

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

FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

N° : PhENR01/2019.....



DOMAINE : Sciences de la matière

FILIERE : Physique

OPTION : Physique Energétique
et Energies Renouvelables

Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique

Réalisé par :

ACHOUR Meriem

AIB Nour Elhouda

Intitulé

*Etude numérique des interférences de choc
dans les tuyères sur-détentes à choc interne*

Soutenu le 30 /06 /2019 devant le jury composé de :

TALOUB Djedid	Université Mohamed Boudiaf- M'sila	Présidente
BENDERRADJI Razik	Université Mohamed Boudiaf- M'sila	Rapporteur
BOULECHFAR Hichem	Université Mohamed Boudiaf- M'sila	Examineur

Année universitaire : 2018/2019

Remerciements

En tout premier lieu, nous tenons à remercier Dieu le tout puissant et miséricordieux, qui nous a donné la force et la patience d'accomplir ce modeste travail.

On exprime nos profonds remerciements à tous nos professeurs depuis le primaire jusqu'au supérieur, qui ont brillé par la qualité de leurs enseignements, leurs efforts continus afin de nous donner le maximum de savoir, si nous soutenons aujourd'hui, c'est grâce à leurs conseils, leurs patiences, la transmission de leurs connaissances et leurs savoir-faire.

Nous remercions aussi toute personne qui a participé de près ou de loin à la réalisation de ce travail

*Nous tenons à remercier notre encadreur : Mr. **Benderradji Razik** pour ses précieux conseils durant toute la période du travail.*

*Nos vifs remerciements vont également à Mr. **Boulechfar Hichem** pour l'intérêt qu'ils ont porté à notre recherche en acceptant d'examiner notre travail.*

*Nos remerciements à Mr. **Taloub Djedid** pour vouloir accenter de présider le jury.*

Dédicace

إلى الذين ليس لصبرهم أو محبتهم حدود

أمي وأبي وإخوتي

إلى البراعم التي تزهر في حياتي

لجين ، لؤي ، سراج الدين وضياء الدين

إلى رفاقي درب من تقاسمت معهم حلوها ومرها ، كدرها وسعادتها

حكيمه ، وهيبه ، وريده

إلى الأيدي البيضاء التي امتدت حين احتجتها

سلوى ، حنان

À ma famille, à mes amis

Nour Houda

Table des matières

- ❖ **Remerciements**
- ❖ **Dédicace**
- ❖ **Table de matières**
- ❖ **Liste de figures**
- ❖ **Nomenclatures**
- ❖ **Formules à utiliser**
- ❖ **Introduction générale**

Introduction générale	1
------------------------------------	---

Chapitre I : Généralité sur les écoulements

I.1 Introduction	5
I.2 Notion sur la mécanique des fluides	5
I.2.1 définition de fluides	5
I.3 Propriétés du fluide réel	6
I.3.1 Compressibilité.....	6
I.3.2 Masse volumique.....	6
I.3.3 Viscosité.....	6
I.3.4 Conductivité thermique.....	6
I.4 Types des écoulements	6
I.4.1 Écoulements incompressibles et compressibles.....	6
I.4.2 Écoulement interne et externe.....	7
I.4.3 Écoulements unidimensionnels et bidimensionnels.....	7
I.4.4 Écoulements stationnaires et in stationnaires.....	7
I.4.5 Écoulement laminaire ou turbulent nombre de Reynolds.....	7
I.5 Le nombre de Mach	8
I.6 Onde de Choc	8

Référence de chapitre I	10
-------------------------------	----

Chapitre II : Interférence des ondes de choc dans les tuyères

II.1 Introduction	11
II.2 Les tuyères	12
II.2.1 Définition.....	12
II.2.2 Domaines d'application de la tuyère dans L'industrie.....	12
II.2.2.1 Tuyère supersonique appliquée au traitement des gaz....	12
II.2.2.2 Turboréacteur.....	13
II.3 Régime aérodynamique d'une tuyère	14
II.3.1 Le régime d'adaptation.....	14
II.3.2 Le régime de sous-détente.....	15
II.3.3 Le régime de sur-détente.....	16
II.3.3.1 Sur-détente avec décollement naissant.....	16
II.3.3.2 Sur-détente avec décollement étendu.....	17
II.4 Configurations de décollement en régime de sur détente	18
II.4.1 Principaux types de tuyères.....	18
II.4.2 Processus du décollement supersonique.....	20
II.4.3 Décollement libre, restreint et transition.....	20
II.4.3.1 Décollement libre.....	20
II.4.3.2 Décollement restreint.....	22
II.4.4 Détermination de la position du décollement dans une tuyère	23
sur-détendue.....	
II.4.5 Critères de décollement	25
II.4.5.1 Critère de Summerfield.....	25
II.4.5.2 Critère empirique de Zukoski.....	25
II.4.5.3 Critère de Schmucker.....	26
II.4.5.4 Théorie de Reshotko et Trucker.....	26
II.4.5.5 Critère de Campbell et Farley.....	27
II.5 Structures de chocs dans les tuyères supersoniques	28
II.5.1 Réflexion régulière.....	28
II.5.2 Réflexion de Mach.....	28

II.5.3	Réflexion de Mach inverse.....	28
II.6	La vectorisation.....	30
II.6.1	Définitions.....	30
II.7	Revue bibliographique.....	32
II.7.1	Injection dans une tuyère bidimensionnelle.....	33
II.7.1.1	Travaux de la NASA.....	33
II.7.1.1.1	Effet de la double injection.....	34
II.7.1.1.2	Effet du taux d'injection.....	36
II.7.1.2	Travaux de l'ONERA.....	36
II.7.1.2.1	Performances de l'injection sonique normal.....	37
II.7.1.2.2	Performances de l'injection supersonique à contre-courant.....	38
II.7.2	Injection dans une tuyère asymétrique.....	38
II.7.2.1	Injection par une fente annulaire.....	38
II.7.2.2	Injection par un orifice circulaire.....	42
	Référence de chapitre II.....	44

Chapiter III : Méthodes numériques de calcul des écoulements compressibles

III.1	Introduction	48
III.2	Équations fondamentales des fluides compressibles.....	48
III.2.1	Équation de conservation de la masse.....	49
III.2.2	Équation de conservation de quantité de mouvement.....	49
III.2.3	Équation de conservation de l'énergie.....	49
III.2.4	Équations de Navier-Stokes moyennées (RANS).....	51
III.3	Discrétisation des équations par la méthode des volumes finis.....	54
III.4	Modèles de turbulence.....	56
III.4.1	Modèle k- ϵ standard.....	57
III.4.1.1	Modélisation de la viscosité turbulente.....	57
III.4.1.2	Les constantes du modèle k- ϵ standard.....	58
III.4.1.3	Modélisation de la production de turbulence dans les modèles k- ϵ	58
III.4.1.4	Effet de force de volume sur la turbulence dans le	

modèle k- ϵ	58
III.4.1.5 Effet de compressibilité sur la turbulence pour le modèle k- ϵ	59
III.4.1.6 Traitement de la région près de la paroi	60
III.5 Modèle de turbulence k-ω-SST (Shear-Stress Transport)	63
III.5.1 Équations de transport.....	63
III.5.2 Modélisation de la diffusivité effective.....	64
III.5.3 Modélisation de la viscosité turbulente.....	64
III.5.4 Modélisation de la production de turbulence.....	65
III.5.4.1 Production de k.....	65
III.5.4.2 Production de ω	66
III.5.5 Modélisation de la dissipation de turbulence.....	67
III.5.5.1 Dissipation de K.....	67
III.5.5.2 Dissipation de.....	67
III.5.6 Constantes du modèle k- ω SST.....	68
III.6 Maillage	69
III.7 Propriété du gaz et conditions aux limites	69
III.7.1 Approche numérique.....	70
Référence de chapitre III	72

Chapitre VI : Résultats et interprétation

Partie I : tuyère sont injecteur	73
IV.1 Introduction	73
IV.2 Optimisation de la simulation numérique	73
IV.2.1 Maillage et conditions aux limites	74
IV.2.2 Influence des modèles de turbulence	75
IV.2.3 Validation des résultats	76
IV.3 Calcul du régime de Sur détente pour NRP = 3.00 (quelques propriétés)	78
IV.3.1 Décollement de la couche limite et choc oblique de décollement ..	78
IV.3.2 Retour de l'écoulement	79
IV.3.3 Interaction d'ondes de choc	80

IV.3.4	Configuration symétriques et asymétriques de l'écoulement	80
IV.4	Effet du taux de pression NPR sur la structure globale des ondes de choc	82
IV.4.1	Influence de découlement sur les distributions des pressions	84
Partie II	tuyère avec injecteur	85
IV.5	La vectorisation fluide d'une poussé dans une tuyère	85
IV.5.1	Introduction	85
IV.5.2	Définition du profil de tuyère	87
IV.5.3	Méthode numérique	88
IV.6.4	Validation des résultats	88
IV.6	Effet du taux de pressions sur l' NPR	89
IV.7	Conclusion	92
	Référence de chapitre IV	93
	Conclusion générale	95

Liste de figures

Fig.1 a) Réacteur de l'avion de Rockwell-MBB X-31 capable de réaliser une poussée vectorielle tridimensionnelle..... 2

b) Moteur d'avion F-22 est capable de produire deux poussées vectorisées, [United Technologies Corporation – Pratt & Whitney Division].

