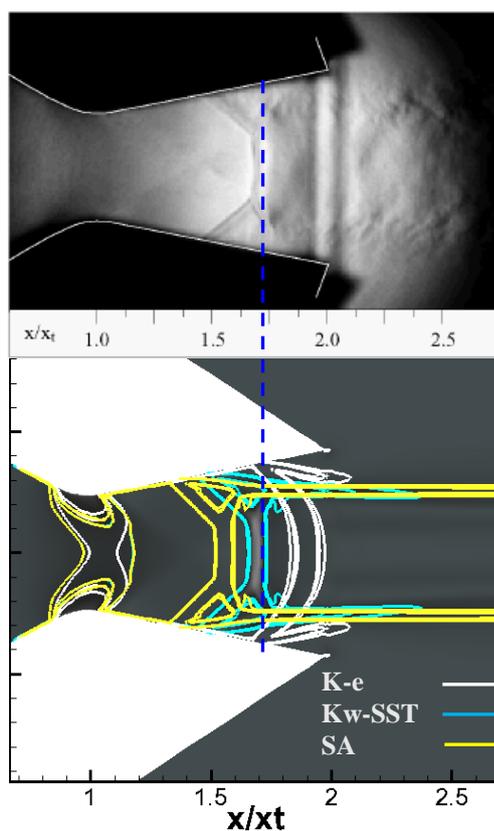


**Figure 3.5 :** *Evolutions de la pression statique le long de l'axe central de la tuyère pour différents maillages.*

### 3.4 Effet du modèle de turbulence

Dans les calculs numériques, le choix du modèle de turbulence affecte notablement les résultats. Trois modèles ont été testés à savoir ; le modèle à une équation Spalart-Almaras, le modèle de deux équations k- $\epsilon$  et k- $\omega$  SST. Les Figures 3.6 a montré l'influence des modèles de turbulence sur la répartition de la pression pariétale, pour NPR=2.4. On remarque à partir de ces figures que la hauteur du disque de Mach ainsi que leur position du modèle Kw -SST sont conforme avec l'expérience de Hunter par rapport des autres modèles de turbulence.

Donc ; ce modèle est on peut le choisir pour le calcul numérique suivant.



**Figure 3.6.** : Effet du modèle de turbulence sur la position et la hauteur du disque de Mach à  $NPR=2.4$  et pour un angle de divergence de la tuyère  $\alpha=11.01^\circ$ .

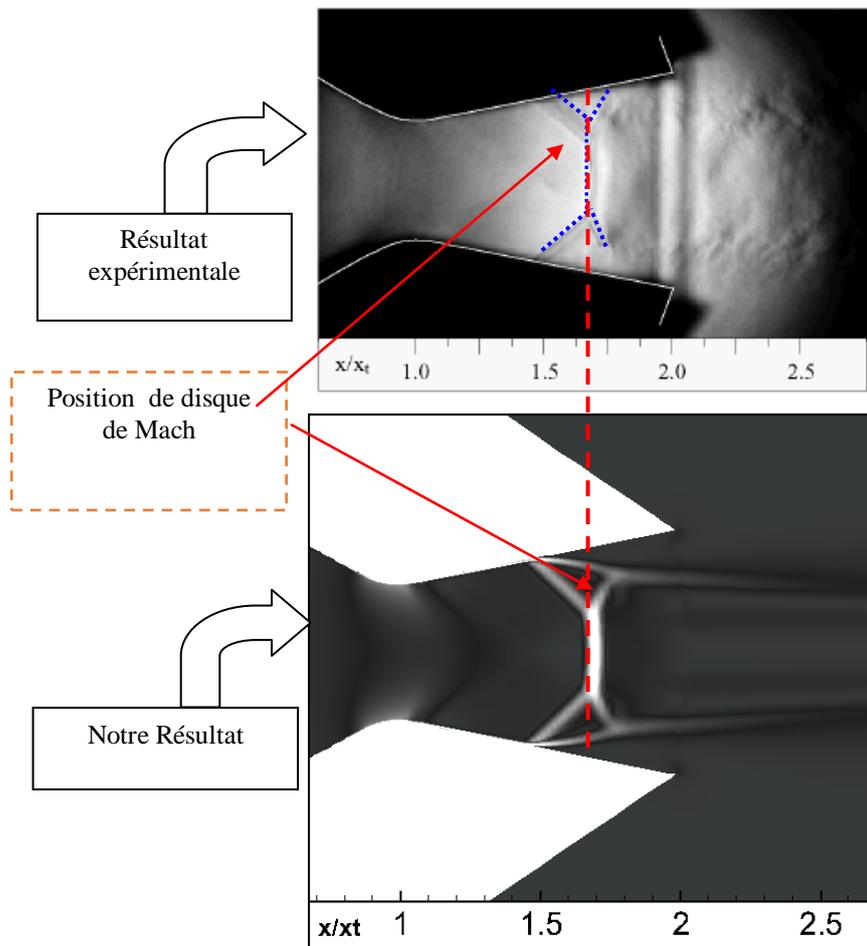
### 3.5 Validation du modèle de la NASA

Après la validation du maillage, on a trouvé le modèle mathématique correspond le maillage plus fin. La figure 3.7, représente la comparaison de notre résultat numérique obtenu à l'aide du logiciel CFD-FASTRAN avec celui de l'expérience de Hunter pour le taux de pression  $NPR=2.4$ . Cette comparaison traduite par la hauteur de disque de Mach, leur position dans leur forme. On constate que ces paramètres donnent une visibilité claire pour le calcul numérique et l'expérience de Hunter. Donc par la suite nos résultats sont validés.

La Figure 3.8 illustre les schémas de chocs qu'on a calculés pour  $NPR=2,4$  obtenus expérimentalement et numériquement par Hunter [1], numériquement par H. Goudmi [2] par Fluent et par le logiciel CFD-FASTRAN de notre résultat numérique.

Cette figure donne un autre type de comparaison. Le présent calcul de notre résultat prédit une hauteur du disque de Mach de l'ordre de 0,72in, ce qui correspond à 1.82cm. Cette

valeur est proche de résultat expérimentale de Hunter qui est d'ordre de 0.78in, mais un peu plus loin des calculs numériques de [1] et [2]. Par contre pour les angles de chocs, on a obtenu des valeurs plus proches des mesures expérimentales que les calculs numériques de [1]. Cette comparaison révèle la précision de la présente simulation numérique de CFD-FASTRAN est mieux que celle trouvée par FLUENT et PAB3D.



**Figure. 3.7:** Comparaison les strioscopies numérique et expérimentale pour  $NPR=2.4$  et pour  $\alpha=11.01^\circ$ .

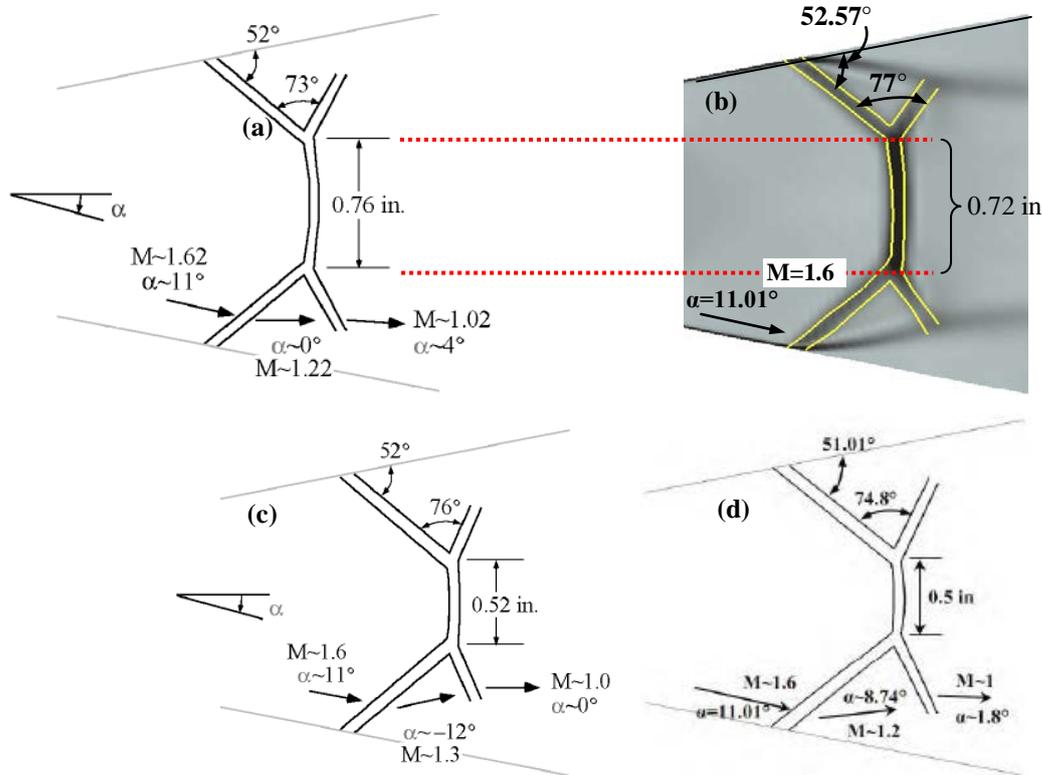


Figure. 3.8: Schéma de chocs à  $NPR = 2,412$ ; comparaison entre a), mesures issues de l'expérience [1], c) calcul numérique de [2] et b) notre calcul.

