

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT PHYSIQUE

N° :...../2020.....



DOMAINE : Sciences de la matière
FILIERE : Physique
OPTION : Physique Énergétique et
Energie renouvelable

Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique

Par : ANIBA AMINA
REZZIG BOUTHEYNA

Intitulé

**Étude numérique d'une tuyère convergente
divergente, améliorations du système de
propulsion et des performances.**

Soutenu le /06 /2020 devant le jury composé de :

BOURAS Abdelkrim	Université de M'sila	Président
BENDERRADJI Razik	Université de M'sila	Rapporteur
SILEM Mourad	Université de M'sila	Examineur

Année universitaire : 2019/2020

Remerciements

Avant tout, nous remercions Dieu, le tout puissant de nous avoir donné le courage et surtout la patience et la santé durant toutes ces années d'études

Nous tenons à remercier nos chers parents qui nous ont aidés et soutenus durant toute notre existence.

*Nos vifs remerciements et gratitude s'adressent à notre encadreur monsieur **R- BENDERRADJI** d'avoir accepté cet encadrement, et de nous avoir guidé et aidé tout au long de ce travail, sans lui ce travail ne serait pas terminé dans les délais, merci infiniment*

Nos remerciements s'adressent aussi au président et aux membres du jury, qui ont acceptés d'examiner notre travail.

. Nous remercions également tous les professeurs du Département physique de l'Université de M'sila et tous ceux qui ont contribué directement ou indirectement à notre formation scientifique.

Dédicace

Je remercie Dieu pour m'avoir donné la force d'accomplir ce travail pour aller plus loin In Chaa Allah.

*Je dédie ce travail à **mes parents**, pour leurs encouragements et leurs aides, et soutien et surtout les sacrifices qu'ils ont fait pour nous voir réussir.*

*Je le dédie aussi à mes **frères et sœurs**
A toute ma grande Famille **ANIBA**
A tous ceux et celles qui m'ont aidé et encouragé de
Près comme de loin, parmi eux :*

SADOK AMIDA et RIZOUG FATIMA, MAZARI CHAIMA

*Un grand merci à monsieur **A. MOHAMMEDI** qui m'a aidé et soutenu et sans lui je ne pourrai rien faire.*

Enfin à tous mes amis et mes professeurs sans exception.

Amina....

Je remercie Dieu pour m'avoir donné la force d'accomplir ce travail pour aller plus loin In Chaa Allah.

*Je dédie ce travail à **mes parents**, pour leurs encouragements et leurs aides, et soutien et surtout les sacrifices qu'ils ont fait pour nous voir réussir.*

*Je le dédie aussi à mes frères et sœurs surtout Rezzig
yasmine*

A toute ma grande Famille REZZIG

*Je le dédie aussi à mon mari I.HAMDINI qui m'a aidé et
soutenu et sans lui je ne pourrai rien faire*

Enfin à tous mes amis et mes professeurs sans exception.

Boutheyna...

Sommaire

Liste des figures :	i
Liste des tableaux :	ii
Nomenclature :	iii
Introduction générale :	1
Chapitre 1 : Généralités et revue bibliographique.....	4
1.1 Introduction	5
1.2 Principe de fonctionnement de la tuyère supersonique.....	5
1.3 Fonctionnement réel de la tuyère supersonique.....	5
1.4 Fonction de poussée.....	6
1.5 Régimes aérodynamiques d'une tuyère.....	7
1.5.1 Régime d'adaptation.....	7
1.5.2 Régime de sous-détente.....	8
1.5.3 Régime de sur-détente.....	9
1.5.3.1. Sur-détente avec décollement naissant.....	9
1.5.3.3. Sur-détente avec décollement étendu.....	10
1.6 Décollement dans les tuyères supersoniques.....	10
1.6.1. Décollement libre.....	11
1.6.2. Décollement restreint.....	12
1.7 Détermination de la position du décollement dans une tuyère sur détendue.....	13
1.8 Dissymétrie du décollement.....	14
1.9 Critères de décollement.....	15
1.10 Structures globales de chocs dans les tuyères supersoniques.....	15
1.10.1 Réflexion régulière.....	16
1.10.2. Réflexion de Mach.....	16
1.10.2. Réflexion de Mach inverse.....	18
1.10.2. Cellules de chocs.....	19
1.11 Revue bibliographique.....	19

Chapitre 2 : méthode numérique de calcul des écoulements compressibles	28
2.1 Introduction	29
2.2 Équations fondamentales des fluides compressibles.....	29
2.2.1 Équation de conservation de la masse	29
2.2.2 Équation de conservation de quantité de mouvement	29
2.2.3 Équation de conservation de l'énergie	30
2.2.4 Équations de Navier-Stokes moyennées (RANS).....	31
2.3 Discrétisation des équations par la méthode des volumes finis.....	33
2.4 Modèles de turbulence.....	36
2.4.1 Modèle k- ϵ standard.....	36
2.4.1.1 Modélisation de la viscosité turbulente.....	37
2.4.1.2 Les constantes du modèle k- ϵ standard.....	37
2.4.1.3 Modélisation de la production de turbulence dans les modèles k- ϵ	37
2.4.1.4 Effet de force de volume sur la turbulence dans le modèle k- ϵ	37
2.4.1.5 Effet de compressibilité sur la turbulence pour le modèle k- ϵ	38
2.4.1.6 Traitement de la région près de la paroi	39
2.5 Modèle de turbulence k-ω-SST (Shear-Stress Transport).....	41
2.5.1 Équations de transport	41
2.5.2 Modélisation de la diffusivité effective	42
2.5.3 Modélisation de la viscosité turbulente.....	42
2.5.4 Modélisation de la production de turbulence.....	43
2.5.4.1 Production de k.....	43
2.5.4.2 Production de ω	44
2.5.5 Modélisation de la dissipation de turbulence	44
2.5.5.1 Dissipation de K.....	44
2.5.5.2 Dissipation de W.....	45
2.5.6 Constantes du modèle k- ω SST.....	45

Chapitre 3 : résultats et interprétation.....	47
3.1 Introduction.....	48
3.2 Optimisation de la simulation numérique.....	48
3.2.1 Maillage et conditions aux limites.....	48
3.2.2 Influence des modèles de turbulence.....	59
3.2.3 Validation des résultats.....	51
3.3 Calcul du régime de Sur détente pour $NRP = 3.00$ (quelques propriétés).....	53
3.3.1 Décollement de la couche limite et choc oblique de décollement.....	53
3.3.2 Retour de l'écoulement	54
3.3.3 Interaction d'ondes de choc.....	55
3.3.4 Configuration symétriques et asymétriques de l'écoulement	55
3.4 Effet du taux de pression NPR sur la structure globale des ondes de cho.....	56
3.4.1 Influence de découlement sur les distributions des pressions.....	60
3.5 Conclusion	61
Conclusion Générale.....	69
Recherches bibliographiques	

Liste des figures

Fig1.1	La tuyère conique supersonique.....	5
Fig1.2	Évolution de la poussée d'une tuyère fusée en fonction du nombre de Mach d'après P. Reijasse [3].....	6
Fig1.3	Fonction de poussée en fonction du nombre de Mach d'une tuyère fusée pour différentes valeurs du coefficient de la chaleur spécifique d'un gaz. [3].....	7
Fig1.4	Lignes de courant dans une tuyère à l'adaptation, P. Reijasse [3].....	7
Fig1.5	Régime de tuyères en sous-détente.....	8
Fig1.6	Profil de pression pariétale le long de la tuyère à l'adaptation et en sous-détente. [3].....	8
Fig1.7	Tuyère en sur-détente avec décollement naissant de la couche limite.....	9
Fig1.8	Profil de pression pariétale le long de la tuyère en sur-détente.....	9
Fig1.9	Tuyère en sur-détente avec décollement étendu de la couche limite.....	10
Fig1.10	Loi de pression pariétale le long de la tuyère en sur-détente.....	10
Fig1.11	Représentation schématique du décollement libre.....	12
Fig1.12	Représentation schématique du décollement restreint.....	12
Fig1.13	Organigramme de détermination de la position du décollement dans une tuyère.....	14
Fig1.14	Tuyère bidimensionnelle décollée [6].....	14
Fig1.15	15 Réflexion régulière de l'onde de choc sur le plan de symétrie [Document d'ONERA].....	15
Fig1.16	a) Réflexion régulière [Document d'ONERA]. b) Visualisation strioscopique de la réflexion régulière ; RL10-A5, écoulement de sous-détente avec réflexion régulière apparente.....	16
Fig1.17	Structure d'un jet supersonique plan isobare sur-détendu ; Formation d'un disque de Mach [Document d'ONERA].....	17
Fig1.18	Vulcain, régime de sur-détente avec disque de Mach classique. [8].....	17
Fig1.19	Visualisation strioscopique de la réflexion de Mach, [Document ONERA].....	17
Fig1.20	Réflexion de Mach inverse.....	18

Liste des figures

Fig1.21	Structure de choc en chapeau dans le jet du moteur vulcain au banc d'essai.....	18
Fig1.22	Structure de cellules de chocs pour un jet supersonique [9].....	19
Fig1.23	Schémas de principe des tuyères convergentes-divergentes.....	21
Fig1.24	Schémas de principe des tuyères convergentes-divergentes.....	23
Fig2.1	Volume de contrôle dans une configuration tridimensionnelle.....	34
Fig3.1	Vue du montage en veine d'essai [25].....	48
Fig3.2	Profils de la tuyère utilisée dans les calculs 2D.....	49
Fig3.4	Maillage structuré de la tuyère.....	50
Fig3.5	Influence du modèle de turbulence sur la répartition de la pression à NPR = 6.....	51
Fig3.6	Comparaison des structures théoriques, expérimentales, et numériques.....	52
Fig3.7	Distribution de la pression pariétale des parois supérieures, NPR = 3.80. Comparaison de nos résultats avec les travaux de Sellam et al. [26].....	53
Fig3.8	(A)- Décollement de la couche limite. (B)- Le choc oblique de décollement (choc de compression).....	54
Fig3.9	retour de l'écoulement	54
Fig3.10	à Interaction d'onde de choc.....	55
Fig3.11	visualisation numérique de la configuration d'écoulement à deux NPRs différent. A : Configuration symétrique pour NPR = 2.02 B : Configuration asymétrique pour NPR = 1.67.....	56
Fig3.12	les iso-contours du nombre de Mach induit par variation des rapports de sur-détente NPR.....	58
Fig3.12	les iso-contours des vitesses (Vélocity) induit par variation des rapports de sur-détente NPR.....	59
Fig3.14	Comparaison des pressions pariétales pour différents NPR. A :(prois supérieurs). B :(prois inférieurs).....	60

Liste des tableaux

Tableau 1-1	Les dimensions de différentes tuyères utilisées.....	21
Tableau 1-2	les dimensions de différentes tuyères utilisées.....	22
Tableau 1-3	Classification des différents types d'écoulements en fonction des rapports de pression.....	25
Tableau 1-4	Facteur de conicité, ou de perte de poussé d'une tuyère conique.....	25
Tableau 1-5	résultats de différent angles de divergence.....	26

Nomenclature :

Symbole	Désignation	Unité
P	Pression statique	[Pa]
P₀	Pression total	[Pa]
T	Température Statique	[K]
T₀	Température d'entrée	[K]
V	Vitesse absolue	[m/s]
v	volume	[m ³]
ρ	Masse volumique	[kg/m ³]
m	Masse	[kg]
A	Aire d'une section de la tuyère	[m ²]
a	Vitesse de son	[m ²]
S	Section	[m]
ṁ	Débit massique [kg/s]	[kg/s]
q	Quantité de chaleur	[J]
R	Constante molaire des gaz parfaits	[J/mol.K]
r	Constante massique des gaz parfaits	[J/kg.K]
C_P	Chaleur massique à pression constante	[J/kg.K]
C_v	Chaleur massique à volume constant	[J/kg.K]
H	Enthalpie volumique	[J/m ³]
h	Enthalpie massique	[J/kg]
U	Energie interne	[J]
Z	Hauteur	[m]
W	Travail	[J]
D	Diamètre	[m]
S	L'entropie	[J/k]
g	Accélération de la pesanteur	[m/s ²]
E_c	Energie cinétique	[J/kg]
E_p	Energie potentielle	[J/kg]
x_p	Rapport de pression à travers le choc	
x_t	Rapport de température à travers le choc	

Indice :

C	Col
t	Projection Tangentielle
n	Projection Normale
1	Entrée
2	Sortie
cte	Constante
i, g et 0	Etat générateur
*	Condition critique

Nombre adimensionnelle :

$\gamma = 1,4$	Coefficient de détente isentropique des gaz parfait
M	Nombre de mach
ϵ	Facteur de perte de poussée
Δ	Le discriminateur
ϵ_x	Erreur relative

Introduction générale

Introduction Générale

Le pilotage et le guidage des avions supersoniques ou des navettes spatiales est parmi les problèmes aéronautiques récents. Plusieurs solutions ont été proposées appliquées par des chercheurs pour trouver des systèmes d'orientations du jet d'une tuyère supersonique. Ils ont essayé et trouvent un système qui fonctionne par un mouvement mécanique, composé par un ensemble de pièces sous forme de coulisseaux. C'est vrai, ce système se fonctionne jusqu'à maintenant, mais c'est rarement qu'il trouve un problème de maniabilité de celui-ci. Selon le développement technologique et les moyens humains et informatiques, quelques chercheurs ont proposé d'autre technique pour augmenter considérablement la maniabilité de système, lui permettant d'effectuer des manœuvres de plus en plus précises et rapides. Cette technique est appelée la vectorisation fluïdique, qui a porté la dissymétrie de répartition de pression sur les parois de la tuyère. Elle donne une solution fiable, parce que les actionneurs fluides à disposition sont toutefois limités, et le même problème posé sur la nature de l'écoulement à manipuler qui contraint alors la conception du dispositif qui est positionné sur la paroi convergente de la tuyère. 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 pousser vectorielle équipent déjà certains avions militaires de combat, sont disponibles.

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-divergente non-axisymétrique, ayant d'une divergence d'un demi-angle de 11.01° . Cette étude est dans le but de comprendre les différents phénomènes d'interaction et le décollement des ondes de chocs ainsi que le phénomène de l'asymétrie et la symétrie de l'écoulement. 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'avion, en remplaçant les systèmes mécaniques des tuyères avec des configurations géométriques efficaces. Pour cette raison, on se base sur la variation des taux de pression $NPR = P_{io}/P_a$, en présence d'un d'écoulement de la couche limite afin d'orienter le jet principal et de remplacer la vectorisation mécanique par la technique fluïdique. Plusieurs travaux de recherches ont traité ces phénomènes d'interactions des ondes de chocs dans les tuyères convergente-divergente, en particulier, les travaux de K.A. Waithe et al. [1], N. Maarouf et al. [2], Xin H. Zou et al. [3], V. Zmijanovic et al. [4], Li LiT. Saito [5].

Notre étude est subdivisée en trois chapitres :

Une synthèse bibliographique et des généralités sur le domaine de vectorisation fluide sont également présentées dans le premier chapitre.

Le chapitre 2 est une synthèse détaillée traitant le développement des modèles physiques et mathématiques de la mécanique des fluides à travers un rappel des équations de Navier-Stokes compressibles instantanées puis moyennées. Le long de ce chapitre, les modèles de turbulence sont présentés.

Le dernier chapitre est consacré à la présentation des résultats numériques avec des interprétations obtenus par le code de calcul CFD FASTRAN.

Enfin, notre mémoire est clôturé par une conclusion générale, qui résume les principaux résultats de simulation.

Chapitre 1 :

Généralité et Revue

bibliographique

1.1. Introduction

On s'intéresse dans ce chapitre à l'étude des phénomènes physiques liés au décollement de la couche limite. Tout d'abord, on aborde une analyse théorique des écoulements décollés par une contre pression. Ensuite, on traite le problème du décollement de la couche limite dans les tuyères, ce cas caractérise le fonctionnement des tuyères sur-détendues. La théorie de l'interaction libre et les corrélations de la montée de pression à travers le choc de décollement seront illustrées. Enfin, on étudie les différents critères de décollement qui caractérisent et évaluent la pression plateau dans la zone de décollement. Cette étude nécessite la connaissance des différents régimes de fonctionnement d'une tuyère convergente divergente CD (sur-détente, adaptation et sous-détente).

1.2. Principe de fonctionnement de la tuyère supersonique

Une tuyère supersonique est une conduite de forme convergente-divergente qui a un profil spécifiquement étudié. Elle met en communication une chambre contenant un gaz comprimé avec un milieu extérieur d'évacuation. La chambre et le milieu extérieur sont à des pressions différentes pour permettre le mouvement du gaz. La tuyère supersonique a pour rôle d'accélérer les gaz d'une vitesse faible à l'entrée du convergent à une vitesse sonique au col puis à une vitesse supersonique à la sortie du divergent de la tuyère. [6]

La forme de la tuyère permet de détendre les gaz. L'opération de détente transforme l'énergie potentielle du gaz en énergie cinétique. Tout le long de la tuyère, la vitesse du gaz augmente, cependant que sa pression et sa température diminues, elle est représentée dans **la figure 1-1**.

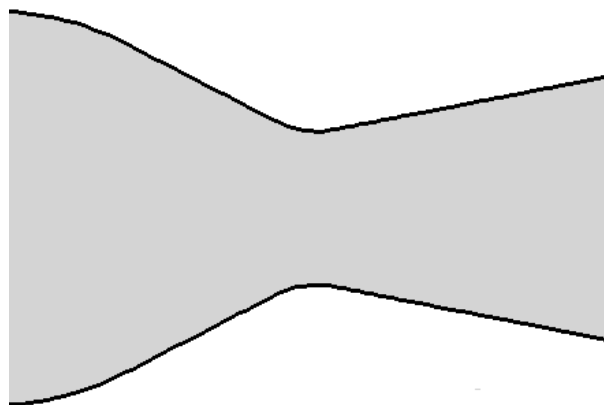


Fig. 1-1 La tuyère conique supersonique.

1.3. Fonctionnement réel de la tuyère supersonique

L'approche monodimensionnelle des écoulements des gaz calorifiquement parfait et non visqueux suppose l'absence totale des effets visqueux. Dans les écoulements réels, la tuyère

comporte une couche limite qui est très sensible aux variations de pression, ce qui rend les phénomènes physiques dans la tuyère plus complexes. Lorsque le col de la tuyère est sonique ; 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_a . En fonction de la différence entre ces deux pressions, trois cas sont rencontrés. [7].

- ✓ Si $P_e = P_a$, la tuyère est dite adaptée.
- ✓ Si $P_e > P_a$, la tuyère est dite sous-détendue.
- ✓ Si $P_e < P_a$, la tuyère est dite sur-détendue.

1.4. Fonction de poussée

La poussée et les régimes moteur (adaptation, sous-détente, sur-détente) pour un moteur-fusée donnant une pression chambre $P_{i0} = 36.7\text{bar}$, le nombre de Mach de sa tuyère qui correspond la poussée optimale à $P_a = 1\text{bar}$ est d'ordre 3. Tandis que cette poussée pour cette condition de pression chambre est égale à 1.45. L'évolution de la poussée en fonction du nombre de Mach de sa tuyère est représentée sur **la figure1-2**. La fonction de poussée pour un écoulement monodimensionnel par tranches est représentée sur **la figure1-3**. Elle est seule dépendante de la nature du gaz.