Fig.2 a) Schéma de principe de la vectorisation par injection dans le divergent d'une tuyère, d'après K. A. Waithe [1]. Schéma simplifié en 2D de l'injection transversale dans l'écoulement croisé supersonique..... 2

b) Schlieren Expérimental de vectorisation d'un jet supersonique dans une tuyère axisymétrique convergente-divergente à $x_j/x_t = 1.4$, réalisé par [1]..... 2

Chapitre II

Fig.II.1 Tuyère convergent 12

Fig.II.2 Tuyère convergent-divergent..... 12

Fig.II.3 La tuyère supersonique 13

Fig.II.4 Organisation de l'écoulement à l'adaptation..... 14

Fig.II.5 Organisation de l'écoulement en régime de sous-détente..... 15

Fig.II.6 Profil de pression pariétale le long de la tuyère à l'adaptation et en sous-détente..... 16

Fig.II.7 Tuyère en sur-détente avec décollement naissant de la couche limite..... 17

Fig.II.8 Tuyère en sur-détente avec décollement..... 17

Fig.II.9 Principaux types de tuyères conventionnelles (coniques et galbées) et non conventionnelles (Aerospace), d'après 19

Fig.II.10 Processus du décollement sur une plaque plane, Dallery 20

Fig.II.11 Représentation schématique du décollement libre..... 21

Fig.II.12 Loi de pression pariétale le long de la tuyère en sur-détente..... 22

Fig.II.13 Représentation schématique du décollement restreint 22

Fig.II.14 Evolution de la pression pariétale dans le cas du décollement restreint... 23

Fig.II.15 Organigramme de détermination de la position du décollement dans une

tuyère.....	24
Fig.II.16 Réflexion régulière.....	25
Fig.II.17 Visualisation strioscopique de la réflexion régulière	25
Fig.II.18 Réflexion de Mach.....	25
Fig.II.19 Visualisation strioscopique de la réflexion de Mach, ONERA tuyère S8h [27].....	25
Fig.II.20 Réflexion de Mach inverse.....	25
Fig.II.21 Composantes de la poussée dans une tuyère à injection dans le divergent.	26
Fig.II.22 Maquette (gauche) et profil de la tuyère plane (droite), d'après Wai the [33].....	34
Fig.II.23 Géométrie des fentes d'injection, Wai the [33].....	34
Fig.II.24 Distribution de la pression pariétale : pour un injecteur (gauche), et pour deux injecteurs (droite), à NPR=4.6 et SPR=0.7, Wai the [33].....	35
Fig.II.25 Evolution de l'angle de vectorisation en fonction du taux de détente NPR, à SPR=0.7 et taux d'injection de 4%, Wai the [33].....	35
Fig.II.26 Pression pariétale pour différents taux d'injection à NPR=4.6, Wai the....	36
Fig.II.27 Maquette d'injection dans une tuyère dissymétrique, Mangin	37
Fig.II.28 Performances de l'injection sonique normale, Mangin [34].....	37
Fig.II.29 Performances de l'injection supersonique à contre-courant, Mangin [34]	38
Fig.II.30 Schéma présentant la tuyère axisymétrique avec différents injecteurs, Wing.	39
Fig.II.31 Visualisation de trace de l'écoulement sur la paroi de la tuyère, Wing [35].....	40
Fig.II.32 Pression pariétale sur plusieurs génératrices à NPR=3.0, SPR=1.0 et $\varphi=60^\circ$, Wing [35].....	41
Fig.II.33 Coefficient de poussée et angle de vectorisation en fonction du taux d'injection.....	42
Fig.II.34 Structure de l'écoulement avec injection par fente et trou circulaire.....	43
Fig.II.35 Configuration d'injection circulaire dans une tuyère axisymétrique, Masaya [37].....	43

Chapitre III

Fig. III.1 Volume de contrôle dans une configuration tridimensionnelle.....	54
--	----

Fig.IV.19 Strioscopie numérique de nombre de Mach à $SPR=1$ pour différents NPR.	91
Fig.IV.20 Effet du critère de décollement sur la distribution de la pression pariétale pour différents NPR à $SPR=1$	92

Nomenclatures

χ_T	la variation relative de volume
ρ	La masse volumique
λ	La conductivité thermique
Ré	nombre de Reynolds
M	Le nombre de Mach
Pe	la pression de sortie
Pa	la pression du milieu ambiant
P_2	la pression après le choc
P_1	une pression statique
M_0	nombre de Mach amont
M_1	le nombre de Mach derrière le choc de décollement
P_p	la pression plateau
Ré	nombre de Reynolds de couche limite
P_s	la pression au point de décollement
P_{i0}	la pression de chambre
Γ	chaleurs spécifiques
F_{yj}^0	la composante normale de la poussée du jet secondaire dans le vide
P_{j0}	des pressions totales
P_t	des pressions totales secondaires
$P_{t\infty}$	pressions totales primaire
u_n	la composante de la vectrice vitesse
I_j	le tenseur de Kronecker
I_j	le tenseur des contraintes visqueuses prend
E	l'énergie totale par unité de masse
q_i	le flux de chaleur dans la direction j
K	la conductivité thermique
Pr	le nombre de Prandtl

E	l'énergie interne
H	l'enthalpie
μ_0	la viscosité du fluide à la température de référence
S	une constante fixée pour l'air à 110 K
ϕ	Une quantité instantanée
$\bar{\phi}$	une partie moyenne
ϕ'	une partie fluctuante
u_i	la composante de la vitesse
\tilde{u}	une partie moyenne
μ_t	la viscosité turbulente
Γ_t	la diffusivité turbulente
Pr_t	le nombre turbulent
G	le flux de la masse à travers les faces du volume de contrôle
Γ	la diffusivité effective
J	la matrice jacobéenne
V	la vectrice vitesse
$k-\varepsilon$	un modèle semi empirique à deux équations de transport
G_k	la génération de l'énergie cinétique due au gradient de vitesse
G_b	La génération de due au décollement des forces de volume
g_i	le composant du vecteur gravitationnel dans la direction
a	la célérité de son
$\tau_w (\tau_p)$	la tension de cisaillement à la paroi
\tilde{u}_p	la vitesse moyenne du fluide au point P
k_p	l'énergie cinétique turbulente au point P
$k-\omega$	le désavantage d'être sensible à la valeur externe de ω
\tilde{G}_K	la génération d'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse moyenne.
G_ω	la génération de ω
Ω_{ij}	le tenseur moyen du taux-de-rotation

Y	la distance à la surface
D_{ω}^{+}	la portion positive du terme de la diffusion croisée
α_{∞}	une constante pour le modèle SST
f_{β^*}	une constante égale à 1 pour le modèle k- ω SST
Y_{ω}	la dissipation de ω
β_i	une constante égale à 0.072

Introduction générale

Ce mémoire étudie essentiellement des phénomènes touchant au domaine aéronautique et spatial. Elle traite l'examen par simulations numériques des écoulements dans les tuyères de moteur fusée, les écoulements d'arrière-corps, et les écoulements dans les entres d'air supersoniques. La motivation principale de ce travail a été de comprendre les différents facteurs qui gouvernent ces écoulements. Dans une tuyère de moteur fusée, le décollement de jet constitue un sujet important réactualisé par l'étude des nouveaux lanceurs.