### 3.6 Interaction d'ondes de choc dans une tuyère sur-détendue

La topologie globale de l'écoulement traversant une tuyère sur-détendue est présentée dans les figure 3.9 et 3.10 obtenue par des calculs numériques effectuées dans des conditions où le taux de pression  $NPR=6$  et  $3$  ainsi pour l'angle de divergence de la tuyère égale à  $\alpha=11.01^\circ$  et  $10^\circ$ , mais pour différents diamètres du col.

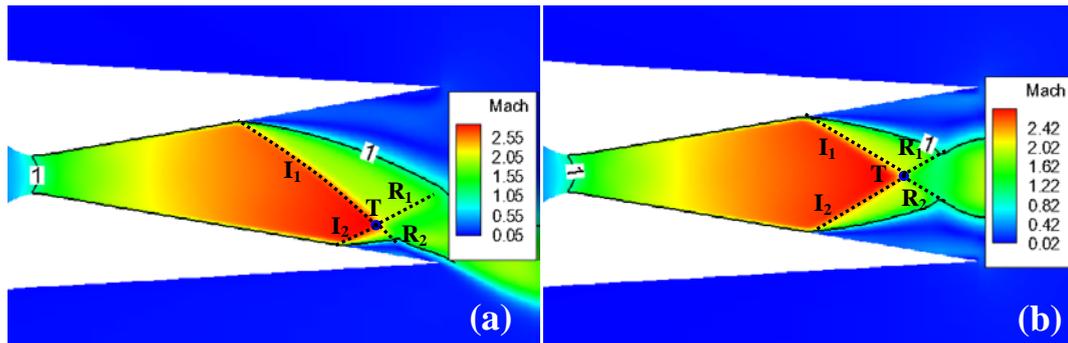
Ces figures montrent deux types d'interaction de choc :

- Une interaction régulière notée RR (figure 3.9), suivie par deux phénomènes de décollement, dissymétrique (figure 3.9a) et celui symétrique (figure 3.9b) restreint (figure 3.9a) sur la paroi inférieure et libre (figure 3.9a sur la paroi supérieure et figure 3.910 pour les deux).

Ce type d'interaction comporte :

1. Deux ondes de choc internes  $I_{in1}$   $I_{in2}$  au voisinage du col.

2. Deux ondes de choc obliques incidentes  $I_1$ ,  $I_2$ , symétrique et dissymétrique, dites chocs de décollement, sont situées sur les parois haute et basse, dû à l'effet de sur-détente dans la tuyère.
3. Deux ondes de choc réfléchies  $R_1$ ,  $R_2$ , qui sont orientés vers les parois de la divergente de la tuyère.
4. Un point triple T.
5. Une ligne de glissement S.

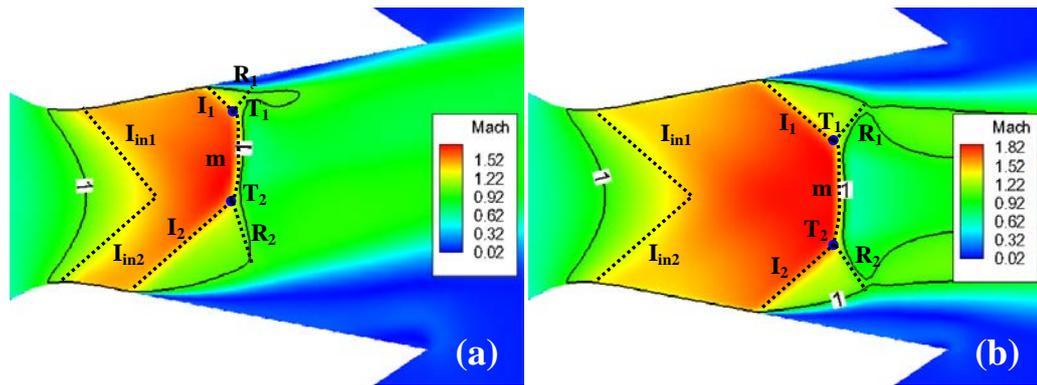


**Figure. 3.9 :** Interaction régulière (RR)  $NPR=6$  et  $\alpha=10^\circ$ : a) dissymétrique, b) symétrique.

- Une interaction de Mach notée MR (figure 3.10), aussi suivie par deux phénomènes de décollement restreint et libre, dissymétrique (figure 3.10a) et celui symétrique (figure 3.10b), restreint (figure 3.10a) sur la paroi inférieure et libre (figure 3.9a sur la paroi supérieure et figure 3.10 pour les deux).

Ce type d'interaction comporte :

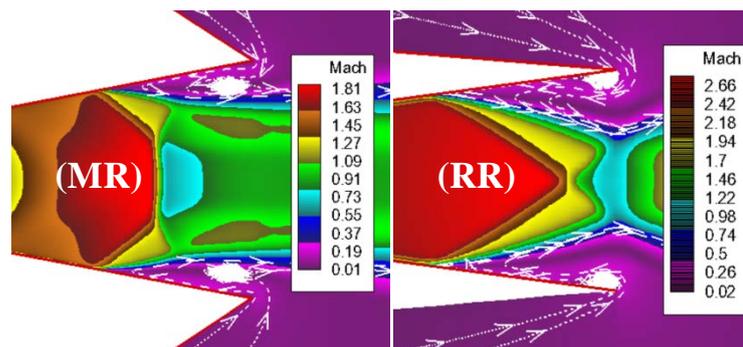
1. Deux ondes de choc internes  $I_{in1}$   $I_{in2}$  au voisinage du col.
2. Deux ondes de choc obliques incidentes  $I_1$ ,  $I_2$ , dites chocs de décollement sont dues à l'effet de sur-détente dans la tuyère.
  - De mêmes et de différentes intensités,
  - Symétrique et dissymétrique,
  - Situées sur les parois haute et basse,
3. Une Onde de choc quasi normale  $m$  dite disque de Mach situé presque à la position médiane ou soit près de la paroi haute ou près de la paroi basse de la partie divergente de la tuyère.
4. Deux ondes de choc réfléchies  $R_1$ ,  $R_2$ , sont orientés vers les parois de la divergence de la tuyère.
5. Deux points triples :  $T_{1sym}$ ,  $T_{2sym}$  et  $T_{1asym}$ ,  $T_{2asym}$
6. Deux lignes de glissement  $S_1$ ,  $S_2$ .



**Figure. 3.10** : Interaction de Mach (MR)  $NPR=2.3$  et  $\alpha=11.01^\circ$  : a) dissymétrique, b) symétrique.

### 3.7 Retour de l'écoulement

Lorsque le jet supersonique décolle de la paroi de tuyère, il s'organise un écoulement de recirculation du fluide externe qui vient remplir la région de la tuyère après le point de décollement. Ainsi le fluide du milieu externe est aspiré à l'intérieur de la tuyère sous l'effet d'entraînement puis évacué à l'extérieur voir figure 3.11.



**Figure. 3.11** : Retour de l'écoulement.

### 3.8 Présentation des champs d'écoulement

Les lignes de courant du champ d'écoulement sont présentées dans la figure 3.8. Ces lignes de courant montrent que les deux chocs de compression ou de décollement comme des chocs obliques où l'écoulement traversant celles-ci changé sa direction.

L'intensité du choc de décollement peut être déterminée par la variation du gradient de densité, voir le zoom de la figure de 3.12a ou la vitesse d'écoulement avant et après le choc est diminuée (le nombre de Mach diminue). En aval du choc de décollement se forme une bulle de recirculation correspondre une vitesse faible (la zone de couleur bleue).

La figure 3.12a représente le champ du nombre de Mach. Cette figure montre que le changement du nombre de Mach est visible. Comme on a dit précédemment que la direction

d'écoulement est changée lorsqu'on traverse une onde de choc où le nombre de Mach est diminué. Après le disque de Mach, le nombre de Mach est diminué rapidement qui sera traduit par un régime d'écoulement subsonique où  $M < 1$ .