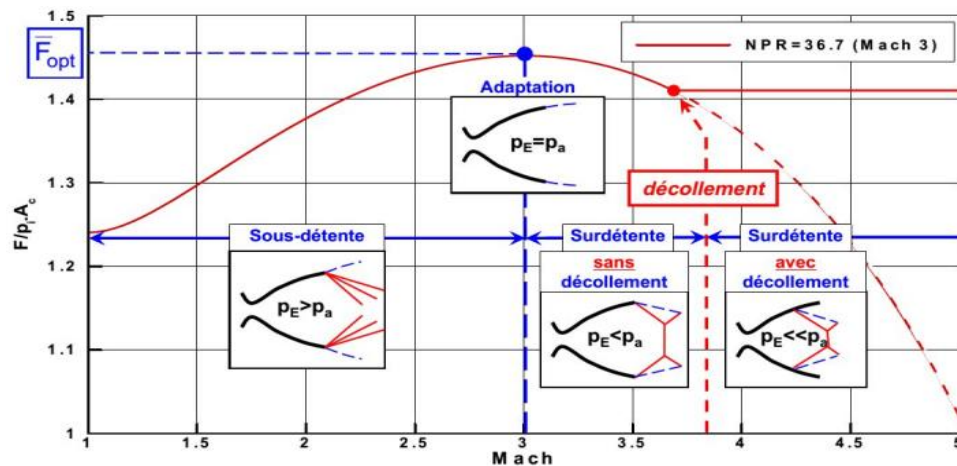


Fig. 1-2 Évolution de la poussée d'une tuyère fusée en fonction du nombre de Mach d'après P. Reijasse [7].

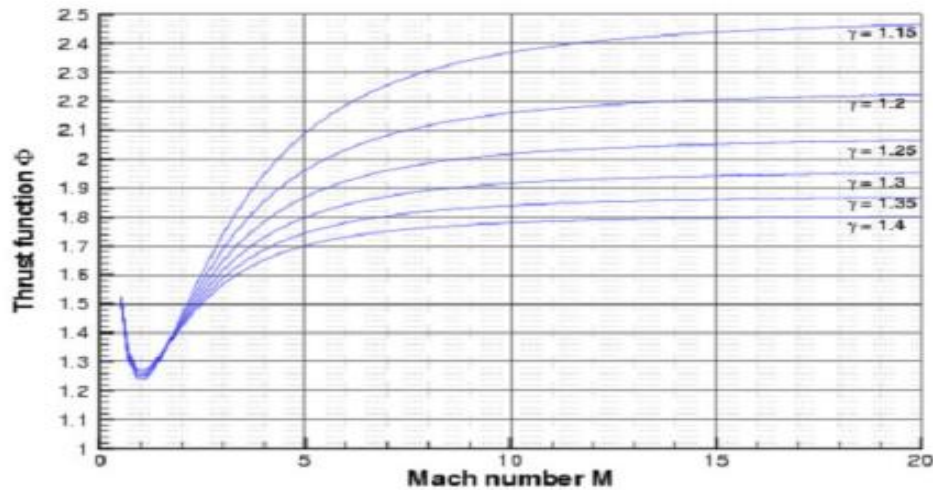


Fig. 1-3 Fonction de poussée en fonction du nombre de Mach d'une tuyère fusée pour différentes valeurs du coefficient de la chaleur spécifique d'un gaz. [7]

1.5. Régimes aérodynamiques d'une tuyère

1.5.1. Régime d'adaptation

A l'adaptation, l'écoulement le long de la tuyère suit une distribution de pression strictement décroissante depuis la pression chambre jusqu'à la pression de sortie PE qui est égale à la pression ambiante P_a . Au voisinage de la lèvre E (**Figure 1-4**), les lignes de courant moyennes du jet quittent le divergent sans subir aucune différence de pression statique. En quittant la lèvre E la couche limite du jet entre en contact avec le fluide ambiant et l'entraîne dans son sillage, ce qui forme une couche de mélange.

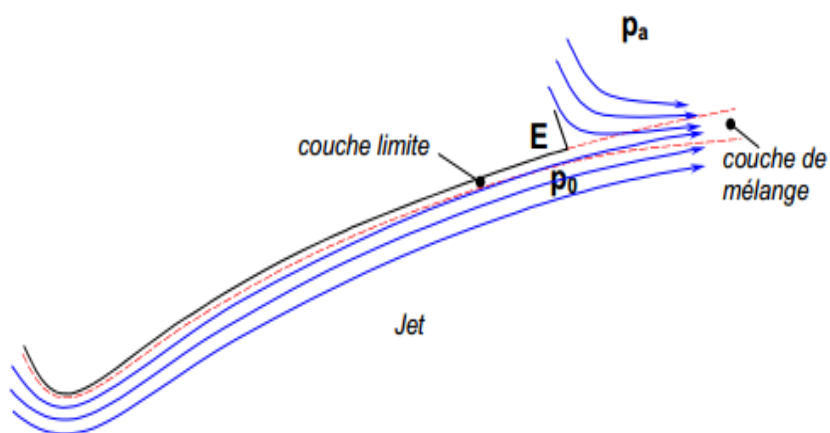


Fig. 1-4 Lignes de courant dans une tuyère à l'adaptation, P. Reijasse [7]

1.5.2. Régime de sous-détente

Le régime de ‘sous détente’ est un régime hors d’adaptation. Pour tout fonctionnement de la tuyère à une pression ambiante à celle 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’onde de détente. Vu que la pression de sortie est supérieure à la pression ambiante, un élargissement du jet supersonique est observé à la sortie de la tuyère un faisceau d’onde de détente centrées à la lèvre se forme permettant d’ajuster la pression de P_a et P_e (figure 1.5) [7].

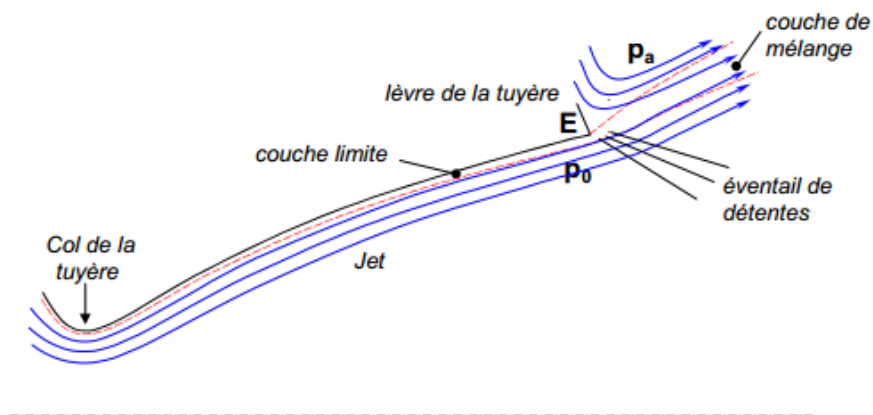


Fig. 1-5 Régime de tuyères en sous-détente.

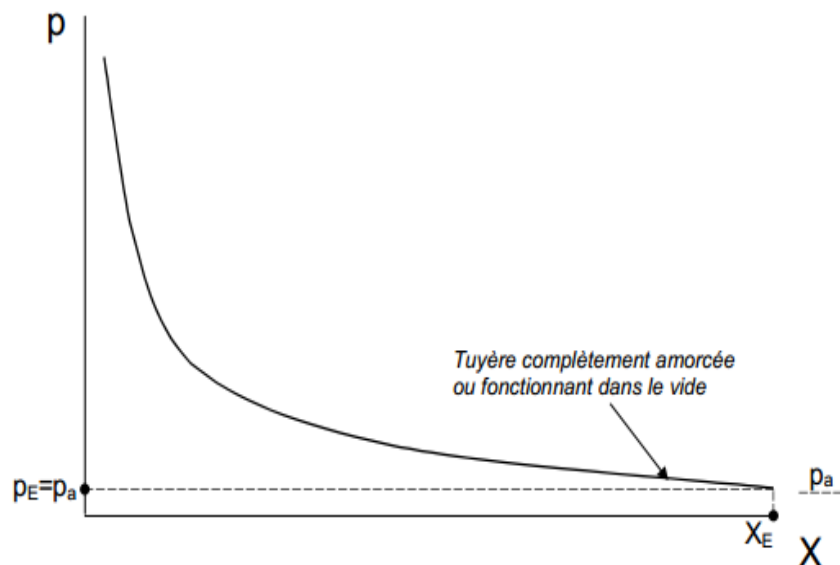


Fig. 1-6 Profil de pression pariétale le long de la tuyère à l’adaptation et en sous-détente. [7]

1.5.3. Régime de sur-détente

L'autre régime hors adaptation est le régime dit de sur-détente lorsque la détente des gaz dans la tuyère s'effectue jusqu'à une pression statique P_0 en deçà de la pression ambiante P_a . En sur-détente les gaz de la tuyère subissent un rapport de détente supérieur à celui de l'adaptation. La pression statique externe P_a étant supérieure à la pression statique interne P_0 résultant de la détente des gaz propulsifs dans la tuyère, une contre-pression s'exerce sur la couche limite du jet et un choc d'intensité P_1/P_0 , voisine de P_a/P_0 , se forme dans le divergent de la tuyère. [7]

1.5.3.1. Sur-détente avec décollement naissant

Lorsque l'intensité P_1/P_0 du gradient de pression adverse n'atteint pas la valeur critique au-delà de laquelle il y a décollement de la couche limite, le choc se forme à la lèvre de la tuyère (**Figure 1.7**) mais ne pénètre pas à l'intérieur de la tuyère. Il n'y a pas de point de décollement S situé en amont de la lèvre. [7]

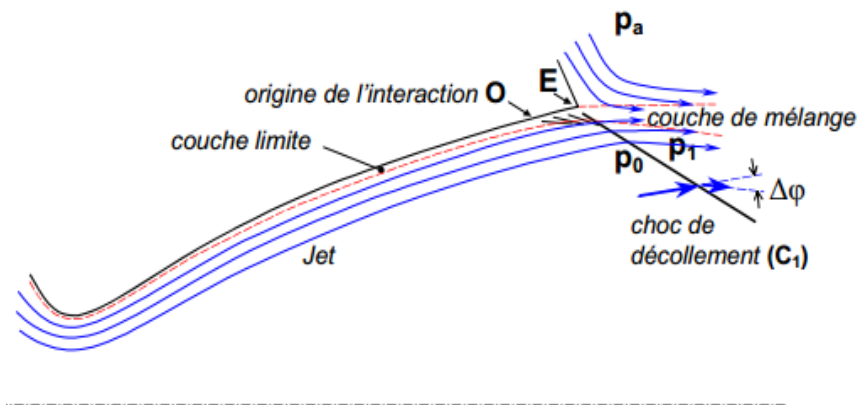


Fig. 1-7 Tuyère en sur-détente avec décollement naissant de la couche limite.

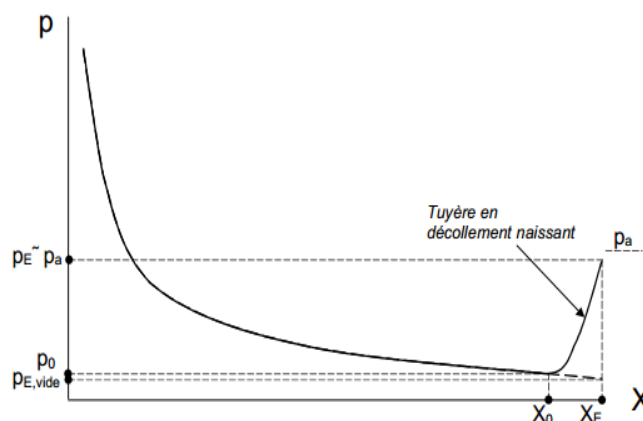


Fig. 1-8 Profil de pression pariétale le long de la tuyère en sur-détente.

Toutefois la sous-couche subsonique de la couche limite ressent la contre-pression aval à partir de l'origine O de l'interaction située en amont de la lèvre. Sur la distance d'interaction OE la pression pariétale évolue depuis la pression statique P_0 non perturbée jusqu'à la pression $P_1=P_a$

immédiatement en aval du choc et toujours sensiblement inférieure à la pression ambiante. Ce régime de sur-détente dans lequel la tuyère ne subit qu'une amorce de décollement est qualifié de sur-détente avec décollement naissant.

1.5.3.2. Sur-détente avec décollement étendu

Au-delà d'une certaine valeur critique d'intensité de compression, le choc d'intensité fait décoller la couche limite de la paroi sur laquelle elle s'était développée, bien en amont de la lèvre E (Figure 1.9). Le décollement ainsi créé va se produire dans la région d'un point S situé à l'intérieur de la tuyère et entraîne une profonde modification de l'écoulement de couche limite initial. Au niveau du point de décollement S, il se produit une compression rapide de l'écoulement interne à la tuyère. Le choc de décollement (C_1) fait dévier l'écoulement d'un angle $\Delta\phi$. [7]

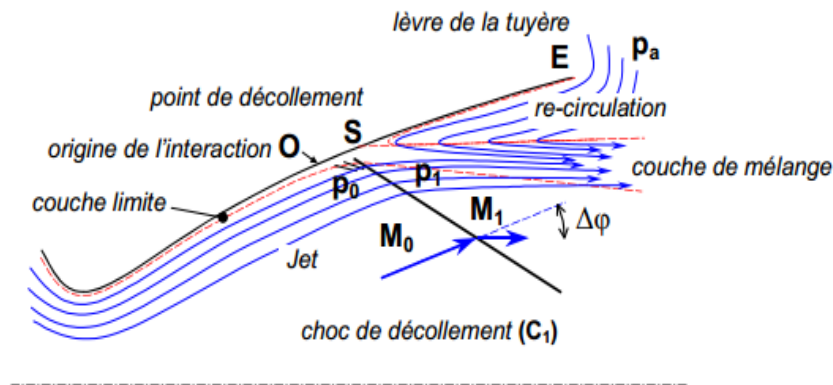


Fig. 1-9 Tuyère en sur-détente avec décollement étendu de la couche limite.

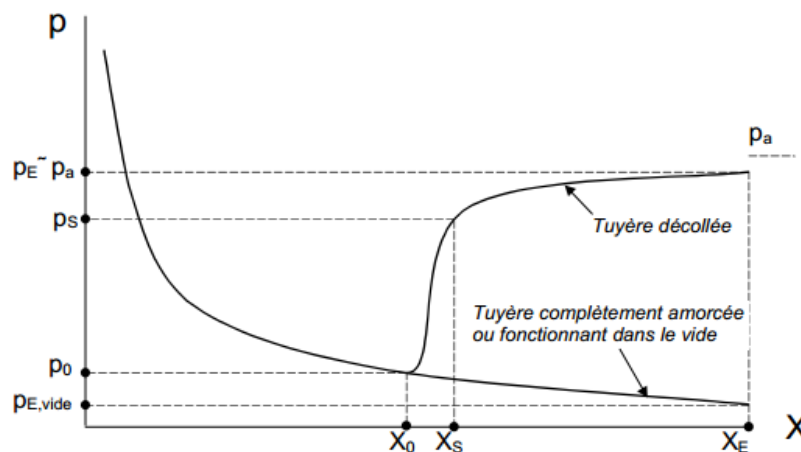


Fig. 1-10 Loi de pression pariétale le long de la tuyère en sur-détente.

1.6. Décollement dans les tuyères supersoniques

Lors du régime de fonctionnement en sur-détente, il y a un décollement de la couche limite qui se passe à l'intérieur de la tuyère en raison de la contre pression P qui règne à la sortie de la

tuyère. Ce décollement est caractérisé principalement par une large augmentation de la pression pariétale. L'évolution de la pression pariétale modifie la poussée de la tuyère. C'est la raison pour laquelle la connaissance de la position du point de décollement s et du saut de pression atteint est importante. Pour un régime à un rapport de pression donné (NPR), il est encore difficile de prévoir si ce régime provoquera un décollement et, s'il y a un décollement, quelles seront la position du point de décollement et l'évolution de la pression pariétale. Cette difficulté provient de la complexité des phénomènes physiques rencontrés dans de tels écoulements, fortement compressibles et turbulents. [8]

1.6.1. Décollement libre

On appelle un décollement libre (Free Shock Separation FSS) 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 décollé débouche librement de la tuyère. La configuration de décollement libre peut apparaître dans toutes les tuyères, idéales tronquées ou optimisées 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.

En étudiant la répartition de la pression, on constate que l'écoulement est divisé en trois régions ; D'abord une première région, en amont du point x_i , 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_i à la pression plateau p_p . Cette région est considérée comme une région d'interaction. La couche limite commence à s'épaissir au point x_i , mais elle ne se sépare pas de la paroi jusqu'à ce que la force de frottement pariétal τ_w soit nulle au point de décollement x_s . La troisième région est une région de recirculation de l'écoulement qui est entièrement séparé de la paroi. Il en ressort que le décollement libre fait intervenir deux mécanismes bien distincts ; Le premier est associé au décollement du jet à la paroi alors, que le second est lié à l'écoulement ambiant aspiré dans la zone de recirculation [9]

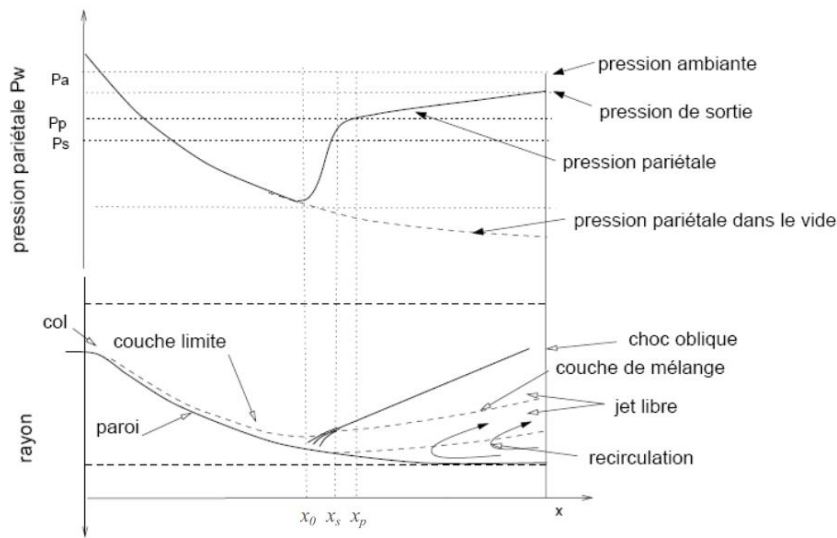


Fig. 1-11 Représentation schématique du décollement libre

1.6.2. Décollement restreint

Un deuxième régime de décollement, autre que le décollement libre, 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) (**Figure 1.12**).