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 trouvé un système fonctionnant par un mouvement mécanique, composé par un ensemble des pièces sous forme des coulisseaux, voir la figure 1. 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 fluide, 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, ils consistent en général en l'injection d'un fluide secondaire au travers d'une ouverture placée en paroi, 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. La technique repose sur le principe d'une injection secondaire directe dans le divergent de la tuyère, créant un choc qui vient dévier l'écoulement. Ce principe est illustré sur la figure 2 réalisée par K. A. Waithe et al.

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 de décollement des ondes de chocs ainsi que le phénomène de *vectorisation fluïdique*. Dans une application réelle de cette étude, il y a des moyens et des potentiels énormes pour améliorer les performances des moteurs fusés et des systèmes d'aéronef, en remplaçant les systèmes mécaniques des tuyères avec des configurations géométriques efficaces. Pour cette raison, on se base sur la variation des taux de pression $NPR = P_{io}/P_a$ et à $SPR = P_{inj}/P_{io}$ est reste constante, en présence d'une injection secondaire qui sont placées dans la partie divergente de la tuyère 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-divergent avec injection secondaire, en particulier, les travaux de K.A. Waithe et al. [1], N. Maarouf et al. [3], Xin H. Zou et al. [4], V. Zmijanovic et al. [5], Li LiT. Saito [6].

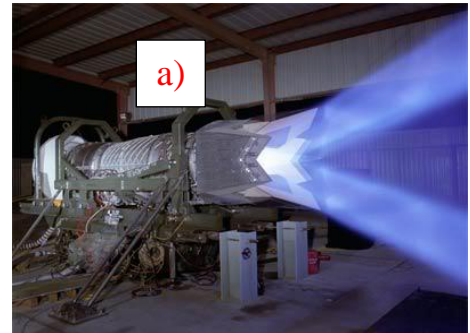


Fig.1 a) Réacteur de l'avion de [Rockwell-MBB X-31](#) capable de réaliser une poussée vectorielle tridimensionnelle.
b) Moteur d'avion F-22 est capable de produire deux poussées vectorisées, [United Technologies Corporation – Pratt & Whitney Division].

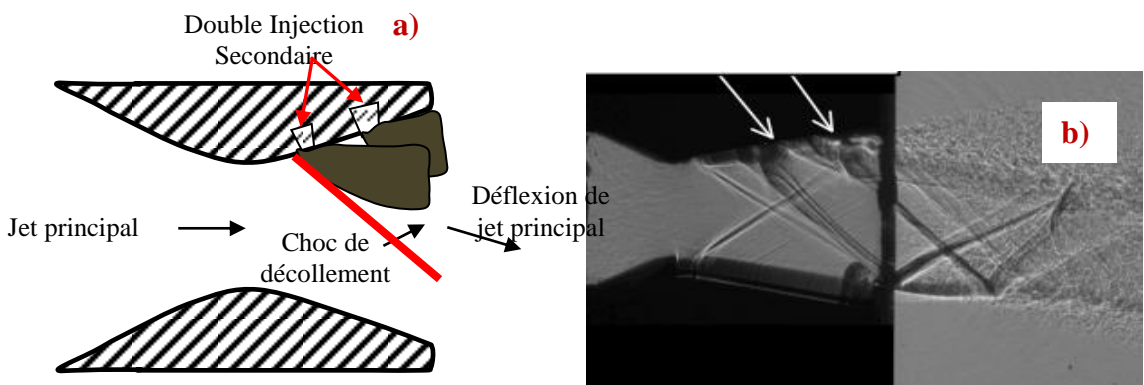


Fig.2 a) Schéma de principe de la vectorisation par injection dans le divergent d'une tuyère, d'après K. A. Waithe [1]. Schéma simplifié en 2D de l'injection transversale dans l'écoulement croisé supersonique

b) Schlieren Expérimental de vectorisation d'un jet supersonique dans une tuyère axisymétrique convergente-divergente à $x_j/x_t = 1.4$, réalisé par [1].

L'objectif principal de ce mémoire est de simuler numériquement l'écoulement supersonique bidimensionnels d'un fluide compressible en régime stationnaire dans une tuyère sur-détente conique convergente-divergent non-axisymétrique de la NASA [1], voir la figure 3, 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 de décollement des ondes de chocs ainsi que le phénomène de *vectorisation fluïdique*. Dans une application réelle de cette étude, il y a des moyens et des potentiels énormes pour améliorer les performances des moteurs fusés et des systèmes d'aéronef, en remplaçant les systèmes mécaniques des tuyères avec des configurations géométriques efficaces. Pour cette raison, on se base sur la variation des taux de pression $NPR=P_{io}/P_a$ et à $SPR=P_{inj}/P_{io}$ est reste constante, en présence d'une injection secondaire qui sont placées dans la partie divergente de la tuyère 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-divergent avec injection secondaire, en particulier, les travaux de K.A. Waithe et al. [1], N. Maarouf et al. [3], Xin H. Zou et al. [4], V. Zmijanovic et al. [5], Li LiT. Saito [6].

Notre étude subdivise en quatre chapitres :

Des généralités sur le les écoulements compressibles sont également présentées dans le premier chapitre. Le chapitre II est une synthèse bibliographique détaillée sur les tuyères et les régimes de fonctionnements traitant le domaine de vectorisation fluïdique. Dans le chapitre II, 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. On s'est restreint à la présentation des modèles et la méthodologie de simulation. Il décrit les équations la régissant et leurs discrétisations. Il présente également la méthode numérique utilisée par le code CFD FASTRANT. Plus précisément, la méthode de discrétisation des équations générales de transport et leurs intégrations, le choix du maillage utilisé, le schéma numérique, Le choix du solveur et sa formulation. Le dernier chapitre est consacré à la présentation des résultats numériques avec des interprétations. En

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

Références

- [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] Vladeta ZMIJANOVIC, "Vectorisation fluidique de la poussée d'une tuyère axisymétrique supersonique par injection secondaire, thèse de Doctorat, de l'Université d'Orléans, 2013.
- [3] N. Maarouf, M. Sellam, 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, 2009.
- [4] 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.
- [5] 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.
- [6] L. Li, T. Saito. "Numerical and Experimental Investigations of Fluidic Thrust Vectoring Mechanism", International Journal of Aerospace Innovations, Vol. 4, pp. 53-64, 2012.

Chapitre

I

Généralité sur les écoulements

I.1 Introduction

Les problèmes de la mécanique des fluides sont assez complexes en égard aux modèles mathématiques de bases généralement non linéaires. Cette discipline évolue et progresse en donnant des résultats attendus et satisfaisants pour la résolution de différents cas rencontrés. La mécanique des fluides est une partie des sciences physiques qui étudient le comportement des fluides au repos ou en mouvement. Actuellement, la mécanique des fluides est employée dans de vastes tant industriels qu'autres ; notamment pour l'asservissement d'organes de machines, pour le secteur de transport, de l'énergétique l'aéronautique, la chimie, le génie civile, la météorologie. La mécanique des fluides peut être divisée en deux grandes catégories : la statique des fluides, ou hydrostatique, qui modélise les fluides au repos, et la dynamique des fluides, qui étudie les fluides en mouvement: Le terme hydrodynamique s'applique à l'écoulement des liquides ou des gaz à faible vitesse. Dans ce cas, le gaz est considéré comme incompressible .L'aérodynamique, ou dynamique de gaz, s'intéresse au comportement des gaz lorsque les changements de vitesse et de pression sont trop importants pour pouvoir négliger la compressibilité des gaz.

I.2 Notion sur la mécanique des fluides

I.2.1 Définition de fluides

Un fluide peut être considéré comme étant formé d'un grand nombre de particules matérielles, très petites et libres de se déplacer les unes par rapport aux autres. Un fluide

est donc un milieu continu, déformable, sans rigidité et qui peut s'écouler. Parmi les fluides, on fait souvent la distinction entre liquides et gaz. Les liquides et gaz habituellement étudiés sont isotropes, mobiles et visqueux [1].