La répartition de la pression statique sur la figure 3.12.b montre les différentes pressions statiques de l'écoulement. Il est clair que la pression statique d'écoulement diminue progressivement dans le divergent de la tuyère ce qui signifie la détente isentropique d'écoulement jusqu'à l'on rencontre les ondes de choc où elle est augmentée puis diminuée progressivement et atteint la pression ambiante. Dans la figure 3.12c, la distribution de la température est suivie la même distribution que la pression statique. Ces évolutions sont traduites par la loi des gaz parfait  $PV = nRT$ , c'est-à-dire que lorsqu'on augmente la pression d'écoulement, sa température augmente aussi.

Un autre paramètre important qu'on a besoin de présenter dans ce type de cas d'écoulement c'est l'énergie cinétique turbulente. Elle est présentée dans la figure 3.12.d. Cette figure montre que l'énergie cinétique est maximum dans les zones des couches de mélange décollées où les contraintes par frottement sont fortes, ce qui est expliqué par une accélération de l'écoulement.

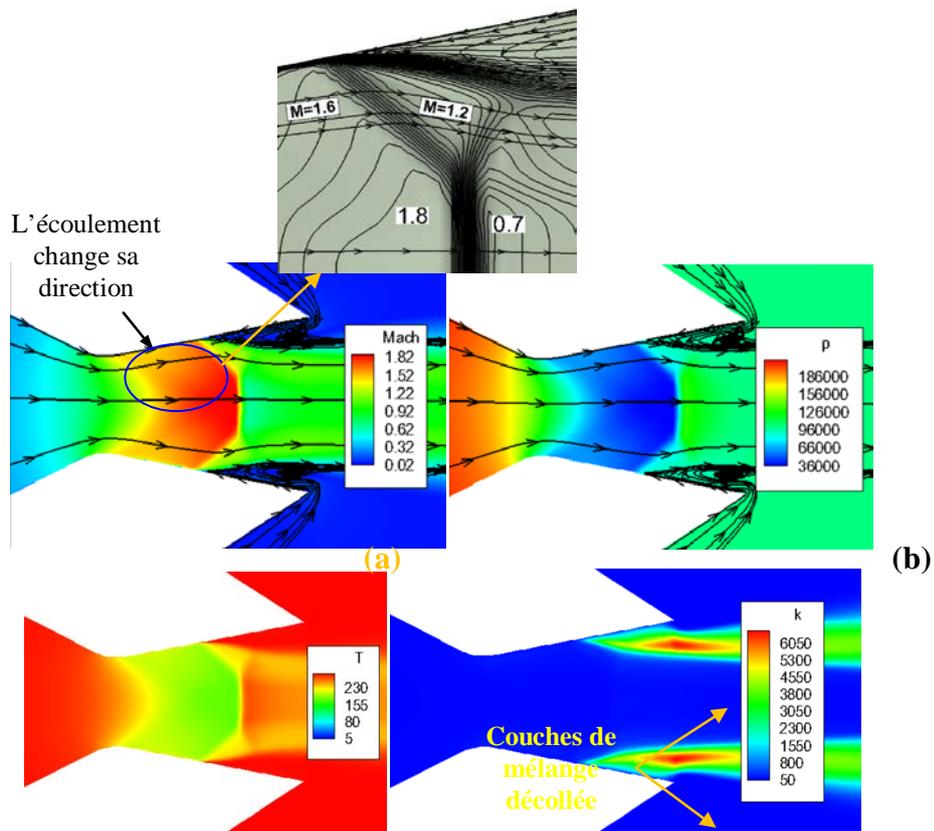


Figure. 3.12 : Champs du nombre de Mach, de pression statique et de température statique pour un angle de divergent  $\alpha = 11.01^\circ$  et  $NPR = 2.3$ .

### 3.9 Interprétation des résultats

Dans cette partie de discussion des résultats, on divise notre étude numérique en deux parties de calculs, la première est basée sur l'effet du taux des pressions NPRs qui est varié de 2.4 à 1.65 pour un angle de divergent de la tuyère reste fixé à  $\alpha=11.01^\circ$  correspond un rapport de section  $A_e/A_t=1.797$ , tandis que la deuxième est basée sur l'effet de l'angle de divergent de la tuyère effectuée pour un taux des pressions NPR=6. Ces deux paramètres influent directement aux phénomènes de transitions FSS/RSS et aussi aux ceux de transitions symétrie/dissymétrie d'écoulement principal. Dans ces cas, les conditions ambiantes sont de  $P_a=102387.14\text{Pa}$ ,  $T_a=294.55\text{K}$  et un nombre de Mach  $M_a=0.025$ , tandis que la température génératrice reste constante égale à 294.55 K, lorsque la pression génératrice varie en fonction de la pression ambiante et le taux des pressions NPR. Ces conditions d'écoulement sont similaires que celles utilisées par Hunter et al. [1].

Cependant, tous les calculs sont effectués par l'augmentation et la diminution de ces paramètres. On présente par la suite les résultats obtenus au cours de ces calculs numériques.

Pour déterminer la prédiction globale de l'écoulement, on utilise le paramètre du gradient de densité ( $\nabla\rho$ ) de l'écoulement qui est donné une présentation claire des ondes de choc.

#### 3.9.1 Effets du taux de pression NPR sur un ensemble des phénomènes

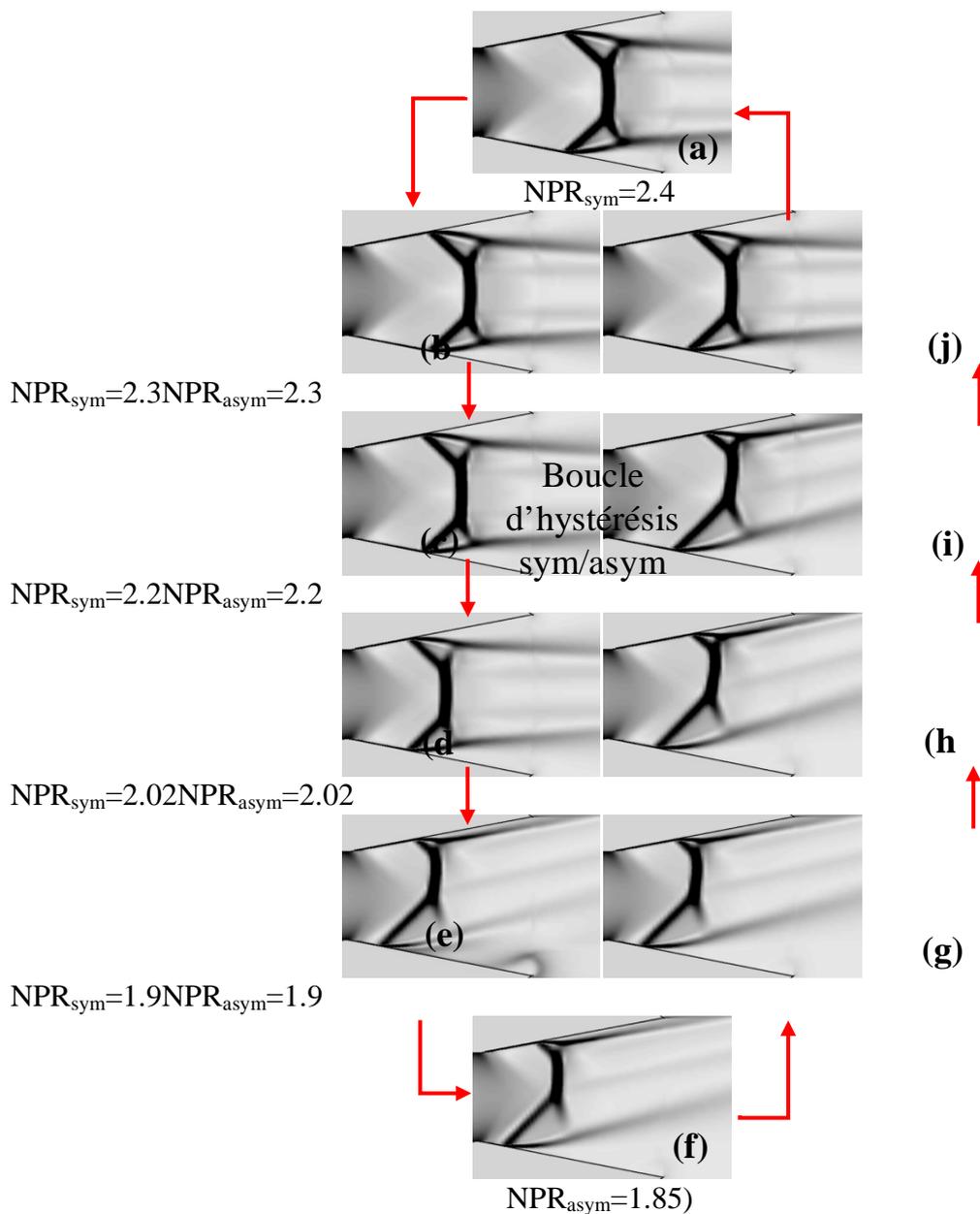
On présente dans cette partie, l'étude de l'effet du taux de détente NPR sur les phénomènes d'interaction d'ondes de choc et celui de décollement de la couche limite dans la partie divergente de la tuyère. Elle est effectuée en diminuant puis augmentant le taux de détente  $\text{NPR}=\rho_0/P_a$  variant de 2,41 à 6 et vice versa.