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 recompression, la pression pariétale dépassant parfois la pression ambiante. Ce phénomène est attribué au recollement de l'écoulement décollé. En effet, celui-ci induit des ondes de compression et de détente dans le jet supersonique. [9]

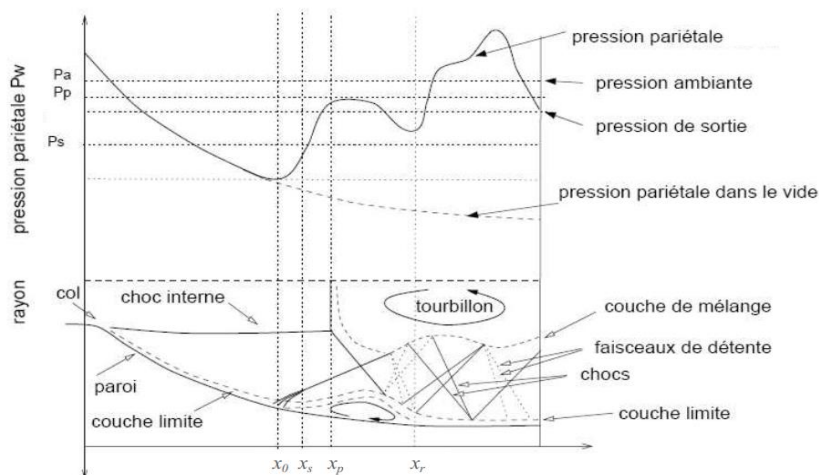


Fig. 1-12 Représentation schématique du décollement restreint.

1.7. Détermination de la position du décollement dans une tuyère sur détendue

La position du décollement libre dans les tuyères décollées est importante, il fait part de la modélisation de notre problème dans le fonctionnement de la tuyère en sur-détente, surtout dans le cas d'une tuyère axisymétrique où la détermination du point de croisement entre la ligne de séparation provoquée par l'injection et la position du décollement libre est très importante.

On considère une tuyère fonctionnant au point fixe à une pression ambiante P_a . On suppose que cette tuyère est entièrement amorcée et que l'indice e désigne les conditions dans le plan de sortie. A partir des relations isentropiques unidimensionnelles de gaz parfait, on dispose de la répartition de pression $p(x)$ à la paroi, dont on déduit celle du nombre de Mach $M(x)$. On suppose également, que les propriétés de la couche limite ont été déterminées par une méthode convenable. En fait, la solution de fluide parfait pour les tuyères suppose l'absence totale d'effets visqueux. Dans la réalité, la tuyère comporte une couche limite le long de la tuyère, cette couche limite n'est pas en mesure de supporter un choc de n'importe quelle force, d'où vient l'apparition d'un décollement à l'intérieur de la tuyère en sur-détente. Dans ce régime de sur-détente, le gaz de la tuyère subit un rapport de détente inférieur à celui de l'adaptation, une contre-pression s'exerce sur la couche limite du jet et un choc se forme dans le divergent de la tuyère.

On se place dans le cas où la tuyère est sur-détendue. Comme nous le savons, il se produit alors à l'extrémité de la tuyère une onde de choc faisant passer la pression de P_e à P_a . En premier lieu, il convient de s'assurer que la couche limite en sortie de la tuyère peut supporter ce choc sans décoller. Pour cela nous calculons la valeur de la pression plateau en se plaçant à la sortie ; c'est-à-dire que l'on applique un critère de décollement convenable au cas étudié (le critère du décollement libre de Chapman par exemple) et en identifiant l'état initial (0) avec l'état en sortie : $M_0=M_e$, $P_0=P_e$, $Cf_0=Cfe$

Deux situations sont possibles lors du calcul de P_p :

1. La pression p_p trouvée est supérieure à P_a . Alors, la couche limite peut supporter le choc, il n'y a pas de décollement.
2. La pression P_p est inférieure à P_a . Il n'y a une incompatibilité entre P_a et le saut de pression maximal permis par la couche limite. L'écoulement ne peut être amorcé jusqu'en sortie de la tuyère, un décollement se produit ainsi dans le divergent.

La section d'abscisse x_s dans laquelle le décollement va être déterminé en recherchant l'endroit de la tuyère où l'application de l'équation du critère de décollement donne une pression p_p juste égale à P_a . Le plus souvent, 0 est déterminé par itération sur x , en suivant l'organigramme donné sur la **Figure 1.13. [8]**

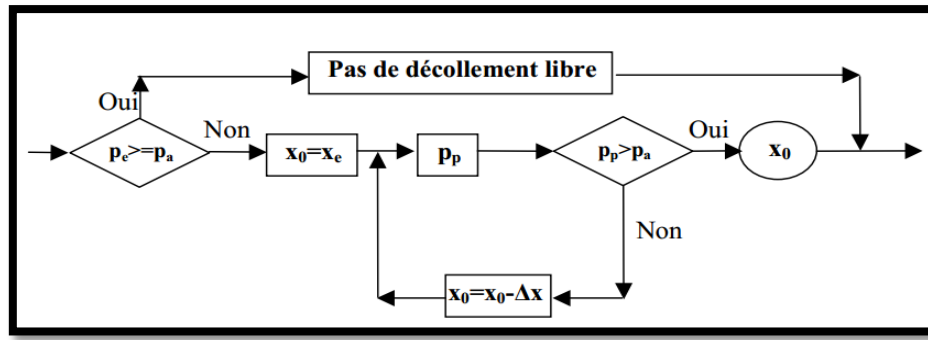


Fig. 1-13 Organigramme de détermination de la position du décollement dans une tuyère

1.8. Dissymétrie du décollement

Nous avons décrit les caractéristiques globales stationnaires des décollements libre et restreint. Dans ce cas, on peut dire que ces décollements de couches limites se présentent des asymétries. Le caractère dissymétrique de l'écoulement a été étudié notamment par Lawrence. Ses expériences mirent en évidence que des décollements dissymétriques, stables ou non, pouvaient intervenir dans tous les types de tuyères, qu'elles soient bidimensionnelles, ou de révolution, coniques ou profilées, à petit ou à grand rapport de section. Elles montrèrent également, que ce régime dissymétrique apparaissait généralement dans des plages intermédiaires de P_c/P_a , après et avant les régimes de décollement symétriques. De plus, le caractère dissymétrique du décollement peut s'accompagner d'un phénomène de basculement d'un côté à l'autre du divergent.

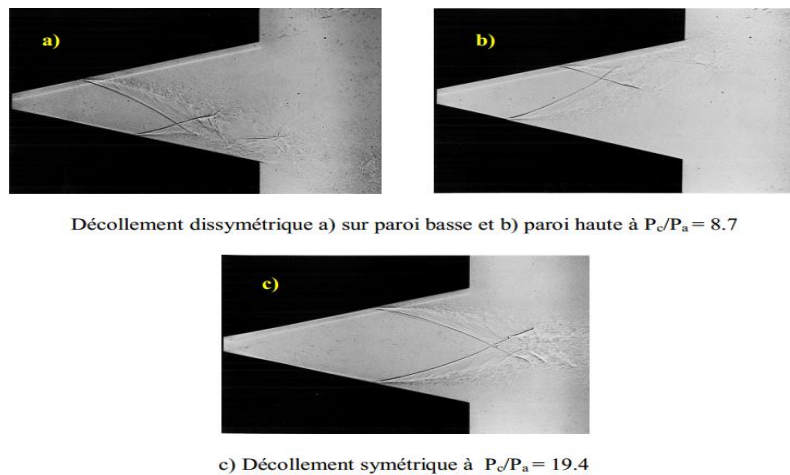


Fig. 1-14 Tuyère bidimensionnelle décollée [10]

Aujourd'hui encore, les phénomènes contrôlant la symétrie et la stabilité du décollement restent mal compris. Les études expérimentales récentes sur ce sujet témoignent de ces difficultés.

Par ailleurs, on peut noter que les décollements turbulents induits par des chocs sont par nature fluctuants. Cette caractéristique du décollement joue un rôle important dans l'apparition des charges latérales. [10]

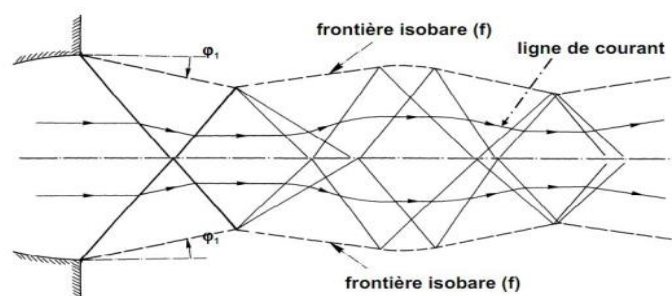
1.9. Critères de décollement

De nombreuses expériences ont été réalisées pour déterminer les critères permettant d'évaluer la position du décollement et la pression plateau. Pour une tuyère sur-détendue, la position du point de décollement libre influe généralement sur la poussée. Ces critères fournissent en général le saut de la pression plateau P_p en fonction des conditions à l'origine de l'interaction (P_0, M_0) qui, d'après la théorie de l'interaction libre, pilotent le décollement. La pression plateau dans ces critères est supposée être égale à la pression ambiante. Le critère de décollement permet alors de déterminer les conditions à l'origine de l'interaction et donc la position de cette dernière. Les différents critères de décollement qui sont les plus utilisés dans le cas de la modélisation du phénomène d'injection secondaire dans les tuyères supersoniques sont [11] :

1. Critère de Summerfield,
2. Critère empirique de Zukoski,
3. Critère de Schmucker,
4. Théorie de Reshotko et Trucker,
5. Critère de Campbell et Farley.

1.10. Structures globales de chocs dans les tuyères supersoniques

Plusieurs types de structures de chocs peuvent être observés dans les tuyères supersoniques en régime de sur-détente la réflexion régulière, la réflexion de Mach, la structure de chocs en chapeau. La structure de chocs dépend fortement du profil de la tuyère et du rapport de pression P_c / P_a . [12]



Structure d'un jet supersonique plan isobare sur-détendu

Fig. 1-15 Réflexion régulière de l'onde de choc sur le plan de symétrie [Document d'ONERA]

1.10.1. 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 et. La Figure représente l'écoulement de sur-détente et la structure des chocs de détente, tandis que **la Figure 1.16a** (gauche) tirée à partir des résultats expérimentaux de l'ONERA, montre la structure topologique de l'écoulement avec la présence des chocs. **Figure 1.16b** (droite) représente la topologie d'un jet supersonique d'écoulement en régime de sous-détente avec réflexion régulière obtenue à partir de Jan Östlund. [12]

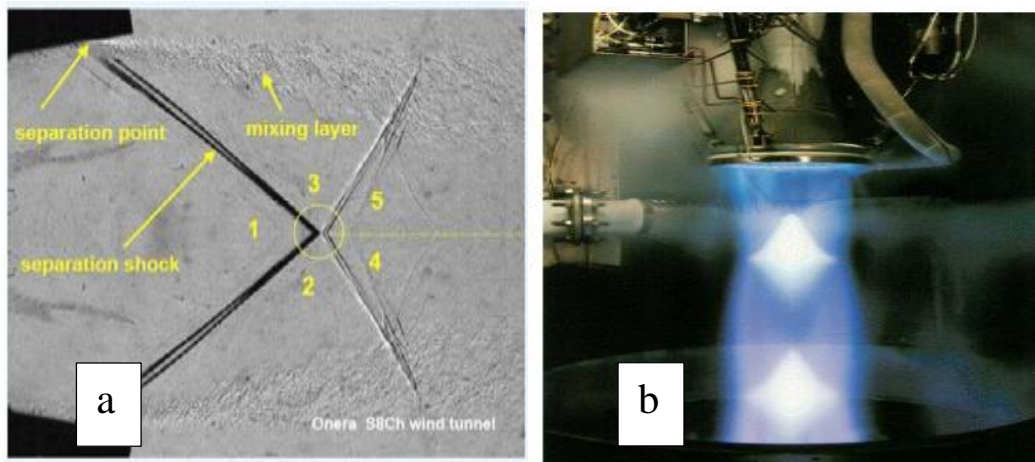


Fig. 1-16 : a) Réflexion régulière [Document d'ONERA]. b) Visualisation strioscopique de la réflexion régulière ; RL10-A5, écoulement de sous-détente avec réflexion régulière apparente.

1.10.2. Réflexion de Mach

La réflexion de Mach est observée (**Figure1.17**), 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 Figure18** représente la strioscopie d'écoulement en régime de sur-détente d'une tuyère Vulcan, indiquant la structure des chocs en réflexion de Mach.

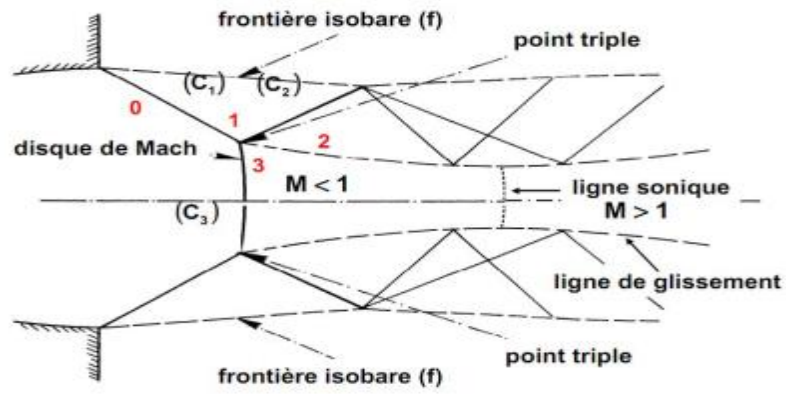


Fig. 1-17 Structure d'un jet supersonique plan isobare sur-détendu ; Formation d'un disque de Mach [Document d'ONERA].

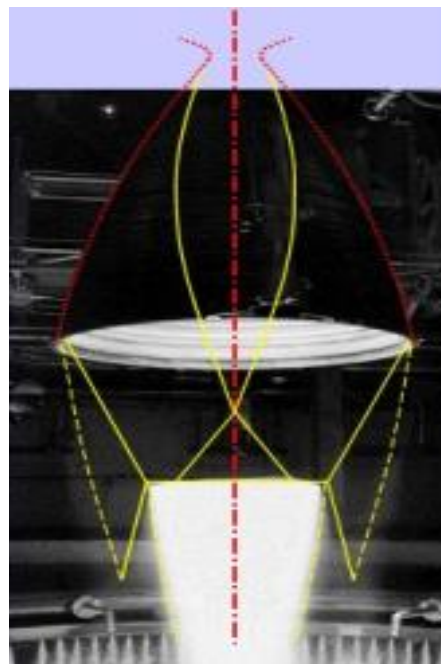


Fig. 1-18 Vulcain, régime de sur-détente avec disque de Mach classique. [12]

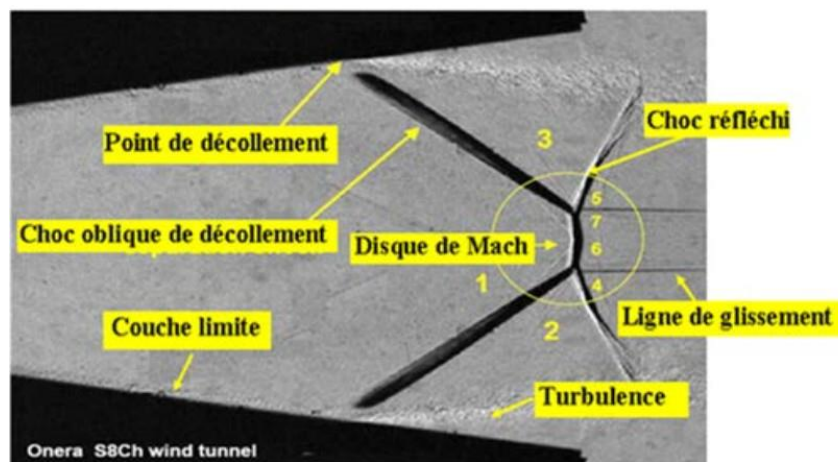


Fig. 1-19 Visualisation strioscopique de la réflexion de Mach, [Document ONERA]

1.10.3. Réflexion de Mach inverse

Dans le cas des tuyères fortement optimisées en poussée, il se forme un choc interne de focalisation CIF. Ce choc est dû au 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 de décollement CI. La ligne de glissement 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 1.20**). La réflexion de mach qui fait apparaître cette structure de chapeau est appelée réflexion de Mach inverse. Cette structure dépend fortement de la courbure du profil de la tuyère et du rapport de pression P_c/P_a .

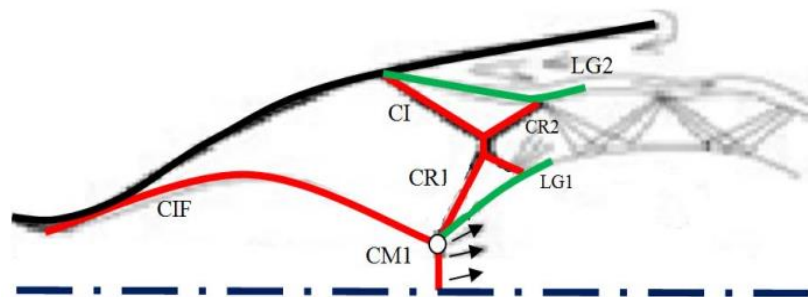


Fig. 1-20 Réflexion de Mach inverse.

La photographie de **la figure 1.21** 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. La luminosité très forte du jet est le résultat de l'échauffement du gaz au passage des chocs. L'eau produit par la combustion de l'hydrogène et l'oxygène rayonne fortement. [13]

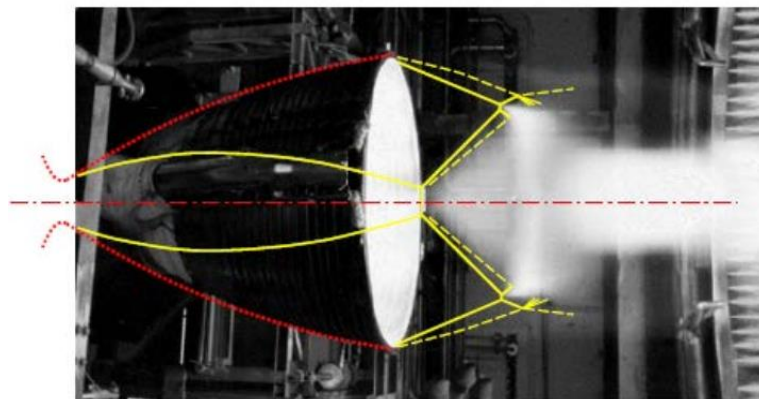


Fig. 1-21 Structure de choc en chapeau dans le jet du moteur vulcain au banc d'essai

1.10.4. Cellules de chocs

Plusieurs cellules de chocs sont observées sur **la Figure 1.22**. 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. **La Figure 6.13-a et 6.13-b** représente les deux strioscopies expérimentales des jets supersoniques d'écoulements sur-détendus. Ces strioscopies donnent des structures claires des cellules de chocs. [14]

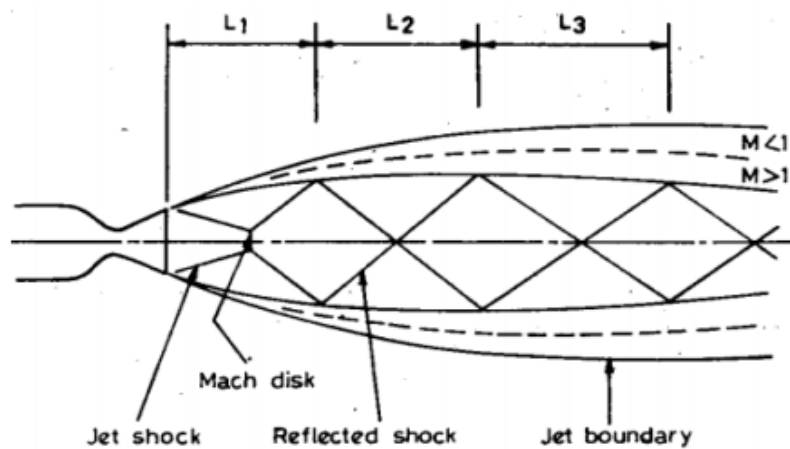


Fig. 1-22 Structure de cellules de chocs pour un jet supersonique [13]

1.11. Revue bibliographique

La tuyère convergente-divergente est le type le plus utilisé en fusée et fonctionne en convertissant énergie de pression du flux de carburant et énergie thermique de la combustion de carburant en énergie cinétique sous la forme de vitesse d'échappement élevée.