I.3 Propriétés du fluide

I.3.1 Compressibilité

La compressibilité d'un corps représente la variation de volume du corps en réponse à une variation de pression. Le module de compressibilité à température constante χ_T est défini à partir de la variation relative de volume et de la variation de pression :

$$\chi_T = -\frac{\frac{\Delta V}{V}}{\Delta P} \quad (\text{I.1})$$

I.3.2 Masse volumique

La masse volumique d'un corps est le rapport entre la masse et le volume occupé. Elle est fonction de la température et de la pression. Notée $\rho(T, P)$, elle s'exprime en kg/m^3 [02].

I.3.3 Viscosité

La viscosité se définit comme la résistance opposée par le fluide à sa mise en mouvement. Nous mettons en évidence plusieurs types de comportement : fluide parfait, fluide newtonien, fluide épaississant, fluide plastique [2].

I.3.4 Conductivité thermique

La conductivité thermique λ intervient dans l'analyse des transferts énergétiques dans les systèmes fluides. Ce coefficient joue, pour les transferts de chaleur, un rôle proche de celui de la viscosité pour les transferts de quantité de mouvement.

I.4 Types des écoulements

I.4.1 Écoulements incompressibles et compressibles

Si l'on fait référence à des physiques, on peut distinguer des écoulements compressibles, et des écoulements incompressibles. Un fluide est dit incompressible lorsque sa masse volumique ne dépende pas (ou pratiquement pas) de la pression et de la

température. Généralement, en statique des fluides .les liquides sont considérés comme incompressible et les gaz sont compressibles.

Par contre, l'étude de l'écoulement compressible suppose que l'on prenne en compte la variation de la masse volumique.

I.4.2 Écoulement interne et externe

En mécanique des fluides, les diverses région d'un écoulement peuvent être cataloguées en fonction de différent critère retenu est d'ordre géométrique, on peut instiguer les écoulements internes, qui s'effectuent à intérieur d'une conduite, des écoulements externes. Qui se font autour d'objets solides, par exemple un navire ou une aile d'avion [3].

I.4.3 Écoulements unidimensionnels et bidimensionnels

Dans certains cas particuliers intéressants, le problème physique réel tridimensionnel peut se ramener à l'étude d'un écoulement théorique bidimensionnel ou unidimensionnel. C'est pour ça, on peut considérer l'écoulement de grande étendue suivant l'axe des (z)comme un écoulement bidimensionnel suivant les axes des (x) et (y),et toutes les grandeurs cinématiques ne dépendent alors que de deux variables d'espace [01].

I.4.4 Écoulements stationnaires et in stationnaires

On dit qu'un écoulement est stationnaires toutes les variables décrivant le mouvement sont indépendantes du temps. Ainsi la pression p , la vitesse V , la densité ρ , l'énergie d'un écoulement stationnaire sont des quantités indépendantes du temps. Un écoulement est dit in stationnaire si les variables décrivant le mouvement dépendent du temps [3].

I.4.5 Écoulement laminaire ou turbulent nombre de Reynolds

Un écoulement est dit laminaire lorsque le mouvement des particules fluides se fait de façon régulière et ordonnée. L'écoulement est turbulent lorsque le déplacement est irrégulier et que des fluctuations aléatoires de vitesse se superposent au mouvement moyen du fluide. En utilisant des fluides divers, en faisant varier le débit et le diamètre de la canalisation, Reynolds a montré que le paramètre qui permettait de déterminer [2] :

- ✓ si l'écoulement est laminaire ou turbulent est un nombre sans dimension appelé nombre de Reynolds et donné par : $Re=Ud/\nu$ où U est la vitesse moyenne de l'écoulement, d le diamètre de la canalisation et ν la viscosité cinématique du fluide.
- ✓ si $Re < 2000$ le régime est laminaire.
- ✓ si $2000 < Re < 3000$ le régime est intermédiaire.
- ✓ si $Re > 3000$ le régime est turbulent.

I.5 Le nombre de Mach

Le nombre de mach (noté généralement M ou Ma) est sans dimension et représente le quotient de la vitesse d'un écoulement sur la vitesse de propagation du son dans l'environnement considéré. Il permet de changer les régimes d'écoulement qui ne présentent pas les même caractéristique en aérodynamique, généralement pour :

- ✓ $M < 1$: on parle d'écoulement subsonique.
- ✓ $M = 1$: on parle d'écoulement sonique.
- ✓ $1 < M < 5$: on parle d'écoulement supersonique.
- ✓ $5 < M$: on parle d'écoulement hypersonique [6].

I.6 Onde de Choc

Dans certaines condition des discontinuités très minces et très irréversible peuvent se produire dans des écoulements isentropiques .ces discontinuités sont connues comme ondes de choc et elle s'appelle comme l'onde de choc normale s'elle perpendiculaire au vecteur vitesse d'écoulement, Une application de la seconde loi de la thermodynamique à une onde de choc normale très mince montre que les ondes de choc normales causent une augmentation brusque dans la pression de gaz et elle doivent être supersoniques en amont et subsoniques en aval du choc normal ondes de raréfaction qui aboutissent à une diminution de pression et augmentation du nombre de mach sont incompressibles d' après la seconde loi. En résumé:

- ✓ le choc est une discontinuité.
- ✓ il réduit l'écoulement supersonique à un écoulement subsonique.
- ✓ l'épaisseur du choc est très faible, de quelque micromètre.
- ✓ C'est un phénomène irréversible.

Référence de chapitre I

- [1] Far riadh, étude numérique d'un écoulement compressible dans une tuyère, Mémoire de fin d'étude. Ingénieur d'état En génie mécanique, université Mohamed Boudiaf M'sila ,2016 .
- [2] Berkane Houda, influence de l'effet thermique sur les caractéristiques de la couche limite laminaire sur une paroi lisse, université Mohamed Khider Biskra, 2005.
- [3] Zaynab salloumi, étude mathématique d'écoulement de fluides viscoélastiques dans des domaines singulier, thèse de doctorat de l'université paris-Est, 2008.
- [4] BOUKERMA Karima, Etude de l'écoulement laminaire accompagné du transfert de chaleur dans une conduit rectangulaire présentant un changement de section (élargissement brusque), l'Université 20 Août 55, Skikda, 2007
- [5] M.Van Dyak, An album of fluid Motion, parabolic press Stanford, california, 1982
- [6] J.Kim and P.Moin, large eddy simulation of turbulent channel flow ILLIAG 5 calculation NASA center : Ames Resarch Center ,1980 .
- [7] M.Samimy, KSBreuer, L.G.Leal, P.H .Steen, A Gallery of fluid motion, Cambridge University Press ,2003

Chapitre II

Interférence des ondes de choc dans les tuyères

II.1 Introduction

Au cours de ces dernières années ,des progrès remarquable ont été observés dans le domaine de la propulsion aérospatiale en particulier .ces progrès sans associés aux efforts déployés pour rendre toujours plus précise l'analyse des phénomènes aérothermodynamique dans le circuit moteur L'aérothermodynamique des systèmes propulsifs est un domaine de la mécanique des fluides réactifs où des progrès décisifs restent à réaliser pour améliorer les performances des lanceurs ,afin de satisfaire la demande continue de satelliser des charges utiles de plus en plus lourdes ,cela s'applique notamment à l'étude de l'écoulement dans le rôle consistait essentiellement à accélérer le fluide à un régime donné. L'un des phénomènes les plus spectaculaires dans ce domaine est la vectorisation de la poussée au moyen de dispositifs capables d'orienter le vecteur -poussée et de contrôler la déviation du jet sortant de la tuyère de l'engin.

Le but de ce travail est d'étudier la vectorisation de la poussée avec et sans injection fluide dans le divergent de la tuyère. Elle traite par simulation numérique d'un écoulement bidimensionnel compressible en régime stationnaire.

II.2 Les tuyère

II.2.1 Définition

Une tuyère est un organe mécanique passif qui met en communication deux réservoirs à des pressions différentes, elle constitue un des éléments les plus importants dans les turbomachines et les turboréacteurs.

Selon le taux de détente utilisé, la tuyère seront soit simplement convergent, figure (Fig.II.1) pour les taux de détente élevés, sinon seront convergent –divergent, (Fig.II.2), elles ont des géométries plane ou asymétrique.