En premier lieu, une interaction de Mach MR est observée dans tous les calculs de l'effet du taux de pressions NPR et aussi deux configurations d'écoulement symétriques et asymétriques ont été observées.

##### 3.9.1.1 Effets du taux de pression NPR sur le phénomène de symétrie/dissymétrie

L'écoulement compressible visqueux pour plusieurs NPR, variant de  $\text{NPR} = 2.4$  à 1.65, a été étudié par des simulations RANS 2D pour observer les différentes configurations dans la tuyère. Dans ce premier cas, l'écoulement a été initialisé avec un  $\text{NPR}=2.4$  qui a été maintenu constant jusqu'à la convergence statistique dans cette valeur de NPR, il est clair que l'écoulement est initialement symétrique.

Les deux types de configurations (symétrique ou dissymétrique) étant visibles en état stationnaire, une série de calcul a été menée afin de simuler le passage d'une configuration à l'autre et de mettre en évidence le phénomène d'hystérésis de configuration symétrique↔asymétrique. La transition, entre les deux types de configurations, consiste à changer le taux de pression NPR, et de fixer l'angle de divergence de la tuyère pendant le calcul à  $\alpha=11.01^\circ$ . Dans un premier temps, une configuration symétrique a été obtenue, pour une valeur du taux de pression NPR égale à 2.4. Cette configuration a été obtenue en partant d'un champ uniforme, où les deux ondes de choc de décollement sont symétriques. Ensuite, le taux de pression a été diminuer et à chaque fois une solution stationnaire stable a été atteinte, à partir du champ initial convergé pour un taux de pression précédent. Les calculs ont été effectués jusqu'à l'obtention d'une configuration d'écoulement devient soudainement dissymétrique ou asymétrique à un taux de pression de  $NPR_{\text{crit-sym}}=1.90$ , cette valeur correspond à une valeur critique. Puis ils ont été répétés en sens inverse où l'écoulement est initialisé avec une configuration dissymétrique, en augmentant à nouveau le taux de pression NPR en plus haut que l'NPR critique pour retrouver à nouveau l'écoulement de la configuration symétrique. En effet que la symétrie par rapport à l'axe de la tuyère n'est obtenue qu'à  $NPR=2.3$  notée  $NPR_{\text{crit-asym}}=2.3$ . En effet, en comparant les strioscopies numériques (par le gradient de densité) obtenus pour un même taux de pression NPR (Figure 3.14.a jusqu'à 3.14.j), et on remarque que l'on obtient, suivant le sens de parcours, soit une configuration symétrique, soit une configuration asymétrique.



**Figure. 3.14 :** Visualisation des strioscopies numériques des structures de choc obtenues par des calculs 2D pour un NPR décroissant (à gauche) et croissant (à droite). Les structures sont visualisées à l'aide des contours de  $|\nabla p|$ .

Pour conclure, cette partie de l'étude démontre clairement que la symétrie de l'écoulement est très dépendante de la variation de NPR dans la tuyère ce qui est d'un grand intérêt industriel vis à vis de l'intégrité structurale de la tuyère lors du lancement de fusées ou de vaisseaux spatiaux.

Les observations précédentes peuvent être présentées sur la figure 3.15, où l'existence d'une double zone d'NPR où les deux configurations sont possibles est mise en évidence.

Le phénomène d'hystérésis, induit par la variation du taux de pression NPR, est clairement reproduit par le calcul numérique présenté par les contours de gradient de densité sur la figure 3.14. En effet, pour un taux de pression considéré, on observe, suivant le sens de passage, soit une configuration symétrique, soit une configuration dissymétrique. Ce phénomène se traduit par une diminution, puis une augmentation du taux de pression NPR défini par l'ensemble des deux passages de transition, de Sym→Asym et de Asym→Sym.

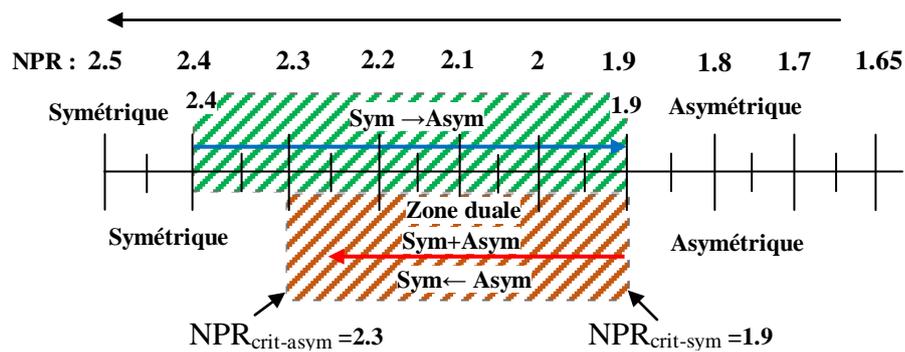
• Pour le calcul d'effet NPR :

La transition de  $NPR_{crit-sym} \rightarrow NPR_{crit-asym}$  est obtenue pour le taux de pression diminue et variée de ;

$$1.90 \leq NPR \leq 2.4,$$

La transition de  $NPR_{crit-asym} \rightarrow NPR_{crit-sym}$  est obtenue pour le taux de pression augmente variée de ;

$$1.90 \leq NPR \leq 2.3.$$



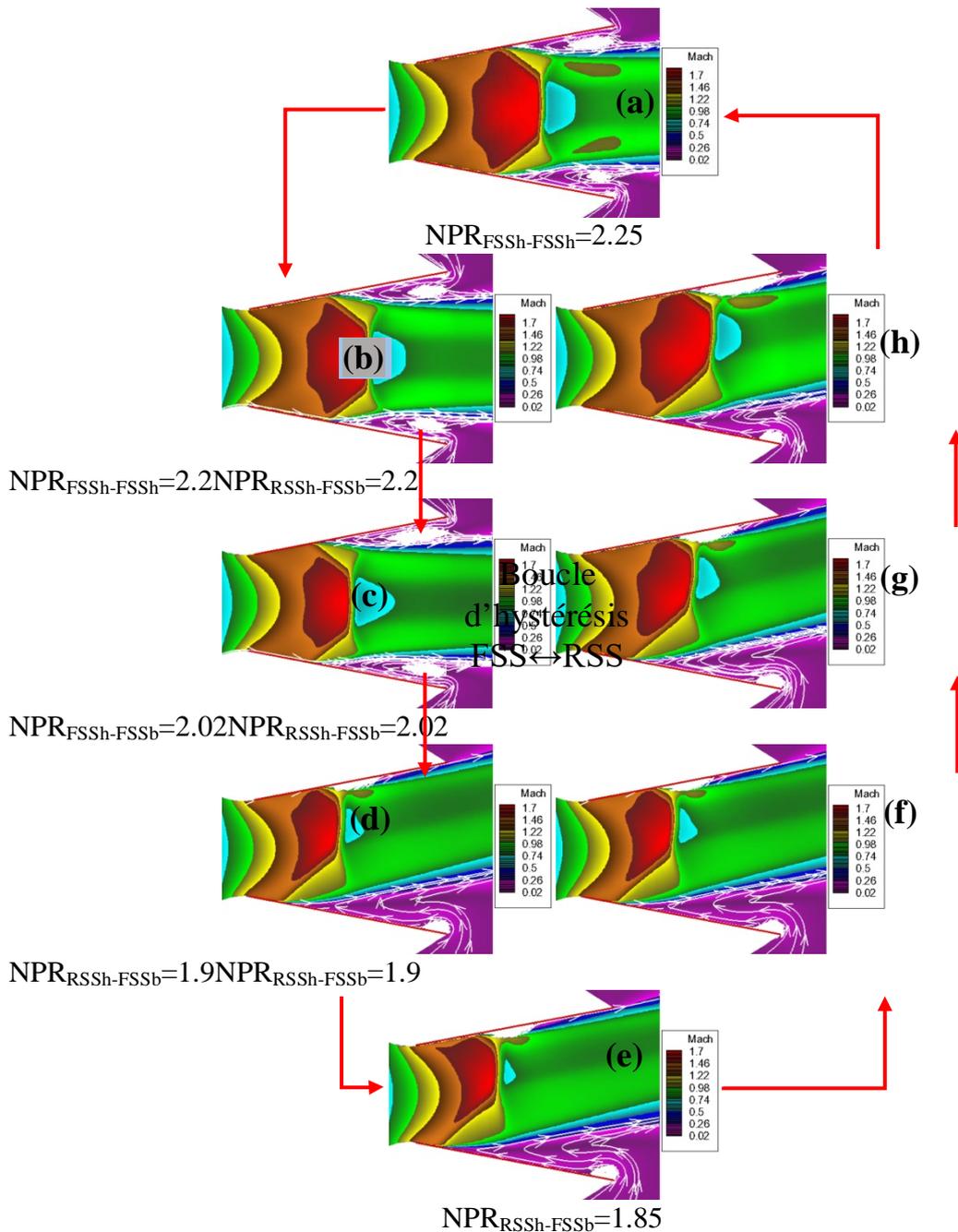
**Figure. 3.15 :** Schéma du phénomène d'hystérésis  $Sym \leftrightarrow Asym$  obtenu par simulations 2D induit par l'effet d'NPR.