Dans la section convergente d'une tuyère de 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 section divergente. 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 déterminé par certaines caractéristiques du moteur telles que la pression de la chambre de combustion et chimie des gaz d'échappement.

La forme de la section divergente dépend du taux de dilatation et de la quantité de poussée requise. Le rapport entre la surface de sortie et la région de la gorge est appelé rapport de dilatation. Zone de sortie varie en faisant varier l'angle de divergence.

➤ **L'écoulement** de gaz compressible dans une tuyère convergente-divergente et son panache d'échappement à différents rapports de pression de tuyère (NPR) ont été étudiés numériquement avec plusieurs modèles de turbulence. Mohammad Hadi Hamed Estakhrsar, Mehdi Jahromi montrent que le modèle SST $k - \omega$ donne les meilleurs résultats comparés aux autres modèles en termes de temps et de précision. L'effet des variations de valeur de demi-angle de divergence (ϵ) sur les performances de la tuyère, le coefficient de poussée (C_f) et le coefficient de décharge (C_d) a été étudié numériquement. Les résultats prévus montrent que pour un angle de divergence donné, le coefficient de poussée (C_f) augmente en augmentant le rapport de pression de la tuyère. De plus, pour un rapport de pression de tuyère donné, le coefficient de poussée augmente à mesure que l'angle de divergence de la tuyère diminue. Lorsque la tuyère du C-D est en train de se caler, la valeur de décharge le coefficient est indépendant du rapport de pression de la tuyère et également pour un rapport de pression de la tuyère donnée, le coefficient de décharge augmente lorsque l'angle de la tuyère de divergence (ϵ) augmente. [15]

➤ **Fred W. Steffen et al [16]** ont effectué des tests sur diverses tuyères CD en modifiant les angles de divergence de $7^\circ 10'$ à 50° et les rapports de surface de tuyère de 1,39 à 3,81 sur une large plage de rapports de pression de tuyère déterminer les effets du changement de l'angle de divergence sur les performances internes des tuyères. Ils ont observé que le coefficient de poussée diminuait de 0,973 à un angle de divergence de 7° à 0,93 pour un angle de divergence de 50° . On a également observé que les rapports de pression dans lesquels la séparation augmentaient l'angle de divergence et affectaient grandement les performances de la tuyère. Ils ont finalement conclu en disant que, pour un rapport de pression constant, la modification du rapport de surface de la tuyère avait un effet négligeable sur les performances d'une tuyère.

Tuyère à six angles de divergence différents, à savoir $7^\circ 10'$, $11^\circ 50'$, 24° , 30° , 36° et 50° ont été étudiés. Les détails des tuyères sont illustrés à la figure 1.23 et dans le tableau 1 suivant :

Angle de divergence des tuyères	Rapports d'expansion de tuyère				
	A_s/A_c				
$7^\circ 10'$	1.39	1.69	-----	2.65	-----
$11^\circ 50'$	1.39	1.69	-----	2.65	-----

24°	1.39	1.69	-----	2.65	-----
30°	-----	-----	1.8	-----	-----
36°	-----	-----	1.8	-----	-----
50°	-----	1.69	-----	2.65	3.81

Tableau 1-1 Les dimensions de différentes tuyères utilisées

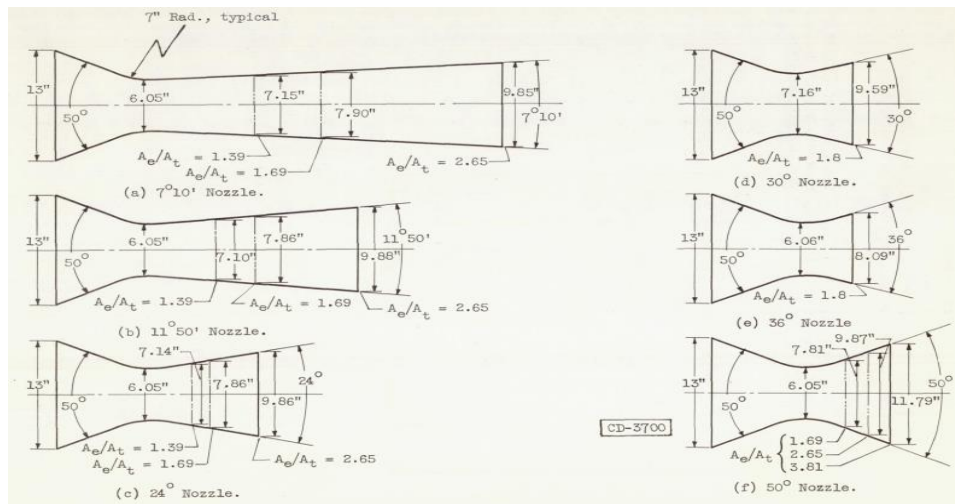


Fig. 1-23 Schémas de principe des tuyères convergentes-divergentes.

➤ **G. Satyanarayana et al [17]** ont effectué l'analyse de l'écoulement dans une tuyère supersonique convergente-divergente pour différentes sections telles que rectangulaire, carrée et circulaire à l'aide de ANSYS FLUENT 12.0. Des résultats ont été montrés pour les variations de pression, de vitesse et de température de différentes tuyères supersoniques et ont montré qu'une tuyère rectangulaire donne une vitesse de sortie élevée par rapport aux buses circulaires et carrées. Ils ont également mentionné que les propriétés du fluide dépendent largement de la section transversale de la buse qui affecte l'écoulement du fluide.

➤ **Omid Joneydi Shariatzadeh, et al [18]** ont réalisé une analyse de simulation sur une tuyère divergente convergente utilisée dans les souffleries supersoniques. Ils ont utilisé des outils logiciels tels qu'Ansys Fluent & Gambit pour effectuer l'analyse de simulation. Ils ont effectué la simulation sur une plate-forme 2D et ont comparé numériquement les résultats de la modélisation CFD aux données mesurées disponibles. Ils ont adopté deux modèles différents, à savoir le modèle $K\epsilon$ -et le modèle $K-w$, et ont remarqué que le modèle $k\epsilon$ -reçoit des valeurs moyennes supérieures de Mach no par rapport au modèle $k-w$. Ils ont observé que les valeurs de calcul ne correspondaient pas exactement aux données mesurées et ont conclu en affirmant que l'écart était dû à la variation de la propriété du matériau, au facteur de glissement et au frottement de la paroi. Enfin, ils ont

terminé en montrant que le résultat réel obtenu dans un schéma peut différer de celui d'un autre et qu'il s'agirait d'une image éclatante du schéma précédent.

➤ **A. Shanthi Swaroopini, et al [19]** effectuent un travail de simulation pour des tuyères CD avec des angles de divergence différents en maintenant les autres entrées fixes. L'objectif de la thèse proposée est de montrer le meilleur taux de dilatation, le rapport pression / pression (NPR) et le rapport de surface de la buse (NAR) dans lesquels la poussée obtenue par la tuyère supersonique est maximale. La simulation est ensuite répétée pour le gaz de détente dont les résultats sont ensuite comparés à l'air standard pour indiquer lequel possède les meilleures performances. Le design de la tuyère choisi est basé sur des études de littérature existantes.

La thèse porte sur le travail de simulation en cours en utilisant une méthode de modélisation de la turbulence appropriée donnant des résultats appropriés qui sont ensuite corrélés aux résultats théoriquement obtenus et à ceux de la littérature existante. L'objectif est de montrer que les résultats expérimentaux ainsi obtenus sont en bon accord avec les données calculées théoriquement.

Pour atteindre cet objectif, les exigences de conception doivent être analysées de manière approfondie et les caractéristiques de construction jouent un rôle essentiel dans les résultats obtenus. Une fois que ceci est atteint, la visualisation de l'écoulement à l'intérieur de la tuyère ainsi que la pression, la vitesse, la température et les contours mécaniques à la gorge et à la sortie de la tuyère sont étudiés.

Divergence Angle	Exit Radius (in)	Expansion Ratio or Nozzle Area Ratio (NAR)
5	3.831	1.5342
9	4.481	2.0262
11	4.94	2.4026
15	5.445	2.84
20	6.28	3.6172

Tableau. 1-2 les dimensions de différentes tuyères utilisées

➤ **L'expérience montre** qu'il n'y a pas d'influence nette de l'angle du divergent dans des tuyères coniques de rapport de section 10. La simulation numérique donne des résultats identiques pour des tuyères coniques de rapport de section 40

A même rapport de section et même rapport de pression, la tuyère galbée offre plus de détente (faible pression) que la tuyère conique, ce qui l'expose au risque de décollements précoces. De plus, les nombres de Mach sont importants, ce qui favorise la formation de phénomènes de disque de Mach. En pratique, la tuyère galbée offre, dans des conditions de fonctionnements nominales, une meilleure poussée. Cependant, en régime transitoire (allumage et extinction), un décollement important apparaît sur le divergent accompagné d'un disque de Mach de grande taille. Ces phénomènes dégradent considérablement les performances propulsives de la tuyère [20]

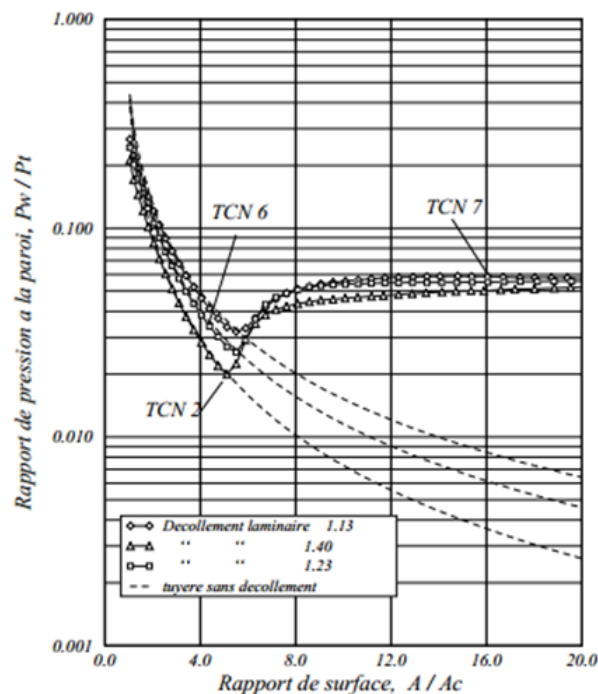


Fig. 1-24 Schémas de principe des tuyères convergentes-divergentes.

➤ **Bogdam et al. (2015) [21]** ont réalisé l'étude de l'écoulement à travers la tuyère divergente convergente en avec l'aide d'un code enrichissant en volume fini, ANSYS Fluent. Ils ont effectué une analyse de la géométrie de la tuyère en utilisant les équations de la fusée et calculé les valeurs pour la géométrie de la tuyère. Une analyse simple a été faite sur le modèle géométrique et observé que la buse créée sur la base des paramètres de sortie est en accord avec la portée.

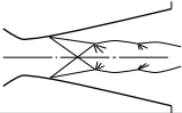
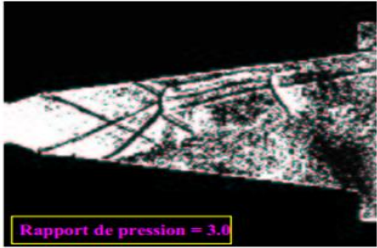
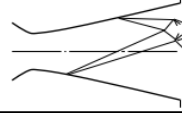
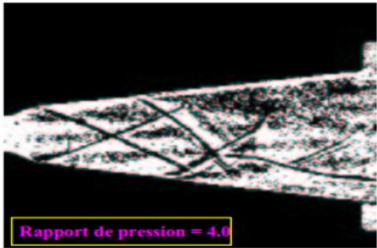
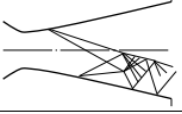
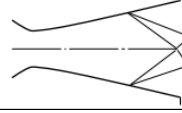
➤ **Yu et al. (2012) [22]** ont réalisé Simulations de Reynier-Averaged Navier Stokes pour étudier l'effet de la géométrie de la tuyère sur la turbulence caractéristique d'écoulement de fluide incompressible à travers la buse. Ils ont observé que le modèle de stress de Reynolds montre amélioration significative par rapport à l'équation standard et aux deux modes d'équation pour la

prédiction de turbulences paramètres d'écoulement. La topologie maillée joue également un rôle majeur dans la détermination de la précision des résultats.

- **Hussain et al. (2010) [23]** ont expérimenté les caractéristiques de performance de quatre contractions axisymétriques différentes formes de tuyère avec le même taux de contraction et révélé que toutes les buses sont essentiellement égales efficacité tant que le flux de base dans le plan de sortie est concerné.
- **Pandey et al. (2010) [24]** ont mené une étude numérique pour étudier l'écoulement supersonique dans une buse conique pour Mach 3 à divers degrés d'angle.
- **Kunal et al. (2005) [25*]** a présenté l'analyse des caractéristiques de performance et de débit des solutions convergentes / divergentes de la tuyère et calculé la force de choc dans la partie divergente de la buse dans différentes conditions et avec une géométrie de buse différente.

- **Expérience de R.A. Lawrence (1963) [26]**

Le phénomène de décollement instationnaire et dissymétrique a fait l'objet d'études nombreuses suite aux travaux de Lawrence [26]. 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 située entre 2.4 et 3. Au-delà a de ces valeurs, le basculement disparaît mais le jet reste toujours dissymétrique. Quand le rapport de pression d'dépasse 4 le jet redevient symétrique. Il semble que les plages des rapports de pression d'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			Rapport de pression = 3.0
$2.4 \leq \frac{P_r}{P_a} \leq 3.0$	dissymétrique avec basculement			Rapport de pression = 4.0
$3.0 \leq \frac{P_r}{P_a} \leq 4.0$	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
---	--

Tableau. 1-3 Classification des différents types d'écoulements en fonction des rapports de pression

➤ **Le facteur $(1+\cos\Theta)/2$** est appelé facteur de conicité .il est inférieur à 1 et représente la perte de poussée résultant de l'emploi d'une tuyère conique a la place d'une tuyère en forme cette perte résultante de l'emploi d'une tuyère conique a la place d'une tuyère en forme .cette perte résulte du fait que ,pour la tuyère conique ,la quantité de mouvement sur la calotte sphérique a une composant perpendiculaire à l'axe X'X ne contribuent pas à la poussée. Le tableau suivant donne les valeurs du facteur de conicité en fonction du demi-angle de la tuyère conique pour un angle $\Theta=20^\circ$ la perte de poussée est de 3% ce qui n'est pas négligeable. Pour un nombre de mach en sortie fixé, un angle d'ouverture petit minimise la perte de poussée mais conduit à des tuyères très longues, d'où une perte de poussée par frottement du fait de la couche limite accrue et encombrement de la tuyère pouvant être rédhibitoire [6].

$\Theta(^{\circ})$	0	5	10	15	20	25	30
$\frac{1 + \cos\theta}{2}$	1	0.9981	0.9981	0.9829	0.9698	0.9532	0.9330

Tableau. 1.4. Facteur de conicité, ou de perte de poussé d'une tuyère conique.

➤ **La nécessité de systèmes** de propulsion à faible poussée pour les engins spatiaux à petite échelle est croissance. Les caractéristiques de faible poussée entraînent généralement des débits en nombre de Reynolds faibles dispositifs propulsifs utilisant une tuyère convergente-divergente. M.H.M. Noh, A.h.a. hamid, R. Atan et H. Rashid montrent Dans le travail actuel, sept caractéristiques d'écoulement de tuyère convergentes et divergentes obstruées fonctionnant au nombre de Reynolds de 46000 font l'objet d'une recherche numérique à l'aide d'un logiciel commercial, FLUENT 6.1.22. Le travail de calcul est effectué en utilisant le modèle de flux de Spalart-Allmaras axisymétrique, bidimensionnel, solveur couplé et linéarisé selon un schéma implicite. Le les tuyères, destinées à être utilisées pour l'application du propulseur, ont un diamètre de gorge de 11 mm et un rapport de surface de 4. Les six tuyères sont toutes dérivées d'une tuyère avec un angle de divergence de 28° , où l'angle de divergence est réduit tout en maintenant le

rapport de surface. Le principal L'objectif de ce travail est d'étudier les caractéristiques de performance et de débit des tuyères avec une géométrie différente.

Les résultats numériques montrent qu'il existe une réduction de la poussée observée l'angle de divergence diminue de 28° à 10° , sauf pour les buses avec des angles de divergence de 16° et 18° , où ils produisent des poussées plus élevées que leurs dérivées. Résultat numérique révèle également que le phénomène de séparation des flux se produit à l'intérieur de toutes les tuyères, où des chocs se forment à l'intérieur des tuyères avec un angle de divergence de 20° , 14° et 10° et dégrade les performances de la buse en termes de poussée produite. [27]

Tuyère	1	2	3	4	5	6	7
Angle de divergence($^\circ$)	28	24	20	18	16	14	10
Langueur de divergence (mm)	22.1	25.9	31.2	34.7	39.1	44.8	62.9
La poussé(N)	45.08	37.13	31.69	49.60	50.81	32.52	31.01
Réduction de poussé (%)	0	17.6	29.7	-10	-12.7	27.9	31.2

Tableau 1-5 résultats de différent angles de divergence.

➤ **Cet article présente** les résultats des tests dirigé pour déterminer l'effet des éléments de construction d'une tuyère de Laval sur la distribution de la vitesse et de la pression et la magnitude de la force de réaction du jet. Le l'effet a été étudié des formes de l'entrée section de la tuyère et trois types de sections divergentes : nommément cône droit, conoïdal avec embout cylindrique et diffuseur obtenu par calcul journalier par une méthode graphique grâce au professeur F. I. Frankl. L'effet d'angle de divergence de la tuyère sur le jet la réaction a également été étudié. Les résultats de l'enquête a montré que la forme du générateur de la surface intérieure de l'entrée une partie de la tuyère n'a essentiellement aucun effet sur le caractère de l'écoulement et sur la réaction. La tuyère obtenue par graphique le calcul assurait la possibilité d'obtenir un écoulement pour lequel la vitesse de tout le gaz les particules est parallèle à l'axe de symétrie de la tuyère, la réaction étant en moyenne de 2 à 3% de plus que pour la conique conventionnelle tuyère dans les mêmes conditions. Pour la tuyère conique, la réaction maximale a été obtenue pour un angle de cône de

25 ° à 27 °. À la fin de cet article un exemple de calcul est donné par la méthode graphique. Les tests étaient commencés au début de 1936 et ce document a été écrit en même temps. [28]

Chapitre 2 :

Méthodes numérique de

calcul des écoulements

compressibles

2.1 Introduction

Le meilleur modèle mathématique, disponible jusqu'à date, pour décrire les différents phénomènes aérodynamiques, aussi complexes soient-ils, rencontrés dans la majorité des problèmes de l'industrie aéronautique, est le système d'équations de Navier Stokes. Ces équations représentent les équations de base de la dynamique des fluides et régissent aussi bien les écoulements laminaires que turbulents. Même si elles n'expriment que la conservation de la quantité de mouvement, ces équations sont souvent citées comme exprimant les lois de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Elles sont obtenues en appliquant les principes de conservation à un volume de contrôle infinitésimal. Ce chapitre est consacré en premier lieu à la présentation des équations de Navier Stokes des écoulements compressibles instantanées puis moyennées, en coordonnées cartésiennes bidimensionnelles ou axisymétriques sous forme indicielles. Ces équations sont discrétisées par l'utilisation de la méthode des volumes finis, utilisée par le code de calcul numérique (FLUENT) présenté dans le chapitre 3. En second lieu, il présente les équations des modèles de turbulence utilisés dans cette étude à savoir : k-ε et k-ω.