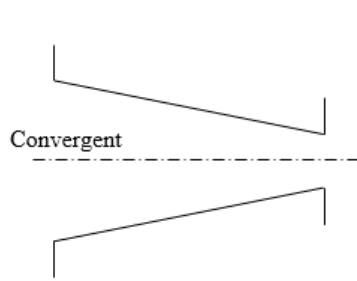


Fig.II.1 tuyère convergent

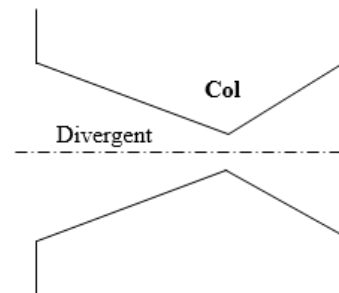


Fig.II.2 tuyère convergent-divergent.

La tuyère est désigner pour accélérer les gaz d'une vitesse subsonique à une vitesse supersonique. L'étude théorique de l'écoulement monodimensionnel des gaz parfaits en régime permanent est un cas particulier simple, qui nous permet d'écrire ces lois, mais dans presque toutes les situations pratiques les paramètres de gaz variant selon deux, voire trois dimension ce que rend l'étude du problème plus du complexe et donnent lieu à des résolutions faisant appel à des méthodes numérique.

II.2.2 Domaines d'application des tuyères dans l'industrie

II.2.2.1 Tuyère supersonique appliquée au traitement des gaz

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. 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 diminuent. La tuyère supersonique est appelée tuyère de Laval, elle est représentée dans la (Fig.II.3) [1], [2].

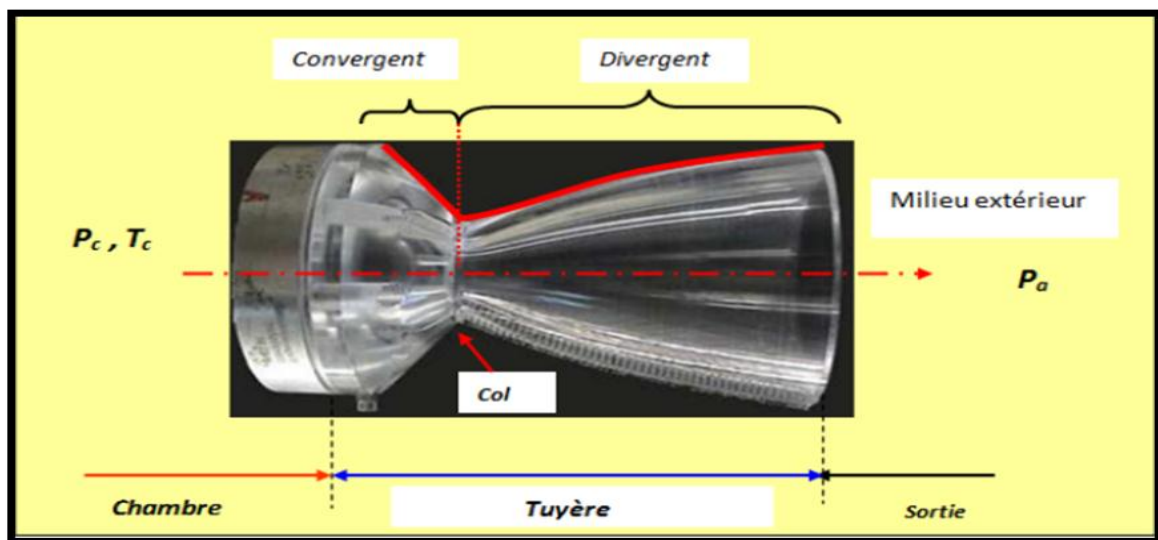


Fig.II.3 La tuyère supersonique [3].

II.2.2.2 Turboréacteur

Parmi les moteurs qui fonctionnent dans l'air, les turboréacteurs sont les plus utilisés après l'admission de l'air dans le moteur, un ou plusieurs compresseur, axiaux ou centrifuges, augmentent la pression de l'air, puis ce dernier pénètre dans la chambre de combustion, où il est mélangé avec le combustible vaporisé et ensuite brûlé. L'énergie nécessaire au fonctionnement du compresseur est fournie par une turbine placée entre la chambre de combustion et la tuyère. En sortant de la chambre de combustion, les gaz atteignent les aubes d'une ou de plusieurs turbines et sont alors ralenties. Ils sont ensuite détendus essentiellement dans la tuyère terminale, ce qui engendre une poussée propulsant l'avion.

II.3 Régime aérodynamique d'une tuyère

L'approche monodimensionnelle des écoulements des gaz calorifiquement parfaits 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 [4] :

- ✓ 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.

II.3.1 Le régime d'adaptation

Dans le cas du régime adapté, la détente du gaz est complètement accomplie dans la tuyère. Le gaz se détend depuis la chambre jusqu'à la sortie de la tuyère. En sortant de la tuyère aucune adaptation de pression n'est nécessaire vu que la pression du milieu ambiant P_a est égale à la pression de sortie P_e . L'écoulement du gaz sort de la tuyère sous forme d'un jet supersonique quasi-uniforme. Une frontière isobare sépare le jet supersonique du fluide ambiant. En sortant de la tuyère, la couche limite du jet entre en contact avec le fluide ambiant et l'entraîne dans son sillage. Cette interaction forme une couche de mélange (Fig.II.4).

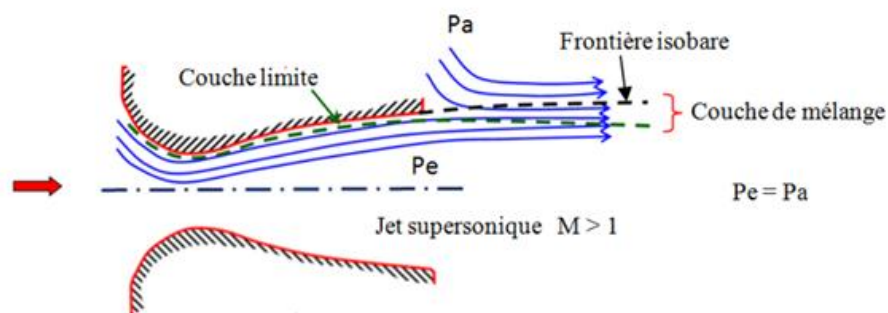


Fig.II.4 Organisation de l'écoulement à l'adaptation

II.3.2 Le régime de sous-détente

Ce régime supersonique hors adaptation est appelé régime de sous-détente. Il se concrétise lorsque la pression du milieu ambiant P_a est inférieure à la pression d'adaptation. La détente est incomplète dans la tuyère. En sortant de la tuyère, le gaz continu sa détente de la pression de sortie P_e à la pression inférieure ambiante P_a . La suite de la détente du gaz est réalisée à la sortie de la tuyère par un faisceau d'ondes de détente. Vu que la pression de sortie est supérieure à la pression ambiante, un élargissement du jet supersonique est observé à la sortie de la tuyère. La frontière isobare qui sépare le jet supersonique du fluide du milieu ambiant prend une forme divergente (Fig.II.5).

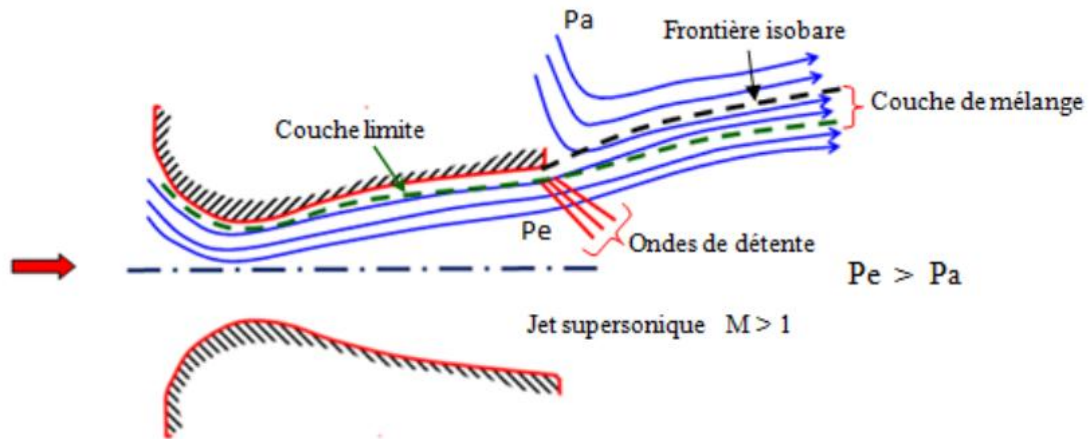


Fig.II.5 Organisation de l'écoulement en régime de sous-détente.