### 3.9.1.2 Effets du taux de pression NPR sur les transitions FSS↔RSS

Lors de l'ascension à basse altitude, les lanceurs spatiaux subissent une pression de sortie de tuyère élevée entraînant une séparation d'écoulement dans le divergent. Deux régimes de séparation de flux ont été identifiés : les régimes de séparation par choc libre (FFS) et les régimes de séparation par choc restreint (RSS) [1]. La transition entre ces deux régimes avec une asymétrie potentielle de l'écoulement pourrait conduire à des charges latérales élevées qui sont d'une grande importance pratique.

Les phénomènes de séparation libre (FSS), restreint (RSS) et leurs phénomènes de transitions entre eux  $FSS \rightarrow RSS$  et  $RSS \rightarrow FSS$ , nous sommes présentés dans figure 3.16 par les champs de Mach pour différents taux de pression NPRs dont un angle de divergence de la

tuyère était constante égal à  $\alpha=11.01^\circ$ . Ces phénomènes de séparation sont associés par un phénomène d'hystérésis  $FSS \leftrightarrow RSS$ . En premier lieu, une série de calcul numérique a été menée par une diminution puis une augmentation du taux de pressions NPR. Une séparation libre était observée par une solution convergée à une valeur initiale du taux de pressions égale à  $NPR=2.4$  où l'écoulement est symétrique et le type d'interaction obtenue est de type de Mach, sont présentées dans la figure 3.16-a.



**Figure. 3.16:** Structures de chocs obtenues par calculs 2D pour un NPR décroissant (à gauche) et croissant (à droite). Les structures sont visualisées à l'aide des contours des champs de Mach.

Il est clair que l'écoulement est initialement symétrique et la séparation libre des chocs FSS ainsi que et l'interaction de Mach (MR) ont été observée. Cette dernière reste observée dans tous les résultats de ce cas de calcul. Lorsqu'on diminue continument le taux des pressions NPR et dans l'intervalle de  $2.4 \geq \text{NPR} \geq 2.02$ , la symétrie de l'écoulement principal et la séparation libre FSS restent inchangées. Une fois  $\text{NPR} \leq 1.9$ , une asymétrie brutale de l'écoulement est observée avec des séparations restreinte RSSh et libre FSSb se produisant respectivement sur les parois supérieure et inférieure de la divergence de la tuyère comme les montrées dans la figure 3.14. Cette valeur de NPR est correspond la valeur critique asymétrique peut s'écrire  $\text{NPR}_{\text{crit-FSS}}=1.9$ . La séparation restreinte de choc RSSh sur la paroi supérieure continue de se produire jusqu'à  $\text{NPR}=2.2$ , cette valeur correspond la valeur critique symétrique noté  $\text{NPR}_{\text{crit-RSS}}=2.2$ . Par la suite, à  $\text{NPR}=2.3$ , ou plus exactement à  $\text{NPR}=2.25$ , l'écoulement soudainement atteint une configuration relativement symétrique, voir la figure 3.16-h. Pour  $\text{NPR} > 2.25$ , une transition RSSh  $\rightarrow$  FSSh se produit provoquant la stabilisation de l'écoulement et aucun RSSh n'a été observé pour tous les cas par la suite.

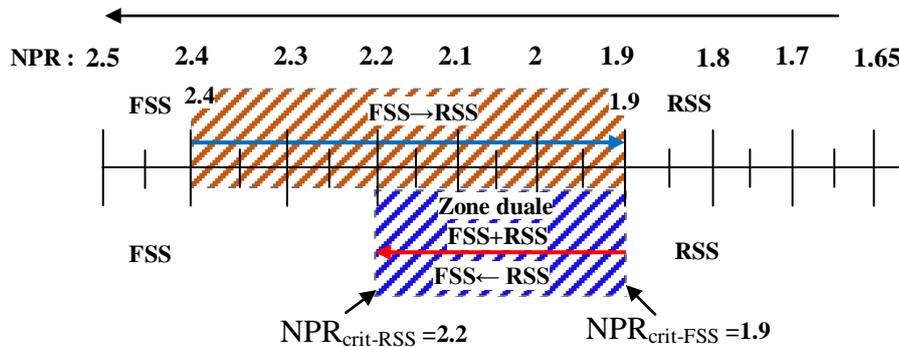
Entre NPR de 1.9 et 2.2, on observe que la position ou l'emplacement du point de séparation se déplace progressivement vers l'aval le long de la paroi supérieure, tandis que celle du point de séparation de la paroi inférieure reste presque constante à la même position, comme le montre la figure 3.16-d de 3.16-h. Par la suite, une transition RSSh  $\rightarrow$  FSSh se produit et on voit que l'écoulement atteint la symétrie. Ce déplacement du point de séparation lié à la surface supérieure où l'on existe RSSh affectant directement le déplacement du point de rattachement plus près de la sortie de la tuyère où il s'ouvre finalement sur l'air ambiant.

Au NPR de 2,25 et plus, le RSSh disparaît et les deux types de configurations FSSh et FSSb domine le long des deux parois supérieures et inférieure, respectivement.

Le gradient de pression défavorable amène l'air ambiant à se précipiter dans la région d'écoulement séparé, empêchant temporairement l'emplacement de séparation de se déplacer vers l'aval et entraînant ainsi une transition RSSh  $\rightarrow$  FSSh.

Il est en effet démontré en dessus sur la Figure 3.16 que pour  $2.3 < \text{NPR} < 1.9$ , l'écoulement peut être soit symétrique, dans le cas décroissant, soit asymétrique lorsque le NPR est croissant. Alors, deux phénomènes d'hystérésis sont présentés par des schémas indicatrices bien détaillés sur les figures 3.15 et 3.17. Ces phénomènes sont définis d'un côté par deux transitions, de FSSh  $\rightarrow$  RSSh et de RSSh  $\rightarrow$  FSSh de choc décollé sur la paroi

supérieure et d'autre côté par deux transitions, desymétrie → la dissymétrie et de dissymétrie → la symétrie de l'écoulement principal orienté vers la surface supérieure. Quelques auteurs ont été signalé pour le régime symétrique/asymétrique dans une tuyère pour le cas d'effet d'NPR.



**Figure. 3.17 :** Schéma du phénomène d'hystérésis de  $FSS \leftrightarrow RSS$  obtenu par simulations 2D induit par l'effet d'NPR.

Ce phénomène se traduit par une diminution, puis une augmentation du taux de pression NPR défini par l'ensemble les deux passages de transition, de  $FSSh \rightarrow RSSh$  et de  $RSSh \rightarrow FSSh$ .

- **Pour le calcul d'effet NPR :**

La transition de  $NPR_{crit-sym} \rightarrow NPR_{crit-asym}$  est obtenue pour le taux de pression diminue et variée de ;

$$2.4 \leq NPR \leq 1.9,$$

La transition de  $NPR_{crit-asym} \rightarrow NPR_{crit-sym}$  est obtenue pour le taux de pression augmente variée de ;

$$1.90 \leq NPR \leq 2.2.$$

### 3.9.2 Effets d'angle de divergence de la tuyère sur la structure globale des ondes de choc

Un autre paramètre influençant à la structure de l'onde de choc et sa tendance à devenir asymétrique et sur le type de décollement et le basculement de décollement libre FSS vers le décollement restreint RSS est l'angle de divergence de la tuyère. Plusieurs calculs numériques ont été effectués pour différentes valeurs de l'angle de divergence variant de  $5^\circ$  à  $17^\circ$  où le taux

de détente est fixé à la valeur de  $NPR=6$  pour discuter par la suite l'effet de ce paramètre sur les phénomènes de transition symétrie/asymétrie puis de transition FSS/RSS, et les phénomènes d'hystérésis associés à ces transitions, symétrie/asymétrie et FSS $\leftrightarrow$ RSS.