2.2 Équations fondamentales des fluides compressibles

Pour un fluide compressible, visqueux et supposé parfait, les équations fondamentales de l'écoulement peuvent être données par les lois de conservations suivantes :

2.2.1 Équation de conservation de la masse

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

Où ρ est la masse volumique du fluide et u_j la composante de la vectrice vitesse.

2.2.2 Équation de conservation de quantité de mouvement

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

Où P est la pression statique, δ_{ij} le tenseur de Kronecker et τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses.

2.2.3 Équation de conservation de l'énergie

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

Où q_j est le flux de chaleur dans la direction j , E est l'énergie totale par unité de masse, qui s'exprime par la relation suivante:

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

Il faut ajouter aussi l'équation d'état des gaz parfaits :

$$P = \rho r T \quad C_p - C_v = r \quad \gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad (2.5)$$

Où γ étant la constante particulière du gaz parfait. C_p et C_v représentent respectivement les chaleurs spécifiques à pression et à volume constants.

Pour un fluide supposé newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses prend la forme suivante :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \delta_{ij} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (2.6)$$

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

$$q_j = -K \left(\frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (2.7)$$

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

$$Pr = \frac{\mu C_p}{k} = \gamma \frac{\mu C_v}{k} \quad (2.8)$$

En supposant que le fluide est calorifiquement parfait (l'énergie interne $e = c_v T$ et l'enthalpie $h = c_p T$), le flux de chaleur peut s'écrire :

$$q_j = -\frac{\partial T}{\partial x_j} = -\frac{\mu}{pr} \frac{\partial h}{\partial x_j} \quad (2.9)$$

En ce qui concerne la viscosité dynamique, celle-ci est donnée, pour la gamme de température étudiée, par la loi de Sutherland (utilisée par FLUENT) suivante :

$$\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \left(\frac{1+T/T_0}{1+S/T} \right) \quad (2.10)$$

Où $\mu_0 = 1.78938 \cdot 10^{-5} \text{ kg.m-1.s-1}$ est la viscosité du fluide à la température de référence.

$T_0 = 288 \text{ K}$ et S est une constante fixée pour l'air à 110 K.

2.2.4 Équations de Navier-Stokes moyennées (RANS)

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

$$\phi = \bar{\phi} + \phi'$$

Où

$$\bar{\phi} = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{\Delta t} \right) \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \phi(t) dt \quad (2.11)$$

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} pondérée par la masse et une partie fluctuante u_i'' , où :

$$\tilde{u}_i = \frac{\rho u_i}{\bar{\rho}} = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int \rho(x, \tau) u_i(x, \tau) d\tau \quad (2.12)$$

La 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, utilisée par le code FLUENT.

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

$$\left\{ \begin{array}{l} u_i = \tilde{u}_i + u_i'' \\ \rho = \bar{\rho} + \rho' \\ p = \bar{p} + p' \\ e = \tilde{e}_i + e_i'' \\ h = \bar{h} + h'' \end{array} \right. \quad (2.13)$$

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

Pour l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \quad (2.14)$$

Pour l'équation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{\rho} u_i'' u_j'') \quad (2.15)$$

Où le terme $-\bar{\rho} u_i'' u_j''$ 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 modèles de turbulence présents dans le code FLUENT utilisent le concept de la viscosité turbulente de Boussinesq, dans lequel la contrainte de Reynolds est supposée être une fonction linéaire des taux de déformation :

$$-\bar{\rho} u_i'' u_j'' = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (2.16)$$

Où μ_t est la viscosité turbulente et k l'énergie turbulente donnée par la formule suivante:

$$K = \frac{1}{2} \overline{u_k'' u_k''} \quad (2.17)$$

Les équations moyennées de FANS (Favre-averaged Navier-Stokes équations) sont obtenues en remplaçant l'équation (2.14) dans l'équation (2.15):

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_i\tilde{u}_j) = -\frac{\partial\tilde{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\bar{\mu} + \mu_t) \left(\frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial\tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x}(-\bar{\rho}k) \quad (2.18)$$

De même pour l'équation d'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\tilde{h}) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j\tilde{h}) = \frac{\partial\tilde{p}}{\partial x_j} + \tilde{u}_j \frac{\partial\bar{p}}{\partial x_j} + \bar{\tau}_{ij} + \tau'_{ij} \frac{\partial u_i''}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial\bar{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} u_j'' h'' \quad (2.19)$$

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

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} u_j'' h'' = \Gamma_t \frac{\partial\tilde{h}}{\partial x_j} = C_p \frac{\mu_t}{Pr_t} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (2.20)$$

Où Γ_t est la diffusivité turbulente qui s'exprime comme suit : $\Gamma_t = \frac{\mu_t}{Pr_t}$

Pr_t Est le nombre turbulent de Prandtl fixé à 0.9

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

$$\overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}} = \bar{\rho} \varepsilon \quad (2.21)$$

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

$$\overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}} = \mu_t \frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial\tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial\tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial\tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2.22)$$

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

$$P = \bar{\rho} r \tilde{T} \quad (2.23)$$

2.3 Discrétisation des équations par la méthode des volumes finis

Les équations de Navier Stokes moyennées suivant Favre sont discrétisées en utilisant la méthode des volumes finis. Dans cette approche, le domaine de calcul est discrétisé en volumes

de contrôle dans lesquels les équations gouvernant l'écoulement sont intégrées numériquement. Une cellule de volume de contrôle est illustrée sur la Fig.2.1, P désigne le centre géométrique de la cellule.

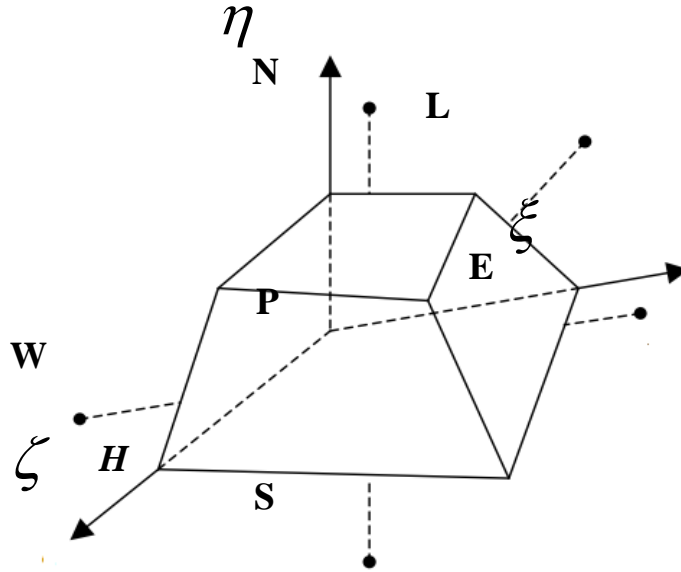


Fig.2-1 Volume de contrôle dans une configuration tridimensionnelle.

L'équation de continuité dans le système de coordonnées ξ, η, ζ est donnée par l'équation :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial J \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} (J \bar{\rho} \varepsilon^k) = 0 \quad (2.24)$$

L'intégration de l'équation III.24 sur le volume de contrôle nous donne :

$$\frac{\bar{\rho}^n V_p^n - \bar{\rho}^{n-1} V_p^{n-1}}{\Delta t} + G_e - G_w + G_n - G_s + G_h - G_l = 0 \quad (2.25)$$

G représente le flux de la masse à travers les faces du volume de contrôle, n et $n-1$ représente respectivement le pas actuel de temps et le pas précédent. Les indices $w, e, s, n, l, et h$ sont relatifs aux six faces du volume de contrôle. Toutes les équations gouvernant le problème, à l'exception de l'équation de continuité, peuvent être écrites sous la forme généralisée suivante :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J \bar{\rho} \phi) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} [J \bar{\rho} (V \varepsilon^k) \phi] = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left[J \Gamma g^{ij} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_k} \right] \quad (2.26)$$

Où ϕ est une variable de l'écoulement, Γ la diffusivité effective, J la matrice jacobéenne et $\xi_k = \xi_k(x, y, z)$. Le premier et le deuxième terme du membre de gauche de l'équation sont appelés respectivement terme transitoire et convectif et le troisième terme dans le membre de droit de l'équation est le terme diffusif :

$$\Gamma = \frac{\mu}{\sigma} + \frac{\mu_t}{\sigma_t}$$

La méthode des volumes finis repose sur l'intégration de l'équation (2.26) sur le volume de contrôle :

$$\iiint_v \left[\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J \bar{\rho} \phi) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \{ J \bar{\rho} (V \varepsilon^k) \phi \} \right] J d\xi d\eta d\zeta = \iiint_v \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left[J \Gamma g^{ij} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_k} \right] J d\xi d\eta d\zeta \dots \dots \dots \quad (2.27)$$

Où V est la vectrice vitesse.

Il est préférable d'effectuer l'intégration terme par terme, d'où :

L'intégration du terme transitoire :

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_v (J \bar{\rho} \phi) J d\xi d\eta d\zeta = \frac{\bar{\rho}^n \phi^n V^n - \bar{\rho}^{n-1} \phi^{n-1} V^{n-1}}{\Delta t} \quad (2.28)$$

Le terme convectif est donné par :

$$C = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \{ J \bar{\rho} (V \varepsilon^k) \phi \} \quad (2.29)$$

L'intégration du terme convectif sur le volume de contrôle donne :

$$C_e - C_w + C_n - C_s + C_h - C_l = G_e \phi_e - G_w \phi_w + G_n \phi_n - G_s \phi_s + G_h \phi_h - G_l \phi_l \quad (2.30)$$

Le terme diffusif dans l'équation peut être divisé en deux parties : la première est la diffusion principale ($i = k$) tandis que la deuxième partie est la diffusion transversale ($i \neq k$).

Pour la première partie :

$$D_m^k = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left[J \Gamma g^{kk} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_k} \right], \quad k = 1, 2, 3 \quad (2.31)$$

Pour $k = l$ l'intégration de l'équation donne :

$$\iiint_v D_m^1 J d\xi d\eta d\zeta = \left[J \Gamma g^{11} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_k} \right]_e - \left[J \Gamma g^{11} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_k} \right]_w \quad (2.32)$$

2.4 Modèles de turbulence

Afin de déterminer la viscosité turbulente μ_t et fermer ainsi le système d'équations moyennes de Reynolds, un modèle de turbulence est requis. Le code de calcul FLUENT dispose de plusieurs modèles de turbulence. Deux modèles à deux équations de transport à savoir : k- ϵ et k- ω -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.

2.4.1 Modèle k- ϵ standard

Le modèle k- ϵ 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 ϵ (obtenue par résonance physique), ces équations sont citées ci-dessous.

Équations de transport :

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} k) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{Pr_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \bar{\rho} \epsilon - Y_M + S_k \quad (2.33)$$

Où,

$$\frac{\partial}{\partial x} (\bar{\rho} \epsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \epsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{Pr_\epsilon} \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\epsilon 1} \frac{\bar{\rho} \epsilon}{k} (G_k + C_{\epsilon 3} G_b) - C_{\epsilon 2} \frac{\bar{\rho} \epsilon^2}{k} + S_\epsilon \quad (2.34)$$

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

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

Y_M : La contribution de la dilatation fluctuante dans la turbulence compressible pour (ϵ),

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

S_k, S_ϵ : Termes source

Pr_k, Pr_ε : Le nombre de Prandtl turbulent pour k et ε

2.4.1.1 Modélisation de la viscosité turbulente

La viscosité turbulente est donnée par la formule suivante:

$$\mu_t = \frac{\rho C_u k^2}{\varepsilon} \quad (2.35)$$

2.4.1.2 Les constantes du modèle k- ε 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 le code de calcul Fluent.

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

2.4.1.3 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 modélisé identiquement pour les modèles (k- ε) standard, RNG et les modèles réalisables. A partir de l'équation exacte de transport de $\overline{u_i'' u_j''}$, ce terme peut être défini comme suit :

$$G_k = -\overline{\rho u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \quad (2.36)$$

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

$$G_k = -\overline{u}_t S^2 \quad (2.37)$$

Où S est le module du tenseur moyen du taux-de-tension, défini comme :

$$S = \sqrt{S_{ij} + S_{ij}} \quad (2.38)$$

2.4.1.4 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 :

$$G_b = \beta g_i \frac{\bar{\mu}_t}{\rho r_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \quad (2.39)$$

Pr_t : est le coefficient de Prandtl turbulent pour l'énergie.

g_i : Est le composant du vecteur gravitationnel dans la direction.

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

$$\beta = -\frac{1}{\bar{\rho}} \left(\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial T} \right)_p : \text{représente le coefficient de dilatation thermique.}$$

Pour le cas d'un gaz parfait :

$$G_b = -g_i \frac{\bar{\mu}_t}{\bar{\rho} Pr_t} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_i} \quad (2.40)$$

2.4.1.5 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.

Négliger la dissipation de la dilatation s'explique par la baisse observée dans la taude 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 Fluent, le terme de la dissipation de la dilatation, est inclus dans l'équation de k. Ce terme prend la forme suivante d'après une proposition de S. Sarkar étal :

$$Y_M = 2\bar{\rho}\varepsilon M_t^2 \quad (2.41)$$

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad ; \quad a = \sqrt{\gamma r T} \quad (2.42)$$

a : Représente la célérité de son

2.4.1.6 Traitement de la région près de la paroi

Les lois de paroi (Standard Wall Fonction) 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, ε , dans la maille adjacente à la paroi, sont calculés à partir d'une hypothèse d'équilibre local. D'après Launder et Spalding.

On a :

$$G_k = \frac{\tau_p^2}{\bar{\rho} k c_{\mu} \frac{1}{4} k_p \frac{1}{2} y_p} \quad ; \quad \varepsilon = \frac{C_{\mu}^{\frac{3}{4}} k_p^{\frac{3}{2}}}{k y_p} \quad (2.43)$$

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 :

$$Y^+ = \frac{\bar{\rho} y u_{\tau}}{\mu} \quad ; \quad u^+ = \frac{\tilde{u}}{u_{\tau}} \quad (2.44)$$

Avec
$$u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.45)$$

Où τ_w (τ_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 :

$$u^+ = y^+ \quad (2.46)$$

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 équivalents, appelle zone tampon.
- ✓ Une couche externe où la viscosité turbulente est prépondérante et où le profil de vitesse est logarithmique et s'écrit comme suit :

$$u^+ = \frac{\tilde{u}}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln(Ey^+) \quad (2.47)$$

Où :

E et K (constantes de Von Karman) ont des valeurs fixes qui sont égales à : E = 0,9 et K=0,4. Cette couche externe est supposée commencer à partir de $y^+ > 5$.

L'option (Standard Wall Fonction) est disponible lorsqu'on utilise le modèle k-ε ou RSM, mais ne peut être utilisée avec le modèle k-ω (Fluent, 6.3). Avec le modèle k-ε 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 (Fluent, 6.3).

Ce profil est modélisé par des lois semblables à celles que nous avons détaillées précédemment. Elles s'écrivent comme suit :

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

$$u^* = \frac{1}{k} \ln(Ey^*) \quad \text{Pour} \quad y^* > 11.225$$

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

$$y^* = \frac{\rho c_{\mu}^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}} y_p}{\mu} \quad \text{Et} \quad u^* = \frac{\tilde{u}}{u_{\tau}} = \frac{c_{\mu}^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}} \tilde{u}_p}{\tau_w / \bar{\rho}} \quad (2.48)$$

\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.

2.5 Modèle de turbulence k- ω -SST (Shear-Stress Transport)

Il est bien connu que la formulation en ω est plus robuste que celle en ε dans le cas d'écoulements soumis à de forts gradients de pression adverse. En revanche, le modèle k- ω présente le désavantage d'être sensible à la valeur externe de ω . Le modèle k- ε , 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- ε / k- ω . C'est l'approche suivie par Menter pour mettre au point son modèle (appelé SST-Menter) via une fonction de transfert F1.

Cette fonction permet de sélectionner le modèle Wilcox k- ω dans la sous couche visqueuse et la région logarithmique et basculer progressivement vers le modèle k- ε à mesure qu'on s'approche de la zone de sillage. On profite ainsi de la robustesse de ω dans la région proche paroi et de l'insensibilité de ε dans l'écoulement libre, cependant, le modèle k- ω SST semble donc bien adapté aux écoulements décollés.

2.5.1 Équations de transport

Le modèle k- ω SST a une forme semblable au modèle k- ω standard :

Le modèle de Menter repose sur deux équations de transport, une pour l'énergie cinétique de turbulence et l'autre pour la vorticité :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}K) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tilde{G}_K - Y_K + S_k^2 \quad (2.49)$$

ET

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \tilde{G}_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega^2 \quad (2.50)$$

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

G_ω : représente la génération de ω .

Γ_K et Γ_ω : Coefficients de la diffusion effective de k et ω respectivement.

Y_k et Y_ω : Dissipations de k et ω dues à la turbulence.

S_k et S_ω : Termes sources.

2.5.2 Modélisation de la diffusivité effective

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

$$\Gamma_k = \bar{\mu} + \frac{\bar{u}}{Pr_k} \quad (2.51)$$

$$\Gamma_\omega = \bar{\mu} + \frac{\bar{u}}{Pr_\omega} \quad (2.52)$$

Pr_k et Pr_ω sont les nombres de Prandtl pour k et ω respectivement, et μ_t la viscosité

turbulente.

2.5.3 Modélisation de la viscosité turbulente

La viscosité turbulente est estimée par l'équation suivante :

$$\bar{\mu}_t = \frac{\bar{\rho}k}{\omega} \frac{1}{\max \left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{\Omega F_2}{\alpha_1 \omega} \right]} \quad (2.53)$$

$$|\Omega| = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad ; \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.54)$$

Où : Ω_{ij} : est le tenseur moyen du taux-de-rotation.

Les fonctions F1 et F2, sont données par les relations suivantes :

$$F_1 = \tanh(\zeta_1^4) \quad (2.55)$$

$$\zeta_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\bar{\mu}}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\bar{\rho}k}{\text{Pr}_{\omega,2} D_{\omega}^+ y^2} \right] \quad (2.56)$$

$$D_{\omega}^+ = \max \left(2\bar{\rho} \frac{1}{\text{Pr}_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (2.57)$$

$$F_2 = \tanh \zeta_2^4 \quad (2.58)$$

$$\zeta_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\bar{\mu}}{\rho y^2 \omega} \right) \quad (2.59)$$

Y: est la distance à la surface suivante.