La Figure.II.6 représente le profil de pression pariétale le long de la tuyère à l'adaptation et en sous-détente. L'écoulement suit une distribution de pression strictement décroissante depuis la pression chambre jusqu'à la pression de sortie.

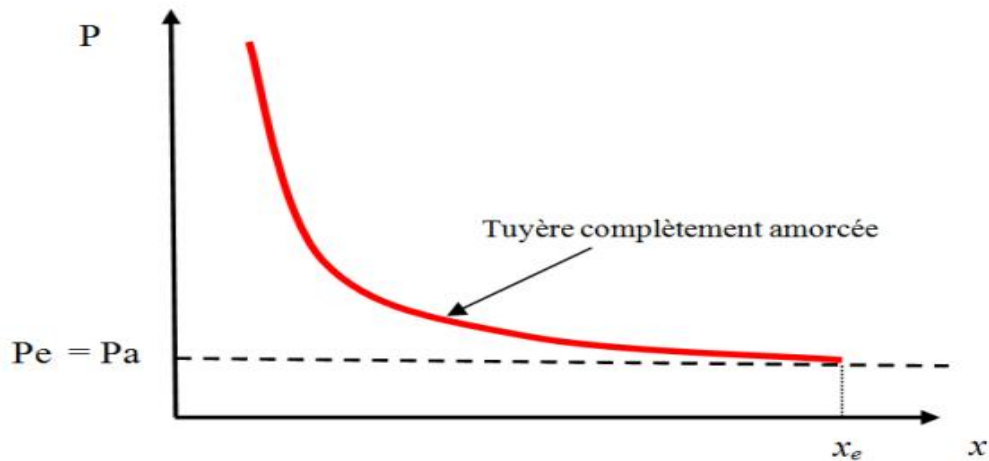


Fig.II.6 Profil de pression pariétale le long de la tuyère à l'adaptation et en sous-détente.

II.3.3 Le régime de sur-détente

Le deuxième régime supersonique hors adaptation est le régime désigné par le régime de sur détente : Ce régime se produit lorsque la pression du milieu ambiant P_a est supérieure à la pression d'adaptation de la tuyère. La détente des gaz dans la tuyère s'effectue jusqu'à une pression statique P_1 qui est inférieure à la pression ambiante P_a . La couche limite du jet dans cette situation subit une contre-pression et un choc d'intensité P_2/P_1 se forme dans l'écoulement. La pression P_2 est la pression après le choc, elle est presque égale à la pression ambiante. Suivant l'intensité du choc, deux cas sont rencontrés le régime de sur-détente avec décollement naissant et le régime de sur-détente avec décollement étendu.

II.3.3.1 Sur-détente avec décollement naissant

Pour des gradients de pression adverse modérés, la couche limite subsonique détecte ou ressent la contre pression en un point O appelé origine de l'interaction juste un peu en avant de la sortie de la tuyère. La couche limite décolle de la tuyère à la lèvre et un Choc oblique se forme à la sortie de la tuyère. Dans ce régime il n'y a pas de point de décollement. Ce régime de sur détente est qualifié de sur-détente avec décollement naissant (Fig.II.7).

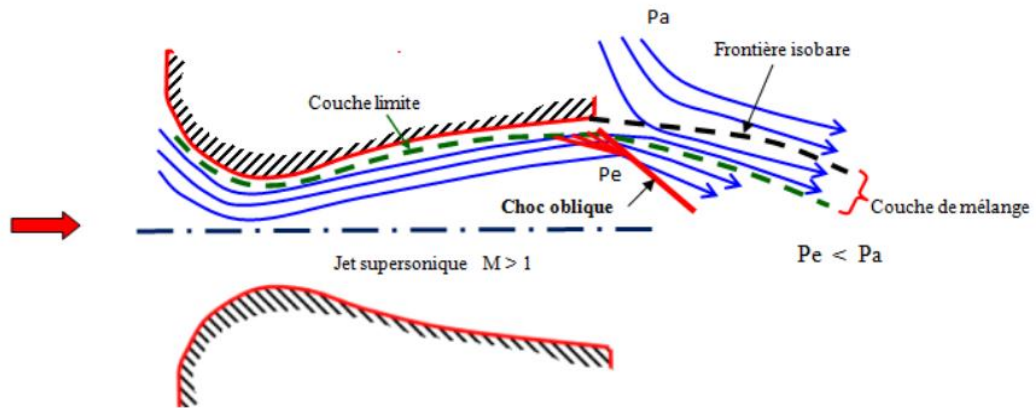


Fig.II.7 Tuyère en sur-détente avec décollement naissant de la couche limite.

II.3.3.2 Sur-détente avec décollement étendu

La couche limite n'est pas en mesure de supporter n'importe qu'elle valeur de contrepression. Au-delà d'une certaine valeur critique, la couche limite décolle à l'intérieur de la tuyère. Ce décollement entraîne une profonde modification de l'écoulement, comme le montre le montage réalisé dans la fig.II.8 [5], [6].

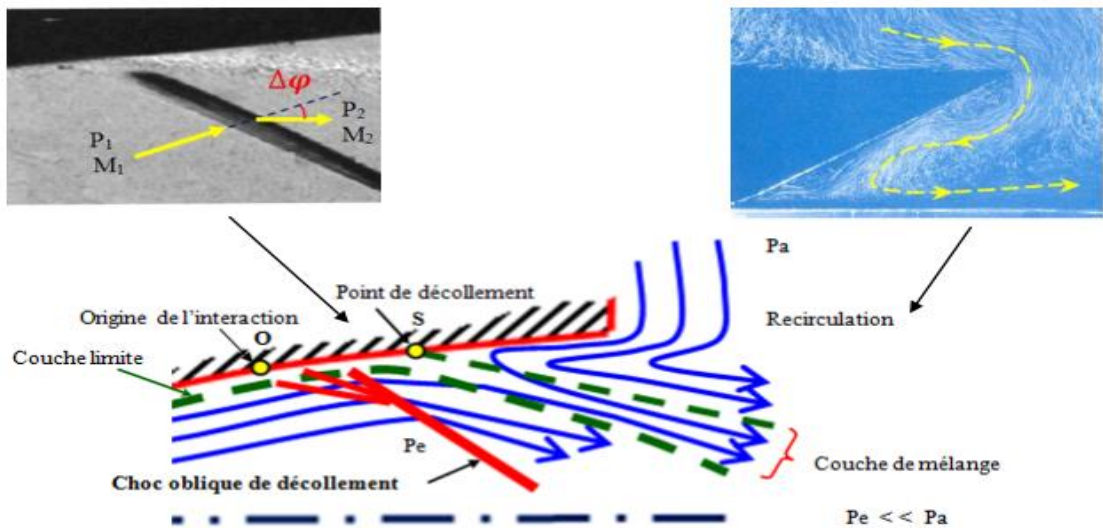


Fig.II.8 Tuyère en sur-détente avec décollement.

Le décollement ainsi créé va se produire dans un point S situé à l'intérieur de la tuyère. Au niveau de ce point de décollement, il se produit une compression rapide de l'écoulement interne de la tuyère depuis la pression P_1 (pression non perturbée immédiatement avant le décollement) jusqu'à la pression P_2 (pression en aval du point de décollement). Cette rapide contre pression provoque la formation d'un choc oblique au travers duquel l'écoulement est ralenti et dévié d'un angle Δ_φ et son nombre de Mach passe de M_1 à M_2 . De point de décollement S part une couche de mélange, zone visqueuse assurant une transition continue des propriétés de l'écoulement décollé entre le jet à grande vitesse situé près de l'axe de symétrie et la région proche de la paroi, où le fluide est presque stagnant. Le fluide du milieu externe est aspiré à l'intérieur de la tuyère sous l'effet d'entraînement puis évacué dans la couche de mélange. Ce régime est très dangereux pour la tuyère. La topologie de l'écoulement dans ce régime est fortement influencée par le profil de la tuyère ainsi que le rapport de pression P/P_a .