En premier lieu, afin de présenter les résultats numériques, on note que, il y a quelques structures de chocs qu'ont été observé, telles que :

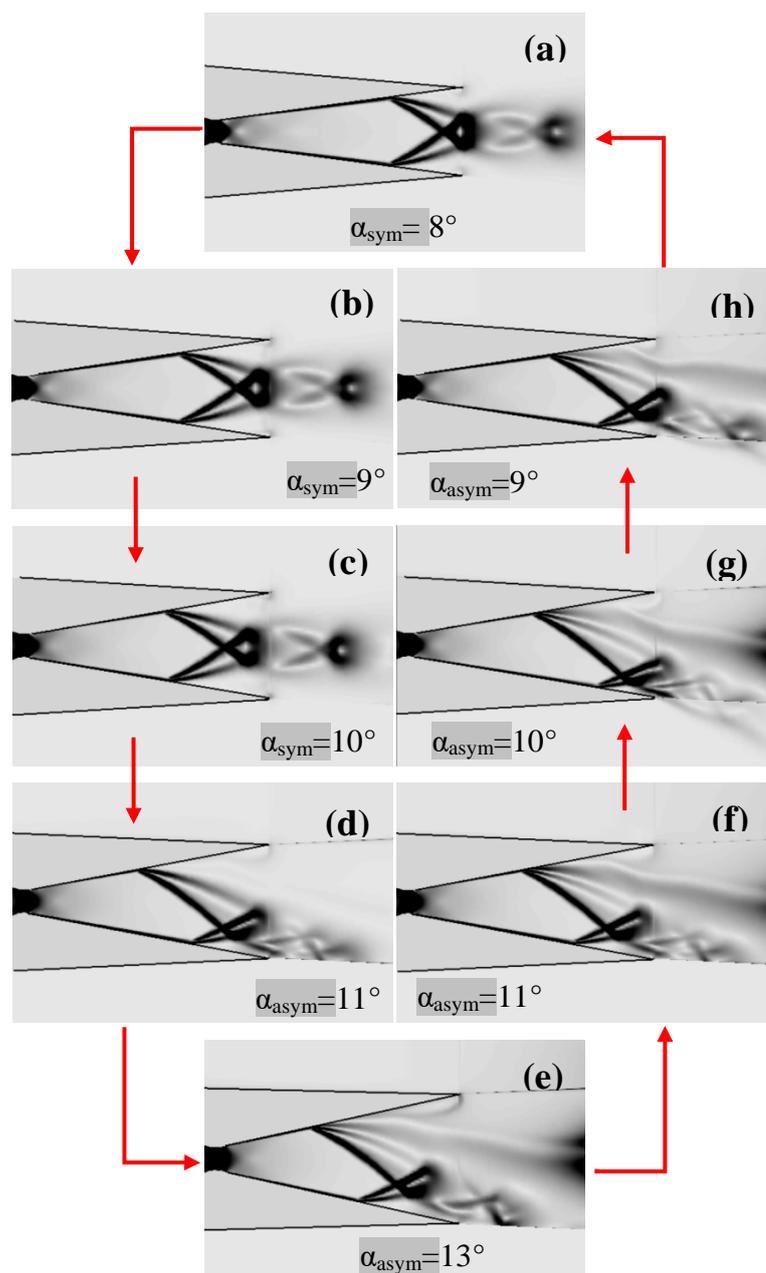
- Une interaction régulière RR,
- Deux configurations d'écoulement symétriques et asymétriques.

Les résultats de la simulation numérique et la discussion aux phénomènes indiqués ci-dessus sont structurés en fonction de  $\alpha$  comme suit :

### **3.9.2.1 Effets d'angle de divergence de la tuyère sur le phénomène symétrie/dissymétrie**

Plusieurs angles  $\alpha$ , variant de  $\alpha=5^\circ$  à  $\alpha=17^\circ$  et pour  $NPR=6$ , ont été testées dans ce cas d'étude pour visualiser les structures globales d'écoulement dans une tuyère complète.

La simulation numérique a été initialisée pour  $\alpha=5^\circ$ , et l'angle  $\alpha$  a été augmenté progressivement jusqu'à  $\alpha=17^\circ$ , la convergence a été atteinte à chaque étape pour une solution stationnaire stable, à partir du champ initial convergé pour l'angle  $\alpha$  précédent. Les résultats de simulation numérique à plusieurs étapes sont illustrés par les courbes de gradient de densité sur la figure 3.18. Il est clair que l'écoulement est initialement symétrique et l'interférence est une réflexion régulière RR. A  $\alpha=11^\circ$ , la figure 3.18-d, montre clairement l'apparition brutale d'une configuration asymétrique d'écoulement principal, cette valeur correspond comme une valeur critique de la symétrie peut noter  $\alpha_{crit-sym}=11^\circ$ . La transition de la symétrie vers l'asymétrie de l'écoulement s'effectue et l'écoulement toujours reste symétrique lorsque l'angle  $\alpha$  augmente continument. En revanche, lorsque la valeur de  $\alpha$  augmente encore, le cas où  $\alpha=11^\circ$ , l'asymétrie commence de se apparaître pour le quelle au-dessus de cette valeur la configuration symétrique n'existe plus, et lorsque la valeur de l'angle  $\alpha$  diminue, le cas où  $\alpha_{crit-asym}=8^\circ$ , l'écoulement à récupérer la symétrie par rapport à l'axe de central de la tuyère et au-dessous de cette valeur, la configuration reste symétrique. Entre ces deux valeurs l'existence d'une double zone de l'angle  $\alpha$  où les deux configurations sont possibles en témoigne (association d'un phénomène d'hystérésis).



**Figure. 3.18 :** Visualisation des strioscopies numériques des structures de choc obtenues par des calculs 2D pour un angle  $\alpha$  croissant (à gauche) et décroissant (à droite). Les structures sont visualisées à l'aide des contours de  $|\nabla\rho|$ .

Ce phénomène se traduit par une augmentation, puis une diminution de l'angle de la divergence de la tuyère défini par l'ensemble des deux passages de transition, de Sym  $\rightarrow$  Asym et d'Asym  $\rightarrow$  Sym, il est présenté par un schéma plus détaillé sur la figure 3.19.

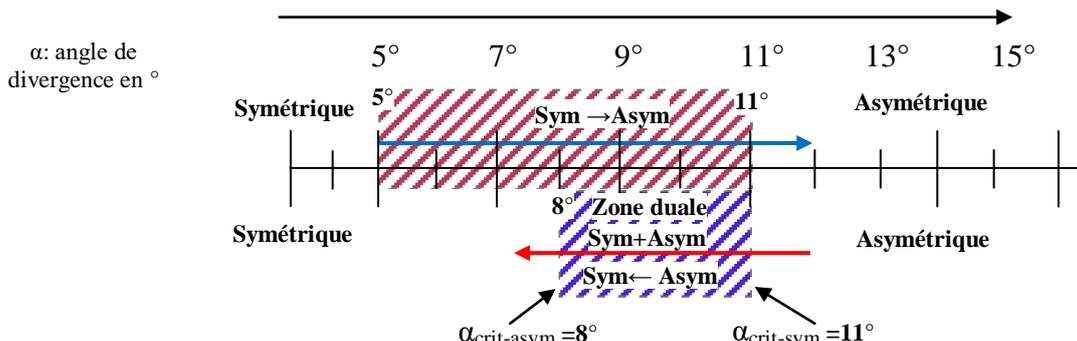
- Pour le calcul d'effet d'angle de la divergence de la tuyère  $\alpha$  :

La transition de  $\alpha_{\text{crit-sym}} \rightarrow \alpha_{\text{crit-asym}}$  est obtenue pour l'angle  $\alpha$  augmente et variée de ;

$$5^\circ \leq \alpha \leq 11^\circ,$$

La transition de  $\alpha_{\text{crit-asym}} \rightarrow \alpha_{\text{crit-sym}}$  est obtenue pour l'angle  $\alpha$  diminue variée de ;

$$11^\circ \leq \alpha \leq 8^\circ.$$



**Figure. 3.19 :** Schéma du phénomène d'hystérésis  $Sym \leftrightarrow Asym$  obtenu par simulations 2D induit par l'effet d'angle  $\alpha$  de la divergence.