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

2.5.4 Modélisation de la production de turbulence

2.5.4.1 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 G_k , ce terme peut être défini comme suit :

$$\tilde{G}_k = \min(G_k, 10\bar{\rho}\beta^* K\omega) \text{ OUG}_K = \bar{\rho} \overline{u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \quad (2.60)$$

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

$$G_K = \bar{\mu}_t . S^2 \quad (2.61)$$

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

2.5.4.2 Production de ω

Le terme G_ω représente la production de ω , il est donné par la formule suivante :

$$G_\omega = \frac{\alpha}{u_t} \tilde{G}_K \quad (2.62)$$

Notez que cette formulation est en désaccord avec le modèle k- ω standard. La différence entre les deux modèles réside aussi dans la manière d'évaluation du terme α_∞ .

Dans le modèle k- ω standard, α_∞ est défini comme une constante. Pour le modèle SST, elle prend la forme suivante :

$$\alpha_\infty = F_1 + (1 - F_1)\alpha_{\infty,2} \quad (2.63)$$

Où :

$$\alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{K^2}{\text{Pr}_{\omega,1} \sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (2.64)$$

$$\alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_\infty^*} - \frac{K^2}{\text{Pr}_{\omega,2} \sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (2.65)$$

Avec :

$$K=0,41 \quad , \quad \beta_{i,1} = 0,075 \quad \beta_{i,2} = 0,0828$$

2.5.5 Modélisation de la dissipation de turbulence

2.5.5.1 Dissipation de K

Le terme \mathbf{K} représente la dissipation de l'énergie cinétique turbulente, il est défini de la même façon que celle du modèle k- ω standard. La différence entre le modèle k- ω standard et le modèle k- ω SST réside dans la manière d'évaluation du terme f_{β^*} . En effet, dans le modèle k- ω standard, f_{β^*} est défini comme une fonction C'est une constante égale à 1 pour le modèle k- ω SST. D'où :

$$Y_K = \bar{\rho} \beta^* k \omega \quad (2.66)$$

2.5.5.2 Dissipation de ω

Le terme Y_ω représente la dissipation de ω , il est défini de la même façon que celle du modèle k- ω standard. La différence entre les deux modèles k- ω standard k- ω SST réside dans la manière d'évaluation des termes β_i et f_β .

Dans le modèle k- ω standard, β_i est défini comme une constante égale à 0.072; f_β est pour le modèle k- ω SST, une constante égale à 1. D'où :

$$Y_K = \bar{\rho} \beta k \omega^2 \quad (2.67)$$

β_i Est donnée pour le modèle k- ω SST par la relation suivante :

$$\beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad (2.68)$$

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

Le modèle k- ω SST est basé sur les deux modèles standard k- ϵ et k- ω , pour utiliser ces deux modèles ensemble, le modèle k- ϵ standard est transformé en équations basées sur k et ω par l'introduction d'un terme de diffusion croisée D_ω donné par la relation suivante :

$$D_\omega = 2(1 - F_1) \bar{\rho} \text{Pr}_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.69)$$

2.5.6 Constantes du modèle k- ω SST

$$\text{Pr}_{K,1} = 1.176, \quad \text{Pr}_{\omega,1} = 2, \quad \text{Pr}_{k,2} = 1, \quad \text{Pr}_{\omega,2} = 1.168$$

$$\beta_{i,1} = 0.075 \quad , \quad \beta_{i,2} = 0.0828 \quad , \quad \alpha_1 = 0.31$$

Toutes les constantes supplémentaires du modèle SST à savoir α_∞^* , α_∞ , α_0 , β_∞^* , R_ω , R_k , ζ^* , M_{t0} ont les mêmes valeurs que celles du modèle k- ω standard. Sur le plan numérique, les équations k- ω sont résolues de la même manière que celles du modèle k- ϵ , les seules différences résident en :

✓ L'établissement des conditions initiales et des conditions aux limites en ω tel que

$$\omega = \frac{\epsilon}{\beta^* k} \quad (2.70)$$

✓ 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 $k-\epsilon$ 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.

Chapitre 3 :

Résultats et

interprétation

3.1 Introduction

Cette partie est consacrée essentiellement à l'exploitation des résultats des simulations numériques. Ces résultats seront confrontés aux résultats expérimentaux existants dans la littérature. Les performances de chaque configuration seront ensuite analysées. Les résultats pour une tuyère bidimensionnelle sont analysés dans un premier temps. On abordera dans la suite le sujet principal de notre étude : interférence des ondes de choc. L'étude et le profil de la tuyère utilisés a été menée sur un cas teste dans la veine C de la soufflerie S8 dans le cadre du projet ATAC (Aérodynamique des Tuyères et des Arrière-Corps) : Girard [29].

3.2 Optimisation de la simulation numérique

L'étude a été menée sur un cas test du projet ATAC. La tuyère simulée est une tuyère convergente divergente 2D, figure 3-1 avec un rapport de section de 1.7, un nombre de Mach en sortie est supérieur à 2, et un demi-angle de divergence de 10° .

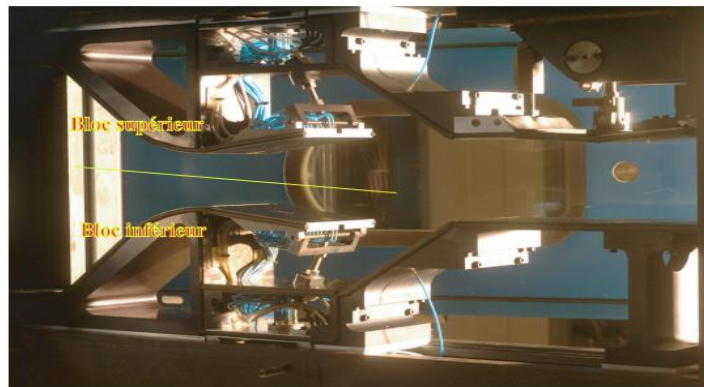


Fig. 3-1 Vue du montage en veine d'essai [29].

3.2.1 Maillage et conditions aux limites

La Figure 3-2 Présente le profil de la tuyère utilisée dans les calculs 2D. On utilise le maillage structuré par blocs, est composé de quatre blocs respectivement pour des calculs sur une tuyère complète. Les figures 3-3a, et 3-4b représentent les maillages utilisés pour les calculs numériques avec les conditions aux limites associées.

Une première zone maillant l'intérieur de la tuyère (1), elle contient le nombre de cellules le plus important. La zone (2) couvre le champ externe en aval de la tuyère. Les zones (3) et (4) situées en haut et en bas de la tuyère respectivement. Le raffinement du maillage est également pris en compte au voisinage des parois afin de mieux simuler les couches limites.

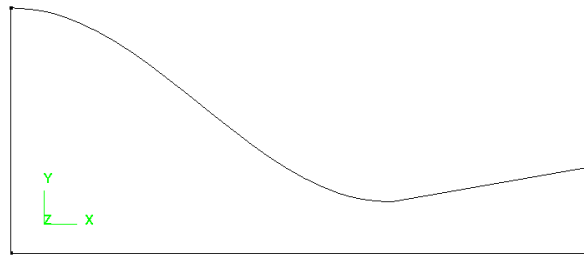


Fig. 3-2 Profils de la tuyère utilisée dans les calculs 2D.

Les calculs numériques sont réalisés pour un écoulement turbulent et stationnaire. Une condition d'entrée subsonique est imposée à l'entrée de la tuyère où les conditions génératrices et la direction de la vitesse sont imposées. Les parois de la tuyère et des domaines extérieures amont sont adhérentes et adiabatiques. Les frontières supérieures et inférieures sont pourvues de conditions de non-réflexions. Enfin, une condition de sortie subsonique est imposée à la frontière avale du domaine. Cette dernière condition nécessite une extension longitudinale importante pour permettre au jet de devenir subsonique par diffusion de la quantité de mouvement par la viscosité.

3.2.2 Influence des modèles de turbulence

Dans les calculs numériques, le choix du modèle de turbulence affecte notablement les résultats. Plusieurs modèles ont été testés : le modèle algébrique de Baldwin_Lomax, le modèle à une équation de Spalart_Allmaras et les modèles à deux équations de transports ($k-\epsilon$ et $k-\omega$). **La Figure 3-5** montre l'influence des modèles de turbulence sur la répartition de la pression pariétale le long du divergent de la tuyère. Les calculs numériques sont réalisés à $NPR = 6$. On remarque que tous les modèles utilisés, par exemple le cas du modèle $k-\epsilon$. Le modèle de Spalart Allmaras, Baldwin_Lomax et de $k-\omega$ reproduit convenablement la zone de décollement par rapport à l'expérience. Compte tenu de ces résultats, le modèle $k-\omega$ sera utilisé dans la suite des calculs 2D.

Condition de non-réflexion

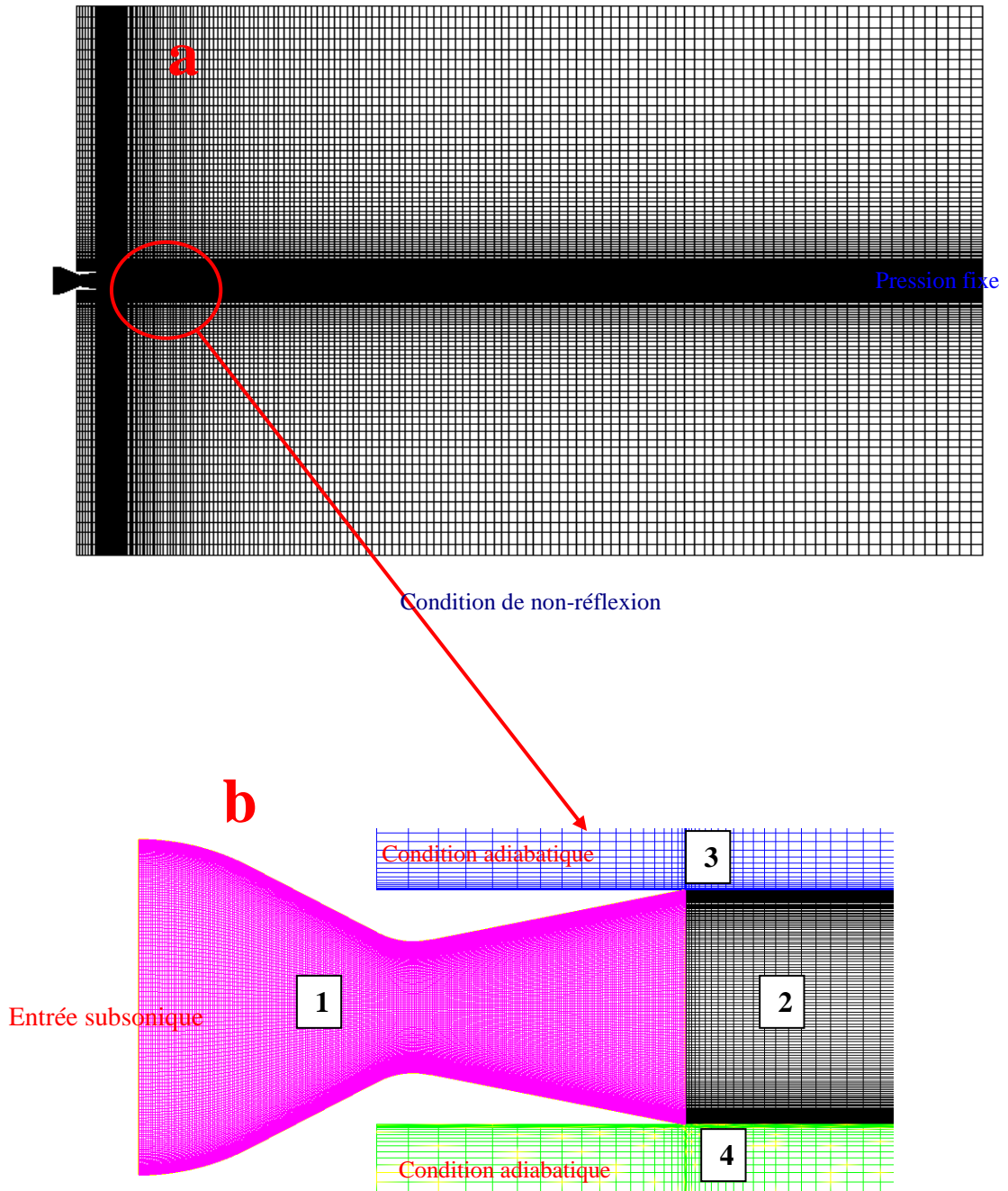


Fig. 3-4 Maillage structuré de la tuyère.

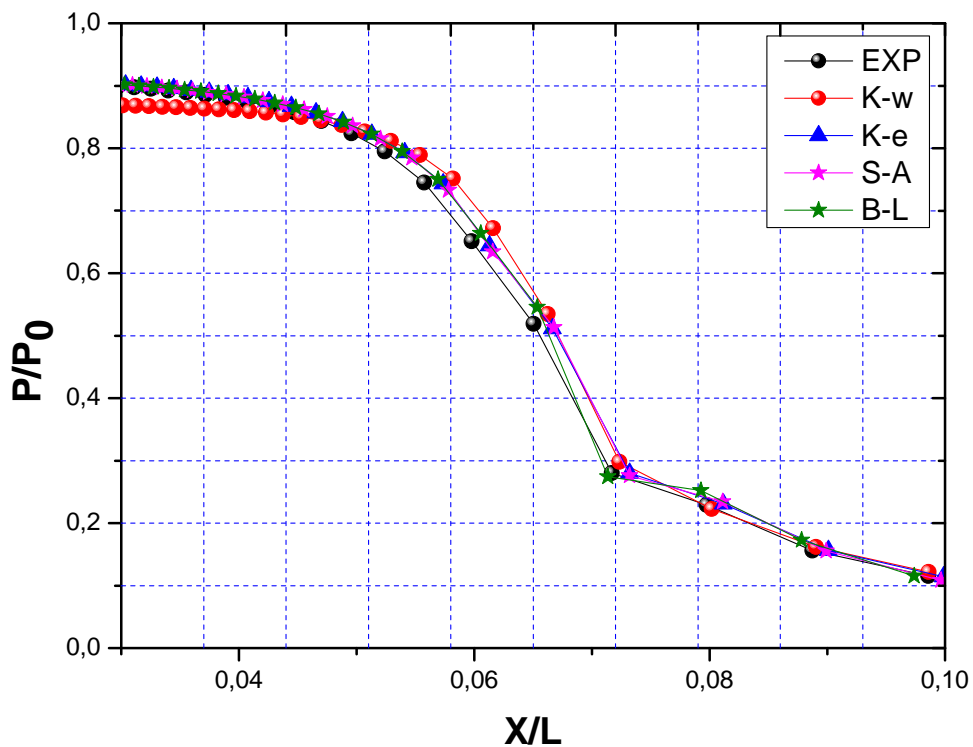


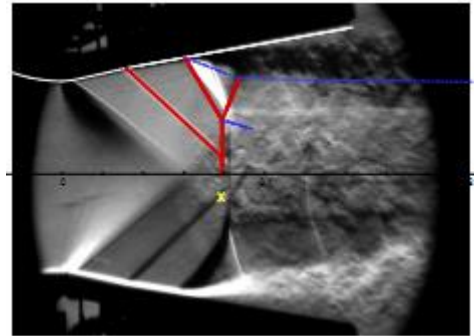
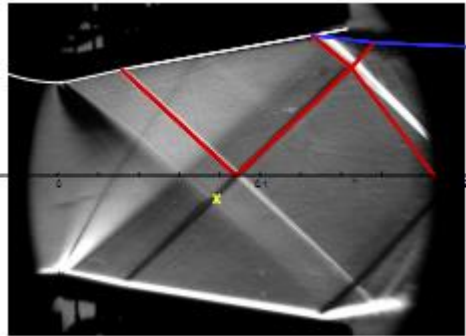
Fig. 3-5 Influence du modèle de turbulence sur la répartition de la pression à $NPR = 6$.

3.2.3 Validation des résultats

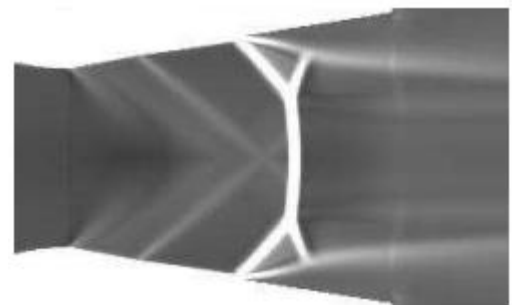
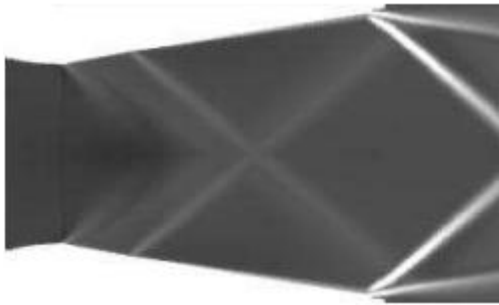
La figure 3-6 Représente les iso-contours de nombre de Mach. Elle montre un cas de validation de notre calcul avec les résultats expérimental, analytique Girard [29], et numérique, Sellam et al. [é-]. On constate que les trois configurations presque sont les mêmes. Les structures de type choc ou onde de détente sont visibles dans l'écoulement aval, et les structures observées numériquement sont similaires à celles de l'expérience. On montre aussi sur la Figure 3-7 Une comparaison de la distribution de la pression pariétale des parois supérieure, entre l'expérience, et la simulation numérique pour le régime de sur détente, $NPR = 3.80$. On remarque un bon accord entre les résultats de calcul et les valeurs expérimentales, et qu'ils ont la même distribution sauf que le plateau de pression après point de décollement est un peu écarté.

NPR = 3.80

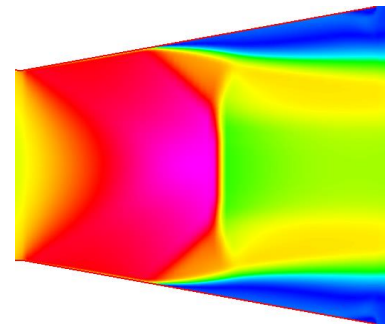
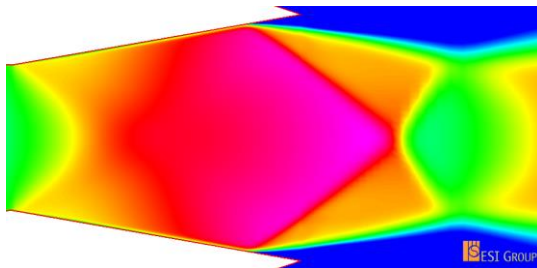
NPR = 2.02



Théoriques Girard [16], et expérimentales Sellam et al [30].



Calcul numérique Sellam et al [30].



Présent calcul CFD-FASTRANT

Fig. 3-6 Comparaison des structures théoriques, expérimentales, et numériques.