II.4 Configurations de décollement en régime de sur détente

II.4.1 Principaux types de tuyères

Avant d'aborder les différents régimes de fonctionnement d'une tuyère et en particulier le phénomène de décollement en régime de forts sur détente, il est important de rappeler les caractéristiques des tuyères conventionnelles. En effet, le décollement est fonction, entre autres, de la géométrie du divergent. Deux principales familles (fig.II.9) peuvent être distinguées [7, 8] :

- ✓ Les tuyères coniques qui furent très largement utilisées dans la conception des premiers moteurs fusée de par leur simplicité et leur facilité de construction. Généralement, ces tuyères présentent des angles de divergence entre 15 et 25 degrés.
- ✓ Les tuyères galbées, qui forment la seconde famille de tuyères conventionnelles, offrent de sérieux avantages sur les précédentes en terme de taille et de performance bien que, comme ces dernières.

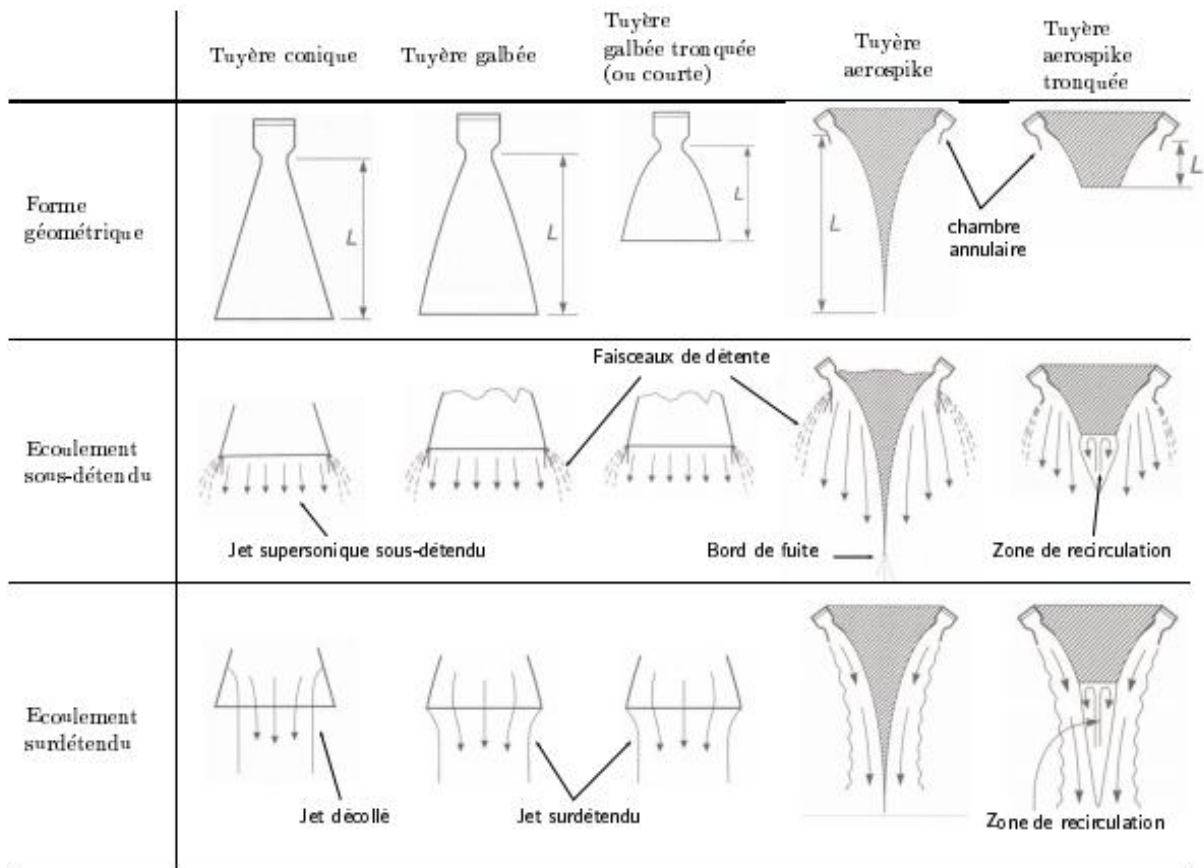


Fig.II.9 Principaux types de tuyères conventionnelles (coniques et galbées) et non conventionnelles (Aerospike), d'après [9].

Par ailleurs, cette famille de tuyère peut elle-même être divisée en sous-familles. Ainsi, on distingue [8] :

- ✓ les tuyères idéales tronquées (dites TIC, Trucage Idéal Contourne). La tuyère idéale, si elle n'est pas tronquée, produit un profil uniforme de l'écoulement en sortie de tuyère. La dernière partie de leur contour ne présente qu'une faible inclinaison, ce qui leur confère une grande longueur.
- ✓ les tuyères optimisées en poussée (dites TOC, Thrust-Optimized Contourne). Rao [10] proposa une méthode permettant d'optimiser la performance d'une tuyère pour une longueur donnée.

- ✓ les tuyères optimisées paraboliques (dites TOP, Thrust-Optimized Parabolique). Il a aussi été montré par Rao [11] que le profil de la tuyère obtenu par cette méthode pouvait être approché par une parabole, sans perte significative de performance.

II.4.2 Processus du décollement supersonique

Le phénomène de décollement est profondément lié au comportement dynamique de l'accouche limite. Le décollement intervient lorsque la couche limite se développe en présence d'un gradient de pression adverse, c'est-à-dire dans une situation où la pression augmente dans la direction de l'écoulement. Dans ce cas, la vitesse de l'écoulement externe diminue et les particules fluides subissent une décélération. La décélération est encore plus importante dans la couche limite du fait des transferts de quantités de mouvement par les forces visqueuses [6]. Une expérience d'un décollement de l'écoulement supersonique sur une paroi plane est réalisée par Jean Délerly [6] où il a relevé les points suivants (Fig.II.10) :

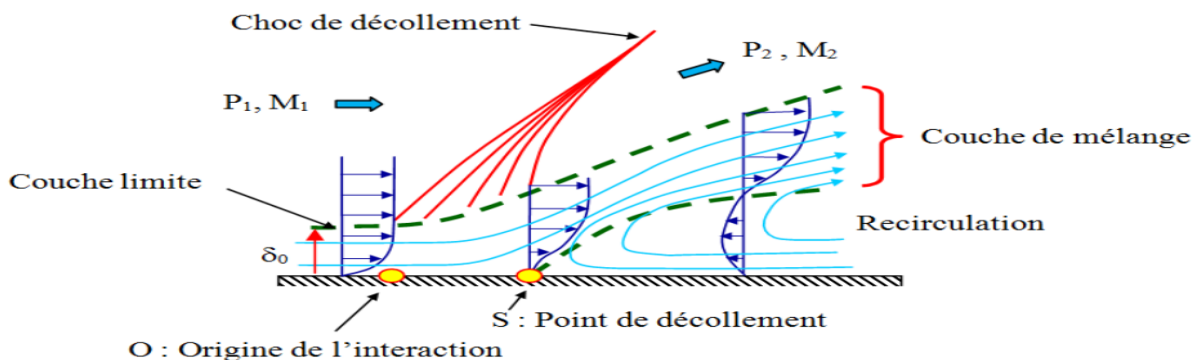


Fig.II.10 Processus du décollement sur une plaque plane, Délerly [06].

II.4.3 Décollement libre, restreint

II.4.3.1 Décollement libre

La couche limite décolle à l'intérieur du divergent sous l'effet du gradient de pression adverse. Le décollement libre désigné par FSS (Free ShockSeparation) apparaît lorsque

L'écoulement décollé s'éjecte librement de la tuyère (Fig.II.11). La configuration du décollement libre peut apparaître dans toutes les tuyères, idéales tronquée ou optimisée à contour parabolique en régime de sur-détente.