### 3.9.2.2 Effets d'angle de divergence de la tuyère sur le phénomène de décollement FSS/RSS

Les phénomènes de transition entre la séparation libre FSS et celle restreinte RSS se produisent par l'augmentation puis diminution de l'angle de divergence de la tuyère  $\alpha$ , varié entre  $5^\circ$  et  $17^\circ$ . Ces phénomènes sont présentés par les champs de Mach dans la figure 3.20.

Cette figure montre clairement que dans un premier temps, une séparation restreinte à été obtenue brusquement, pour une valeur d'angle  $\alpha=5^\circ$ . Cette configuration de séparation à été obtenue en partant d'un champ uniforme convergé pour un angle  $\alpha$  précédent. La transition entre la séparation libre FSS et celle restreinte RSS se produite par le premier parcours, où l'angle  $\alpha$  croît. Une apparition brutale d'une séparation restreinte de choc RSSh sur la paroi supérieure et une séparation libre FSSb reste inchangée dans la paroi inférieure sont obtenues à  $\alpha=11^\circ$ , cette valeur correspond la valeur critique de séparation libre notée  $\alpha_{crit-FSS}=11^\circ$ . En parcours inverse, où l'angle  $\alpha$  décroît, la transition de la séparation restreinte RSSh sur la paroi supérieure vers la séparation libre FSSh est atteinte pour un angle  $\alpha$  d'environ de  $8^\circ$ , elle correspond la valeur critique de la séparation restreinte notée  $\alpha_{crit-RSS}=8^\circ$ .

Les deux parcours d'un type de séparation à l'autre et de mettre en évidence le phénomène d'hystérésis  $FSS \leftrightarrow RSS$ , il est présenté dans la figure 3.21 par certaine schéma représentatif clair. Ce phénomène se traduit par une augmentation, puis une diminution de l'angle de la divergence de la tuyère défini par l'ensemble des deux parcours de transition, de  $FSS \rightarrow RSS$  et de  $RSS \rightarrow FSS$ .

- Pour le calcul d'effet d'angle de la divergence de la tuyère  $\alpha$  :

La transition de  $\alpha_{crit-FSS} \rightarrow \alpha_{crit-RSS}$  est obtenue pour l'angle  $\alpha$  augmente et variée de ;

$$5^\circ \leq \alpha \leq 11^\circ,$$

La transition de  $\alpha_{crit-RSS} \rightarrow \alpha_{crit-FSS}$  est obtenue pour l'angle  $\alpha$  diminue variée de ;

$$11^\circ \leq \alpha \leq 8^\circ.$$

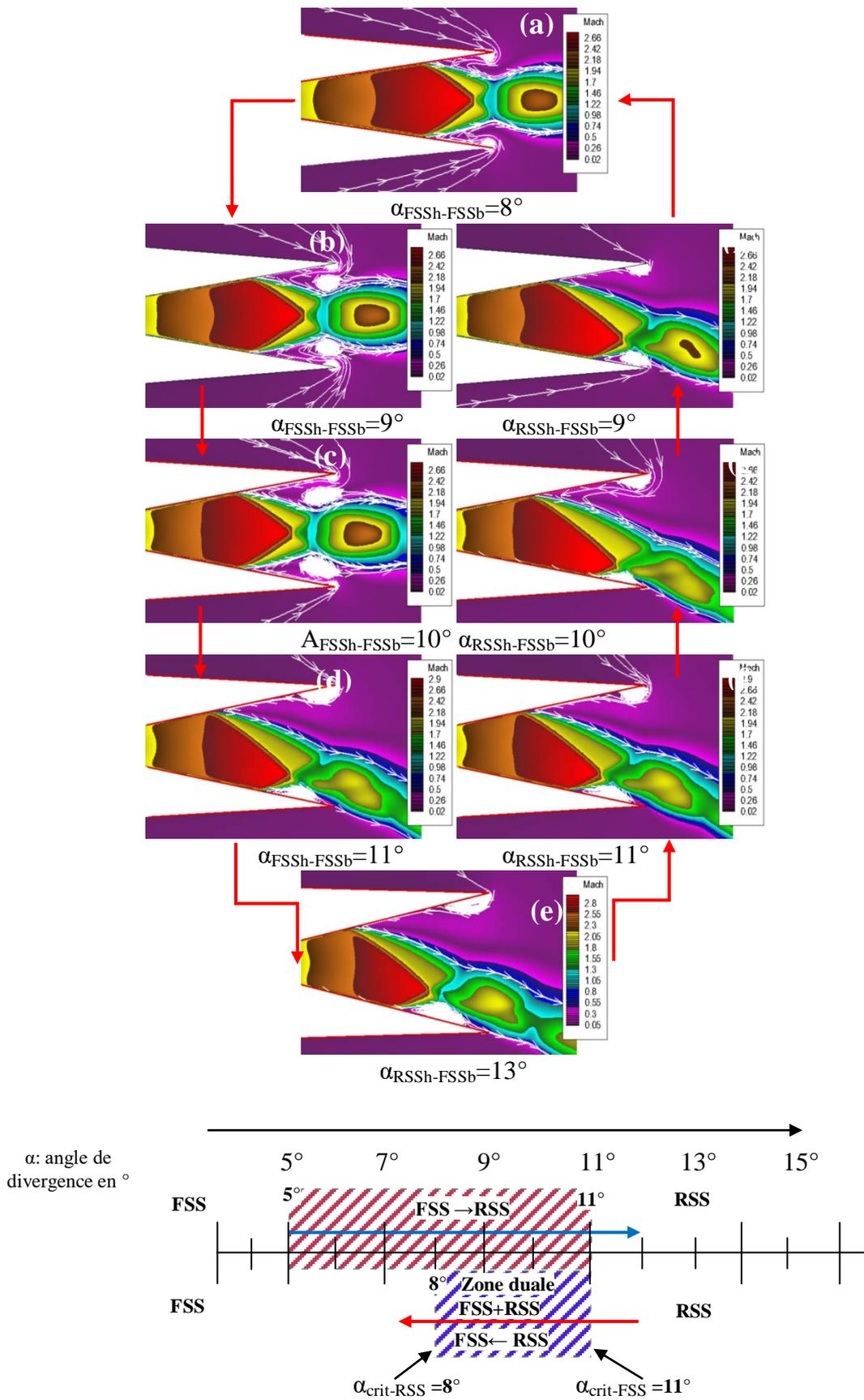


Figure. 3.19 : Schéma du phénomène d'hystérésis  $FSS \leftrightarrow RSS$  obtenu par simulations 2D induit par l'effet d'angle  $\alpha$  de la divergence.

3.10 Les parcours de la transition globaux obtenus

□ Pour le calcul d'effet de NPR :

- Pour les deux transitions symétrie↔dissymétrie de l'écoulement principal par rapport à l'axe central de la tuyère.
  - ❖ Symétrie (NPR=2.4) →Dissymétrie (NPR=1.9), puis ;
  - ❖ Dissymétrie (NPR=1.9) → Symétrie (NPR=2.25)
- Pour les deux transitions FSS↔RSS de choc sur paroi supérieure de la divergence de la tuyère.
  - ❖ FSS (NPR=2.4) →RSS (NPR=1.9), puis ;
  - ❖ RSS (NPR=1.9) → FSS (NPR=2.2)

□ Pour le calcul d'effet de l'angle de la divergence de la tuyère :

- Pour les deux transitions symétrie↔dissymétrie de l'écoulement principal par rapport à l'axe central de la tuyère.
  - ❖ Symétrie ( $\alpha=5^\circ$ ) →Dissymétrie ( $\alpha=11^\circ$ ), puis ;
  - ❖ Dissymétrie ( $\alpha=11^\circ$ ) → Symétrie ( $\alpha=8^\circ$ )
- Pour les deux transitions FSS↔RSS de choc sur paroi supérieure de la divergence de la tuyère.
  - ❖ FSS ( $\alpha=5^\circ$ ) →RSS ( $\alpha=11^\circ$ ), puis ;
  - ❖ RSS ( $\alpha=11^\circ$ ) → FSS ( $\alpha=8^\circ$ )

3.11 Les phénomènes d'hystérésis obtenus:

□ Pour le calcul d'effet de NPR :

➤ Pour l'hystérésis Symétrie↔dissymétrie

$$\rightarrow \text{à NPR}_{\text{crit-svm}}=1.9$$

$$\rightarrow \text{à NPR}_{\text{crit-asvm}}=2.25$$

Sym(symh+symb)  Asym (asymh + symb)  (symh+symb)