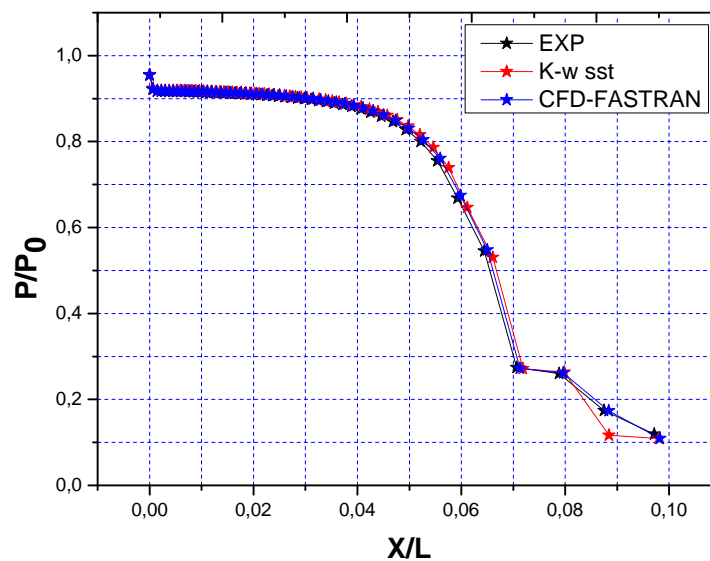


Fig. 3-7 Distribution de la pression pariétale des parois supérieures, NPR = 3.80. Comparaison de nos résultats avec les travaux de Sellam et al. [30]

3.3 Calcul du régime de Sur détente pour NRP = 3.00 (quelques propriétés)

La figure (3.6) présente la topologie numérique obtenue de l'écoulement pour un rapport de sur détente NPR = 2.41. Ces résultats numériques sont comparés qualitativement avec l'image strioscopique d'une expérience réalisée dans la veine C de la soufflerie S8 dans le cadre du projet (ATAC) Girard [29]. Ces résultats numériques et expérimentaux quasi semblables qualitativement, renferment plusieurs phénomènes physiques qui sont détectés et décomposés comme suite.

3.3.1 Décollement de la couche limite et choc oblique de décollement

La couche limite s'épaissit le long des parois du divergent et décolle. Ce décollement induit des ondes de compression qui se focalisent pour former le choc oblique de décollement au travers duquel l'écoulement est dévié voir **figure 3-8**

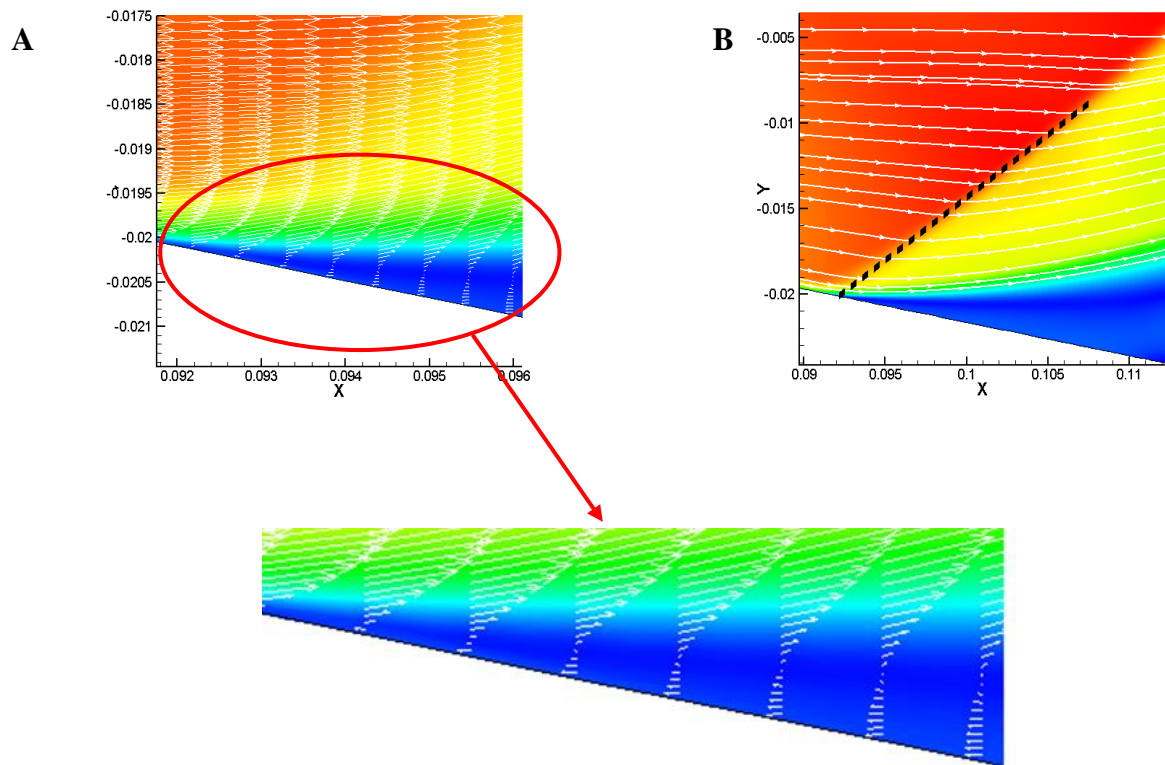


Fig. 3-8 (A)- Décollement de la couche limite, (B)- Le choc oblique de décollement (choc de compression).

3.3.2 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 3-9**.

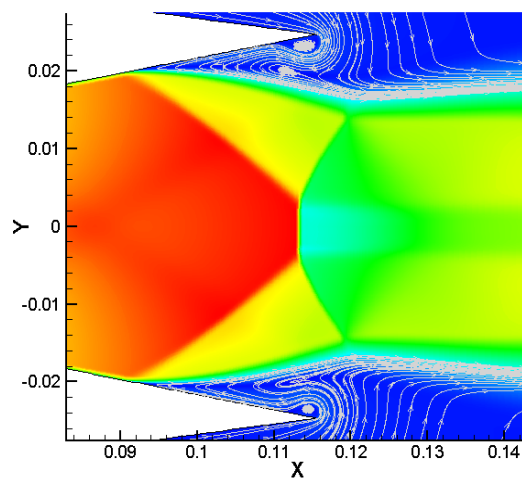


Fig. 3-9 retour de l'écoulement.

3.3.3 Interaction d'ondes de choc

Le choc incident se réfléchit sur l'axe de la tuyère de façon singulière en formant un choc normal à l'axe appelé disque de Mach. Ainsi apparaît un point triple, point de rencontre du choc de décollement, du choc réfléchi et du disque de Mach. Du point triple émane une ligne de glissement. Cette discontinuité isobare sépare la poche subsonique en aval du choc fort de la région supersonique en aval du choc réfléchi voir **figure 3-10** La ligne verte présente la région sonique ou le nombre de Mach est égal à 1. Cette ligne délimite les régions subsoniques des régions supersoniques.

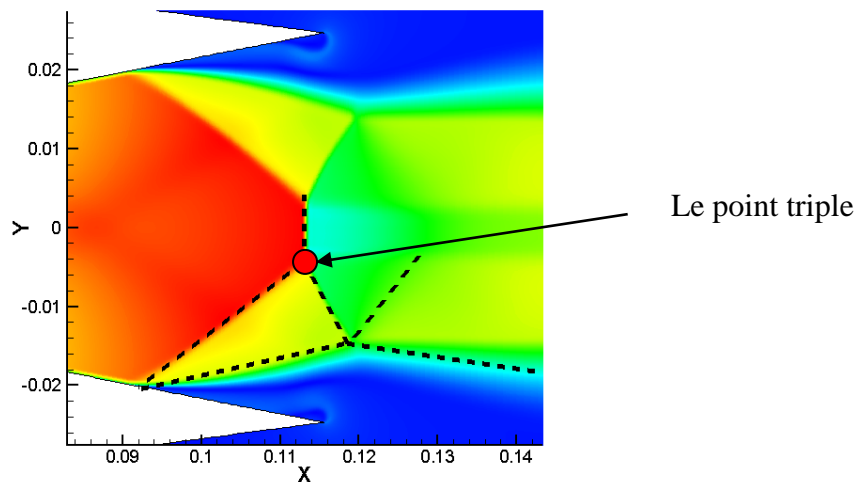


Fig. 3-10 à Interaction d'onde de choc.

3.3.4 Configuration symétriques et asymétriques de l'écoulement

Plusieurs NPRs, variant de NPR=1.5 à NPR= 10, a été étudié par simulation numérique RANS 2D réalisés sur une tuyère complète, afin d'observer les différentes configurations (décollement asymétriques et recollement symétriques,). Il apparaît alors (**Figure 3.11**) que sous un NPR critique, l'écoulement dans la tuyère devient asymétrique par rapport à l'axe de la tuyère. Cette observation est en accord avec des expériences. Cette configuration asymétrique a également trouvé aussi pour d'autres géométries, par exemple Lawrence & al. [31], Bourgoing & al. [32] Reijasse & al [33], Pilinski & al. [34], et Shimshi & al. [35]. Qui explique l'existence de ce phénomène (décollement asymétriques et recollement symétriques,) dans les tuyères supersoniques, par variation le taux de détente NPR (le rapport entre la pression génératrice de la tuyère et la pression ambiante), défini par le rapport P_{i0}/P_a pour paramétrer les calculs. Ce phénomène a été mis en évidence expérimentalement, puis numériquement pour la première fois, par Sellam & al. [30].

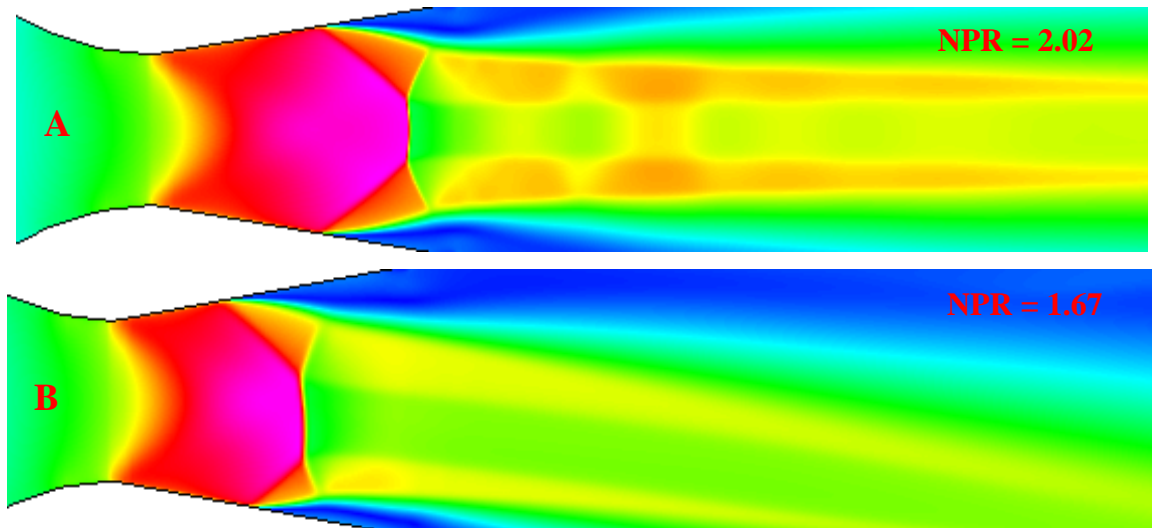


Fig. 3-11 visualisation numérique de la configuration d'écoulement à deux NPRs différent.
 A : Configuration symétrique pour NPR = 2.02
 B : Configuration asymétrique pour NPR = 1.67.

3.4 Effet du taux de pression NPR sur la structure globale des ondes de choc

On présente dans cette partie, l'étude de l'effet du taux de détente NPR sur le phénomène de l'interférence des ondes de choc ainsi que le décollement de la couche limite dans la partie divergente de la tuyère dans une tuyère. Elle est effectuée pour un taux de détente $NPR = P_{i0}/P_a$.

Afin d'étudier si l' NPR ou bien le taux de pression à la même structure lorsque croissante et/ou décroissante, la simulation a été initialisée pour NPR = 1.5, et le rapport de sur détente a été augmenter progressivement jusqu'à NPR = 10, la convergence a été atteinte à chaque étape pour une solution stationnaire stable, à partir du champ initial convergé pour le NPR précédent. Les résultats de simulation numérique à plusieurs étapes sont illustrés par les courbes d'iso-Mach sur **la figure 3 -12**. Il clair que l'écoulement est initialement asymétrique et l'interférence est une réflexion de Mach.

En revanche lorsque la valeur de l' NPR augmenté encore, le cas où NPR = 1.80 l'asymétrie commence de se produire pour le quelle au-dessous de cette valeur la configuration symétrique n'existe plus, et lorsque la valeur de l' NPR augment, le cas où NPR

= 2.00, l'écoulement récupère la symétrie par rapport à l'axe de symétrie de la tuyère et au-delà de cette valeur, la configuration reste symétrique. Entre ces deux valeurs l'existence d'une double zone de NPR où les deux configurations sont possibles en témoigne (association d'un phénomène d'hystérésis).

A $NPR = 3.80$ la figure montre clairement l'apparition brutale d'un choc quasi normal. La transition de la réflexion de Mach vers la réflexion régulière s'effectue et l'écoulement toujours reste symétrique lorsque le NPR augmente encore. En remarque aussi que pour des taux de détente importants, $NPR = 5$, et $NPR = 10$, la réflexion du choc de sur détente se fait de façon régulière. La baisse du taux de détente entraîne l'apparition d'une réflexion de Mach, ainsi que la remontée du point de décollement. Dans tous ces cas, le décollement est libre et l'interaction entre le choc interne réfléchi et le choc de sur détente est mis en évidence.

Dans le cas où $NPR = 1.50$ c'est le choc interne incident qui vient intersecter le disque de Mach, comportement cohérent avec l'expérience. Le point de décollement se situe de la même façon très en amont. On voit aussi pour notre cas qu'un décollement libre de la couche limite induit la déformation du disque de Mach vers la paroi basse, paroi sur laquelle se produit le recollement. Naturellement cette tendance se traduit sur l'allure des courbes de pressions qui comportent sur la paroi basse un point d'inflexion correspondant à la bulle de recirculation. Le calcul à des NPRs inférieurs de 1.50 ne change rien. Les résultats ne sont pas présentés pour les faibles taux de détente.

Pour conclure cette partie, l'étude a montré clairement que la nature symétrique de l'écoulement est très dépendante par la variation de l' NPR dans la tuyère, qui est d'un grand intérêt industriel par rapport à la l'intégrité structurelle de la tuyère lors du lancement des roquettes et/ou des vaisseaux spatiaux.

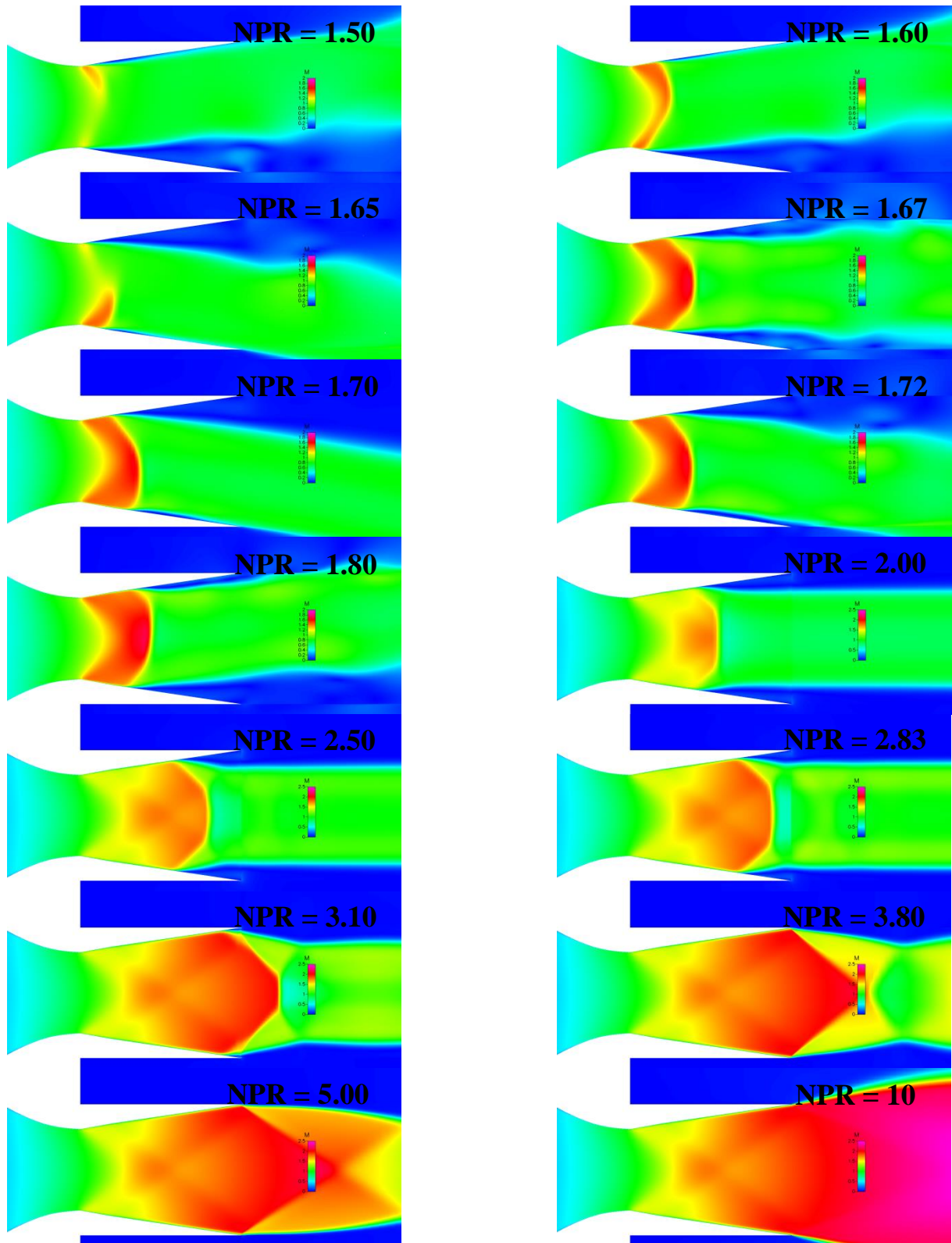


Fig. 3-12 les iso-contours du nombre de Mach induit par variation des rapports de sur-détente NPR.

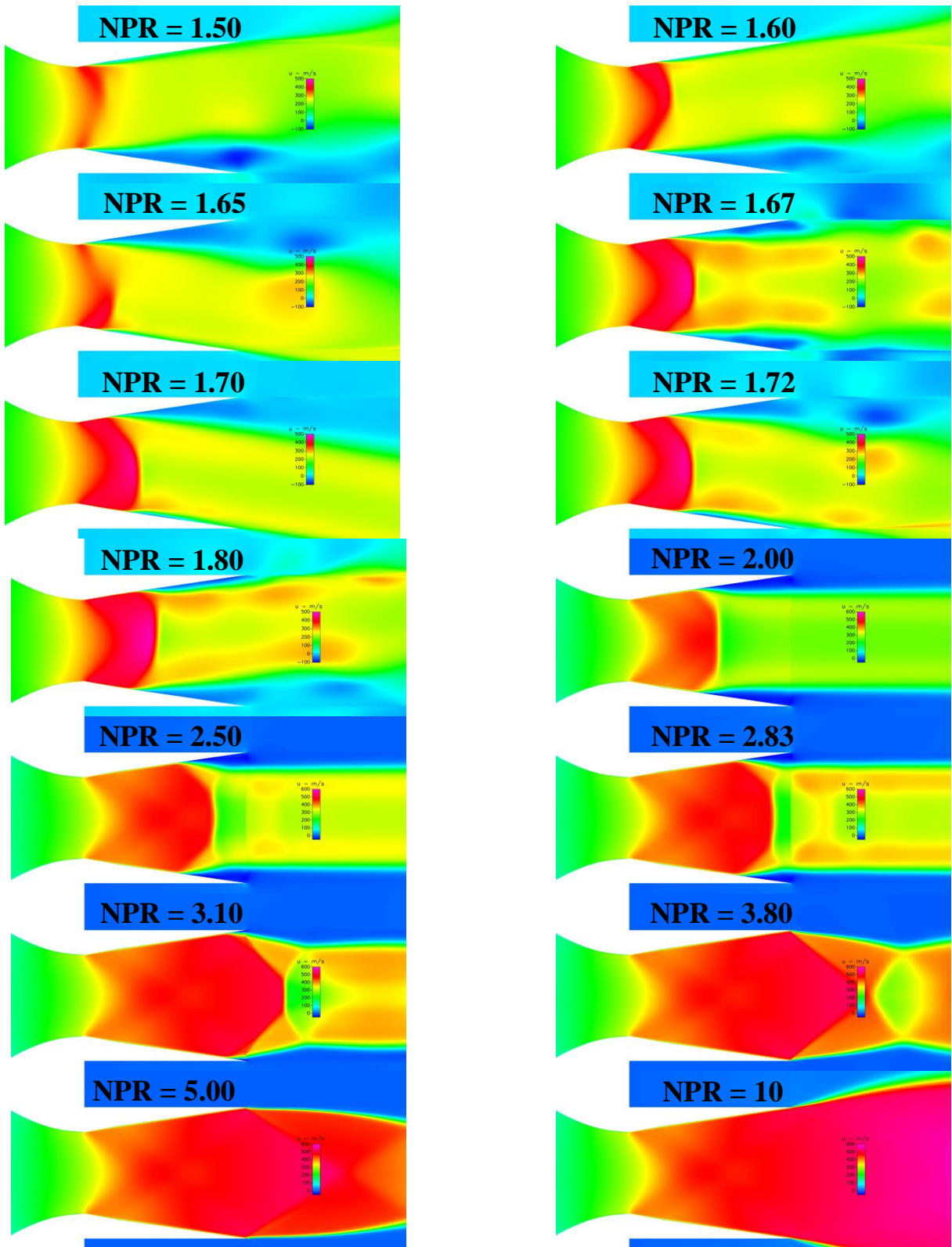


Fig. 3-12 les iso-contours des vitesses (Vélocité) induit par variation des rapports de sur-détente NPR.

3.4.1 Influence de décollement sur les distributions des pressions

Les pressions pariétales supérieure et inférieure sont présentés respectivement sur la **figure 3-13 A** (le cas de proi supérieur), et **figure 3-13 B** (le cas de proi inférieur). Ils mettent en évidence un écart sur la position du point de décollement qui est plus important pour des NPR < 2.83. Cet écart diminue avec la baisse du taux de détente. Le décollement se produit plus en aval dans les simulations numériques. Le plateau de pression après le décollement est très bien reproduit, ainsi que le saut de pression dû au choc interne. Différents facteurs peuvent expliquer les écarts de rapport de pression et de la position du point de décollement dans le calcul numérique en 2D :

- Choix ou paramétrage du modèle de turbulence.
- Maillage proche paroi.
- Mauvaise évaluation de l'épaisseur de déplacement de la couche limite qui se développe sur les deux parois de la tuyère.

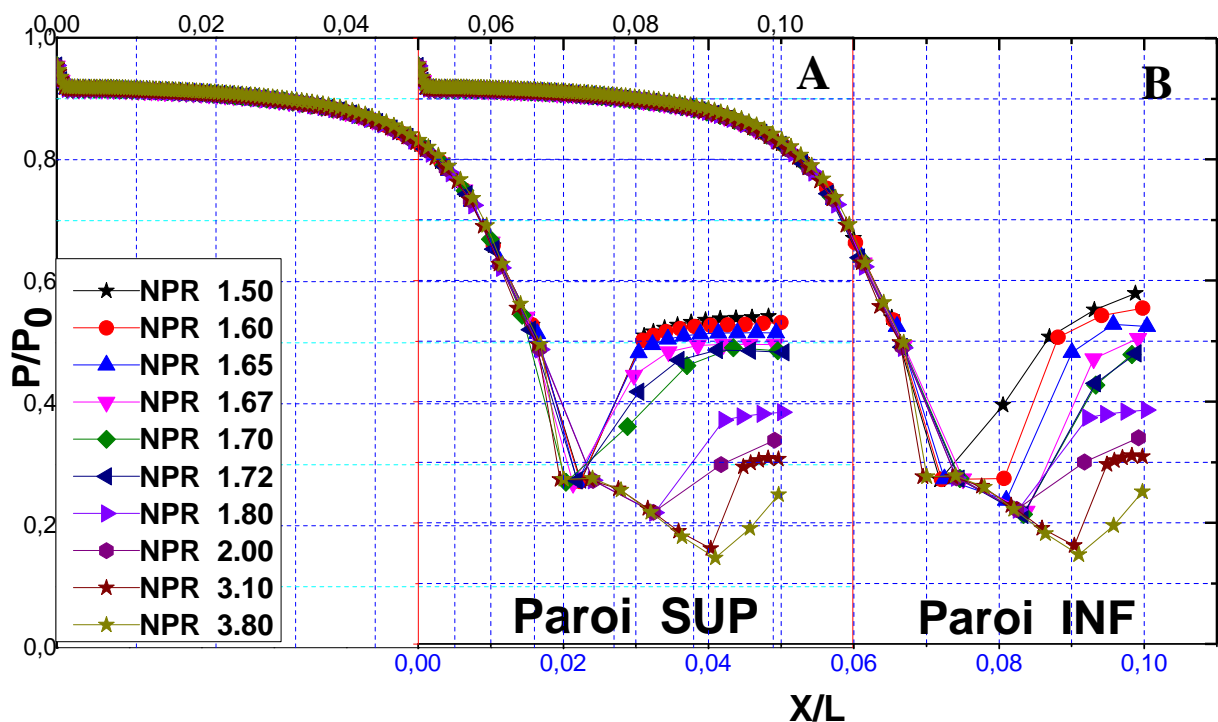


Fig. 3.13 Comparaison des pressions pariétales pour différents NPR.
 A :(prois supérieurs).
 B :(prois inférieurs).

3.5 Conclusion

Dans cette étude, on a présenté les calculs numériques d'écoulement turbulent bidimensionnels d'une tuyère convergente-divergente conique. Ces calculs sont basés sur la résolution des équations de Navier-Stokes stationnaires, en utilisant le code de calcul CFD FASTRANT, et en utilisant le modèle $k-\omega$ comme modèle de turbulence. Ce code est basé sur le schéma de discrétisation à capture de choc Roe-FDS de second ordre qui est robuste à capturer le choc. Les résultats obtenus sont décrits bien ce phénomène de décollements. Ils sont conformes à ceux trouvés expérimentalement et numériquement.

Conclusion Générale

Conclusion générale

Les études numériques et expérimentales du phénomène de vectorisation fluide d'un jet supersonique de la NASA et du groupe de l'université d'EVRYVAL- D'ESSONNE ont donné des questions ouvertes qui sont restées à découvrir.

Dans ce travail nous avons basé sur les conséquences découvertes par ces groupes, ensuite nous avons simulé ce phénomène numériquement par le code de calcul CFD FASTRAN. On a utilisé le modèle de turbulent de Spalart-Almaras pour fermer le système d'équations de Navier-Stokes. Ce travail a été effectué pour l'effet du taux de détente NPR et l'effet de l'écoulement de la couche limite sur les structures globales de l'écoulement.

D'après la validation de nos résultats, on conclut :

- Pour différents NPR :
 - Les déplacements des ondes de chocs du au décollement de la couche limite et la zone d'interaction en amont de la tuyère lorsque en diminuant l'NPR, sur la structure globale
 - Lorsque le taux de détente NPR augmente, l'angle de déviation diminue progressivement.

La valeur maximale de déviation du jet principal est enregistrée à $x_j/x_t=1.7$, ça correspond à une nette déviation de l'écoulement dans la direction du jet injecté égale à 15.95° .

- Le point de décollement et les pressions plateaux sont bien superposés, l'un sur l'autre suivant la diminution de l'NPR.

Enfin, il est également important de poursuivre le travail numérique. Dans un premier temps, il est nécessaire de déterminer dans le cas de calculs RANS 2D, les raisons des résultats divergents pour les plus petits taux de détente NPR.

Enfin, des simulations instationnaires et 2D permettront d'avoir une image plus réaliste de l'écoulement et pourront aider la compréhension de la physique de ces écoulements. De plus certains types de calculs (DES ou RANS/LES) peuvent permettre d'étudier plus précisément la dynamique des structures de la couche de mélange.

D'une façon générale les résultats obtenus par nos calculs numériques sont conformes avec ceux trouvés expérimentalement.



Bibliographies

- [1] K. A. Waithe, K. A. Deere. "Experimental and computational investigation of multiple injection ports in a convergent-divergent nozzle for fluidic thrust vectoring", The 21st AIAA Applied Aerodynamics Conference, June 23-26, 2003, Orlando, Florida, USA.
- [2] N. Marabous, M. Selah, M. Grignon, and A. Chpoun, "Thrust vectoring through fluid injection in an axisymmetrical supersonic nozzle: Theoretical and computational study", Journal of shock wave, pp. 1142- 1146, 200
- [3] X. H. Zou, Q. W. Hagemann, "The Comparative Analysis of Two Typical Fluidic Thrust Vectoring Exhaust Nozzles on Aerodynamic Characteristics", World Academy of Science, Engineering and Technology Vol. 5, pp. 04-20, 2011.
- [4] V. Zmijanovic, L. Leger, V. Lago, M. Sellam, and A. Chpoun "Experimental and Numerical Study of Thrust-Vectoring Effects by Transverse Gas Injection into a Propulsive Axisymmetric C-D Nozzle", 48th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit 30 July - 01 August 2012, Atlanta, Georgia, USA
- [5] L. Li, T. Saito. "Numerical and Experimental Investigations of Fluidic Thrust Vectoring Mechanism", International Journal of Aerospace Innovations, Vol. 4, pp. 53-64, 2012.
- [6] Jean Délery ‘‘ livre Traité d’aérodynamique compressible volume 2’’
- [7] P. Reijasse, Cours « Aérodynamique des tuyères supersoniques» ENSAM, Nov. 2007
- [8] N.Maarouf, "Modélisation des phénomènes dissymétriques dans le divergent des tuyères supersoniques propulsives : application à la vectorisation de la poussée" thèse de Doctorat de l'Université Dévry-Val D'essonne, France, 2008.
- [9] Y.Perrot "Etude, mise au point et validation de modèles de turbulence compressible", Doctraot de l'INSA de Rouan, 2006.
- [10] T.D.McKenney. An investigation of flow separation in an overexpanded supersonic nozzle. Thèse for the degré of aeronautic engineer, 1949.

- [11] Anne-Sophie Mouronval, "Etude numérique des phénomènes aérodynamiques en aérodynamique supersonique. Application aux tuyères propulsives. Thèse de doctorat de l'INSA de Rouen, 2004.
- [12] Jan Östlund, 'Flow processes in rocket engine nozzles with focus on flow separation and side-loads, Technical reports from Royal Institute of Technology, S-100 44 Stockholm, Sweden, 2002.
- [13] M. El-ahcene, contribution à l'étude des profils de tuyères en écoulements supersonique visqueux Par la méthode des volumes finis, thèse de doctorat d'université constantine1, 2014
- [14] R.C.Mehta, J. K. Prasad, "Estimation of shock-cell structure of axisymmetric supersonic free jets", Indian Journal of Engineering and Material Sciences, Vol. 3, pp. 141-147, 1996
- [15] Mohammad Hadi Hamedi Estakhrsar, Mehdi Jahromi, "Numerical simulation of turbulent compressible flows in a C-D nozzle with different divergence angles" Journal of Heat and Mass Transfer Research 1 (2014) 93-100.
- [16] Fred W.Steffen, H. George Krull et Ralph F.Schmiedlin, "effect of divergence angle on the internal performance characteristics of several conical convergent-divergent nozzles", national advisory committee for aeronautics e54h25.
- [17] G.Satyanarayana, Ch.Varun and S.S. Naidu., "CFD analysis of a Convergent-Divergent nozzle", ACTA TECHNICA CORVINIENSIS - Bulletin of Engineering TOME VI (2013) fascicule 3 ISSN 2067-3809.
- [18] Omid Joneydi Shariatzadeh, Afshin Abrishamkar, and AliakbarJoneidi jafari "Computational Modeling of a Typical Supersonic Convergent-Divergent Nozzle and Validation by Real Measured Data". JOCET 2015 Vol.3 (3) :220-225, ISSN : 1793-821X, DOI : 10.7763/ JOCET.2015. V3.198.
- [19] a.shanthi swaroopini, m.ganesh kumar et t.naveen kumar, "numerical simulation and optimization of high performance supersonic nozzle at different conical angles" ijret, september-2015, 2319-1163| p issn : 2321-7308
- [20] A.hadjadj "analyse physique et simulation numérique des écoulements compressibles application aux tuyères de propulseurs" thèse de doctorat à l'université de roune, France 1997.
- [21] Bogdan-Alexandru B., 2015, Analysis of Flow in Convergent Divergent Rocket Engine Nozzle Using Computational Fluid, " International Conference of Scientific Paper AFASES 2015 Brasov, 28-30.

- [22] Yu Y., Shadema M., 2012, CFD study of Effect of Geometry Variations on Flow in a nozzle, *Engineering Application of Computational Fluid Mechanics*, 6(3), 412-425, DOI : 10.1080/19942060.2012.11015432.
- [23] Hussain Akmf J., Ramjee V., 2010, Effects of the Axi-symmetric Contraction Shape on Incompressible Turbulent Flow, *Journals of Fluid Engineering, ASME, USA*, 98, 56-68.
- [24] Pandey K.M., Singh A.P., 2010), CFD Analysis of Conical Nozzle for Mach 3 at Various Angles of Divergence with Fluent Software, *International Journal of Chemical Engineering and Applications*, 1(2).
- [25] 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.
- [26] A. Mager, On the model of the free, shock-separated, turbulent boundary layer, *Journal of Aeronautical Sciences*, 1956
- [27] M.L. Mason, L.E. Putnam, J.R. Richard, The Effect of Throat Contouring on Two Dimensional Converging-Diverging Nozzles at Static Condition, *NASA Technical Paper* 1704, (1980).
- [28] Kisenko, M.S : Comparative Results of Tests on Several Different Types of Nozzles. TsAGI Report no. 478, 1940. In Russian. English translation is NACA TM-1066, June 1944, 44 pp, 4 refs.
- [29] Girard S. (2009) Etude des Interférences de Choc dans les tuyères sur détendues a choc interne. Thèse de doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, ONERA-Meudon.
- [30] Sellam M ; Fournier G ; Chpoun A. (2014). Numerical investigation of over expanded flows, *Shock Waves* January, Volume 24, Issue 1, pp 33-39.
- [31] Lawrence R.A. (1967) Symmetrical and asymmetrical flow separation in supersonic nozzles. Research Report, No. 67-1, Southern Methodist University.
- [32] Bourgoing A. and Reijasse Ph. (2005) Experimental analysis of unsteady separated flows in a supersonic planar nozzle. *Shock Waves*, Volume 14, Number 4, pp 251-258
- [33] Reijasse P., Corbel B. and Soulevant D. (1999) Unsteadiness and asymmetry of shock-in-separation in a planar two-dimensional nozzle, A flow description. *AIAA Paper*, No. 99-3694.
- [34] Pilinski C. and Nebbache A. (2003) Unsteady Separated Two-Throat Nozzle Flows. *Flow Turbulence and Combustion*, Volume 71, pp 247259.

- [35] Shishas E., Ben-Dor G., Levy A. and Krothapalli A. (2011) Experimental investigation of asymmetric and unsteady flow separation in high Mach number planar nozzles. 28th International Symposium on Shock Waves, Manchester, UK, 17-22 July 2011.

Abstract

The effect of the phenomenon of asymmetry and symmetry of the compressible supersonic flow of a convergent-divergent conical nozzle is studied by numerical simulation, using the computer code (CFD FASTRAN as solver). This study is based on the numerical resolution of the Navier-Stokes equations. It is effected by the influence of the NPR pressure rate on the shock wave interaction phenomenon and on the deflection angle of the main jet. The results obtained show that the overall structure of the flow becomes asymmetric under the effect of low NPR pressure rates, and when the value of the NPR increases, the flow suddenly regains symmetry with respect to the axis of symmetry. Of the nozzle. Between these two values, the existence of a double NPR zone where the two configurations are possible testifies to this (association of a phenomenon of hysteresis). Have been highlighted. These results are generally consistent with those found experimentally and numerically.

Résumé

L'effet du phénomène de l'asymétrie et symétrie de l'écoulement supersonique compressible d'une tuyère conique convergente-divergente est étudiée par la simulation numérique, en utilisant le code de calcul CFD FASTRAN comme solveur. Cette étude est basée sur la résolution numérique des équations de Navier-Stokes. Elle est effectuée par l'influence du taux de pression NPR sur le phénomène d'interaction des ondes de choc et sur l'angle de déviation du jet principal. Les résultats obtenus montrent que la structure globale de l'écoulement devient asymétrique sous l'effet des faibles taux de pression NPR, et lorsque la valeur de l' NPR augment, l'écoulement récupérer la symétrie soudainement par rapport à l'axe de symétrie de la tuyère. Entre ces deux valeurs l'existence d'une double zone de NPR où les deux configurations sont possibles en témoigne (association d'un phénomène d'hystérésis). Ont été mises en évidence. Ces résultats sont généralement conformes à ceux trouvés expérimentalement et numériquement.

ملخص

تمت دراسة تأثير ظاهرة عدم التناسق والتناظر للتدفق الأسرع من الصوت المضغوط لفوهة مخروطية متقاربة متباعدة عن طريق المحاكاة العددية، باستخدام كود الكمبيوتر (CFD FASTRAN as solver). تعتمد هذه الدراسة على الدقة العددية لمعادلات نافير-ستوكس (Navier-Stokes). يتأثر بتأثير معدل ضغط NPR على ظاهرة تفاعل موجة الصدمة وعلى زاوية الانحراف للطائرة الرئيسية. تظهر النتائج التي تم الحصول عليها أن الهيكل العام للتدفق يصبح غير متماثل تحت تأثير معدلات ضغط NPR المنخفضة، وعندما تزداد قيمة NPR، يستعيد التدفق التناسق فجأة فيما يتعلق بمحور التناظر. من الفوهة. بين هاتين القيمتين، فإن وجود منطقة NPR مزدوجة حيث يكون التكوينان ممكنان يشهد على ذلك (ارتباط ظاهرة التخلفية). تم تسليط الضوء. تتوافق هذه النتائج بشكل عام مع تلك الموجودة تجريبياً وعددياً.