➤ Pour l'hystérésis FSS↔RSS

$$\rightarrow \text{à NPR}_{\text{crit-sym}}=1.9$$

$$\rightarrow \text{à NPR}_{\text{crit-asym}}=2.2$$

FSS (FSSh+FSSb)  RSS (RSSh + FSSb)  FSS (FSSh+FSSb)

□ Pour le calcul d'effet de l'angle de la divergence de la tuyère :

➤ Pour l'hystérésis *Symétrie* ↔ *dissymétrie*

$$\alpha_{\text{crit-sym}} = 11^\circ$$

$$\alpha_{\text{crit-asym}} = 8^\circ$$

Sym (symh+symb)  Asym (asymh + symb)  Sym (symh+symb)

➤ Pour l'hystérésis *FSS* ↔ *RSS*

$$\alpha_{\text{crit-sym}} = 11^\circ$$

$$\alpha_{\text{crit-asym}} = 8^\circ$$

FSS (FSSh+FSSb)  RSS (RSSh + FSSb)  FSS (FSSh+FSSb)

**Reference:**

[1] C.A. Hunter "experimental, theoretical, and computational investigation of separated nozzle flows" NASA Langley Research Center Hampton, Virginia, 1998.  
 [2] H. Goudmi, "Etude de l'interaction choc/choc des écoulement dans une tuyère", thèse d'université des freres Mentouri, 2015

# Conclusion générale

La simulation numérique, présentée dans ce mémoire, a été réalisée avec le logiciel commercial CFD-FASTRANT basé sur la résolution des équations de Navier-Stokes d'un écoulement compressible supersonique en régime stationnaire.

Notre étude consiste à traiter les phénomènes d'interactions d'ondes de choc, et la topologie globale de l'écoulement dans ce type de tuyère, en particulier les phénomènes de transition de décollement libre vers le décollement restreint et vice versa, en suivant par les phénomènes d'hystérésis associés ces types de décollement.

Ce travail de recherche vise à étudier numériquement les phénomènes d'interactions d'ondes de choc dans une tuyère convergente-divergente de type CD de la NASA.

Plusieurs calculs numériques ont été réalisés dans ce mémoire, ils sont basés sur les effets du taux de détente NPR et sur l'effet de l'angle de divergence de la tuyère. Les effets de ces paramètres sur plusieurs phénomènes, tels que, les phénomènes de symétrie de dissymétrie de l'écoulement principal d'un coté et d'autre coté les phénomènes de décollement des ondes de choc, qui conduisent les phénomènes d'hystérésis, qui sont bien présentées.

Ces résultats numériques ont abouti aux conclusions suivantes:

Les phénomènes de transitions globaux pour l'effet du taux de détente ainsi que l'effet de l'angle de la divergence de la tuyère sont traduits par certains phénomènes de transitions présentés comme suit:

Les phénomènes d'hystérésis induits par l'effet de taux de détente NPR:

- *Pour le calcul d'effet NPR : cas symétrie dissymétrie*

La transition de  $NPR_{crit-sym} \rightarrow NPR_{crit-asym}$  est obtenue pour le taux de pression diminue et variée de ;

$$1.90 \leq NPR \leq 2.4,$$

La transition de  $NPR_{crit-asym} \rightarrow NPR_{crit-sym}$  est obtenue pour le taux de pression augmente variée de ;

$$1.90 \leq NPR \leq 2.3.$$

- *Pour le calcul d'effet NPR : Cas de FSS/RSS*

La transition de  $NPR_{crit-sym} \rightarrow NPR_{crit-asym}$  est obtenue pour le taux de pression diminue et variée de ;

$$2.4 \leq NPR \leq 1.9,$$

La transition de  $NPR_{crit-asym} \rightarrow NPR_{crit-sym}$  est obtenue pour le taux de pression augmente variée de ;

$$1.90 \leq NPR \leq 2.2.$$

- *Pour le calcul d'effet d'angle de la divergence de la tuyère  $\alpha$  : cas Symétrie/dissymétrie*

La transition de  $\alpha_{\text{crit-sym}} \rightarrow \alpha_{\text{crit-asym}}$  est obtenue pour l'angle  $\alpha$  augmente et variée de ;

$$5^\circ \leq \alpha \leq 11^\circ,$$

La transition de  $\alpha_{\text{crit-asym}} \rightarrow \alpha_{\text{crit-sym}}$  est obtenue pour l'angle  $\alpha$  diminue variée de ;

$$11^\circ \leq \alpha \leq 8^\circ.$$

- *Pour le calcul d'effet d'angle de la divergence de la tuyère  $\alpha$  : cas FSS/RSS*

La transition de  $\alpha_{\text{crit-FSS}} \rightarrow \alpha_{\text{crit-RSS}}$  est obtenue pour l'angle  $\alpha$  augmente et variée de ;

$$5^\circ \leq \alpha \leq 11^\circ,$$

La transition de  $\alpha_{\text{crit-RSS}} \rightarrow \alpha_{\text{crit-FSS}}$  est obtenue pour l'angle  $\alpha$  diminue variée de ;

$$11^\circ \leq \alpha \leq 8^\circ.$$

## Résumé :

Les phénomènes de transitions entre les phénomènes de symétrie et de dissymétrie, ainsi que entre le décollement libre et restreint ont été étudiés numériquement par la résolution des équations de Navier-Stokes stationnaire d'écoulement bidimensionnel compressible, en utilisant le code de calcul CFD-FASTRAN. Cette étude numérique est effectuée dans une tuyère convergente-divergente de la NASA de type CD. Deux calculs principaux ont été effectués dans cette étude, le premier basé sur l'effet du taux de détente NPR à un angle de divergence constaté égal à  $11.01^\circ$ , tandis que, le deuxième a concentré au influence de l'angle de divergence de la tuyère pour un taux de détente constant NPR=6. Deux types de transition de Symétrie → asymétrie ou de Symétrie → asymétrie et de FSS vers RSS et de RSS vers FSS ont été retrouvés, elles sont suivies par des phénomènes d'hystérésis Symétrie ↔ asymétrie et FSS ↔ RSS. Ces phénomènes ont été reproduits et vérifiés clairement les expériences qui ont identifiés et découvert les points de transition.

**Mots-clés :** Ondes de choc, symétrie dissymétrie, décollement libre et restreint, phénomène d'hystérésis.

## **Abstract :**

The phenomena of transitions between the phenomena of symmetry and asymmetry, as well as between free and restricted separation have been studied numerically by solving the stationary Navier-Stokes equations of compressible two-dimensional flow, using the computer code CFD-FASTRAN . This numerical study is carried out in a convergent-divergent NASA CD-type nozzle. Two main calculations were performed in this study, the first based on the effect of the NPR expansion rate at a divergence angle found equal to  $11.01^\circ$ , while, the second focused on the influence of the divergence angle of the nozzle for a constant expansion rate NPR=6. Two types of transition from Symmetry → asymmetry or from Symmetry → asymmetry and from FSS to RSS and from RSS to FSS have been found, they are followed by Symmetry ↔ asymmetry and FSS ↔ RSS hysteresis phenomena. These phenomena have been reproduced and verified clearly in the experiments that identified and discovered the transition points.

**Keywords:** Shock waves, symmetry asymmetry, free and restricted separation, hysteresis phenomenon.

## ملخص:

تمت دراسة ظاهرة الانتقال بين ظاهري التناظر وعدم التناظر وكذلك بين الفصل الحر والمقيد عدديًا عن طريق حل معادلات نافير-ستوكس الثابتة للتدفق ثنائي الأبعاد القابل للضغط باستخدام كود الكمبيوتر CFD-FASTRAN. يتم إجراء هذه الدراسة العددية في فوهة من نوع قرص مضغوط متقارب ومتباعد تابع لوكالة ناسا. تم إجراء عمليتين حسابيتين رئيسيتين في هذه الدراسة، الأولى يعتمد على تأثير معدل تمدد NPR بزواوية تباعد وجدت تساوي  $11.01$  درجة، بينما ركز الثاني على تأثير زاوية تباعد الفوهة لمعدل تمدد ثابت  $NPR = 6$  تم العثور على نوعين من الانتقال من التناظر ← عدم التناظر أو من التناظر ← عدم التناظر ومن FSS إلى RSS ومن RSS إلى FSS، ويتبعهما التناظر التماثل وظاهرة التباطؤ. FSS ↔ RSS تم إعادة إنتاج هذه الظواهر والتحقق منها بوضوح في التجارب التي حددت واكتشفت نقاط الانتقال

الكلمات المفتاحية: موجات الصدمة، عدم التناظر، الفصل الحر والمقيد، ظاهرة التخلف