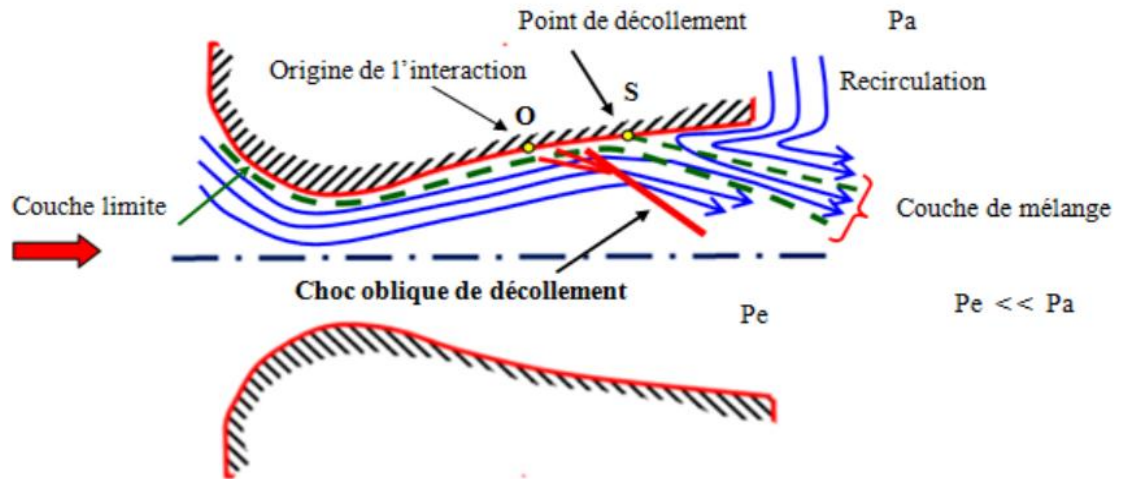


Fig.II.11 Représentation schématique du décollement libre.

L'évolution de la répartition de la pression sur la paroi de la tuyère, dans le cas du régime de sur-détente est représentée sur la figure (II.12). L'écoulement est divisé en trois régions. D'abord une première région, où la couche limite est fixée à la paroi (le même comportement qu'en régime d'adaptation). Dans la région du point de décollement S qui représente la deuxième région, la courbe de pression quitte l'évolution strictement décroissante du régime supersonique adapté en un point O appelé origine de l'interaction. Dans cette région d'interaction située entre les points O et S désignée par la zone d'interaction libre, il se produit une croissance très rapide de la pression due à l'existence du choc oblique dans la couche limite. Dans la troisième région, la courbe de pression s'infléchit et tend vers un niveau sensiblement constant, mais toujours inférieure à la pression externe Pa.

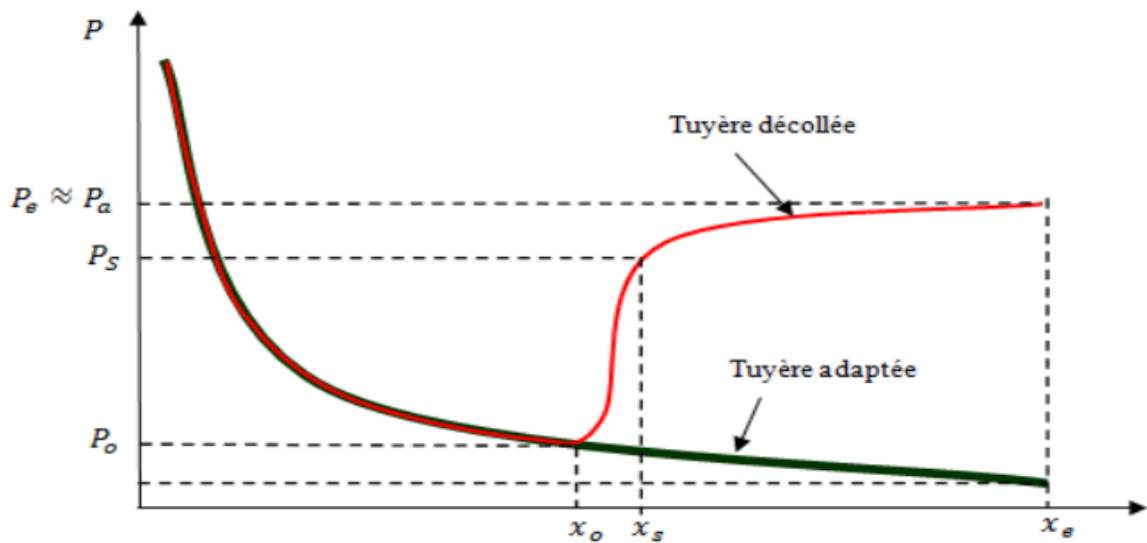


Fig.II.12 Loi de pression pariétale le long de la tuyère en sur-détente.

II.4.3.2 Décollement restreint

Un deuxième régime de décollements, 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 RSS (Restricted Shock Separation) (Fig.II.13). Ce régime particulier a été expérimentalement identifié pour la première fois par Nave et Coffey lors d'essais sur une maquette de tuyère optimisée du moteur J-2S [12].

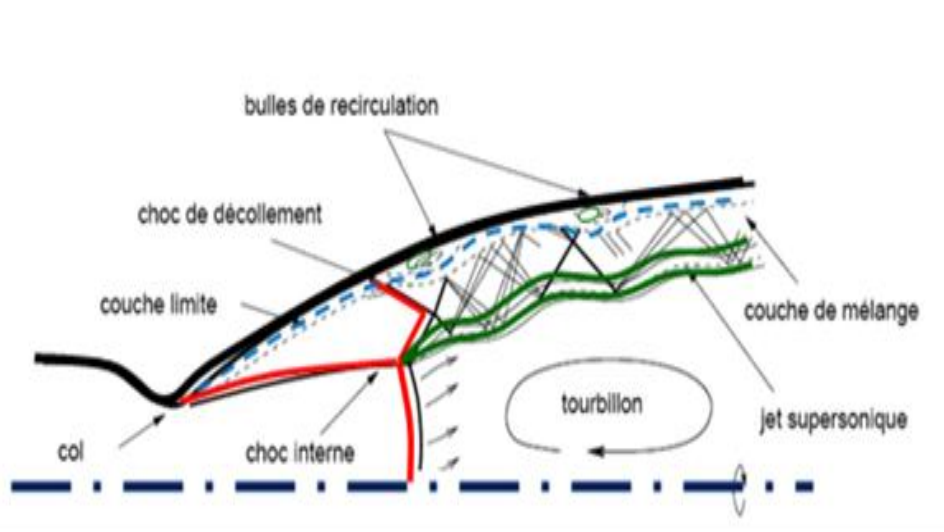


Fig.II.13 Représentation schématique du décollement restreint [13].

Pour certains rapports de pression, la couche limite décolle puis recolte rapidement sur la paroi de la tuyère [14], [15], [16]. 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 (Fig.II.14). 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.

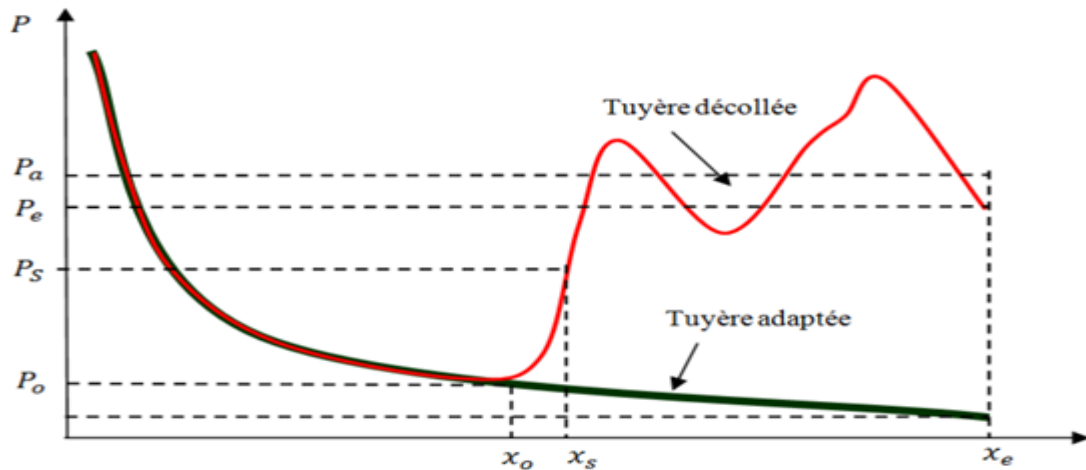


Fig.II.14 Evolution de la pression pariétale dans le cas du décollement restreint.

II.4.4 Détermination de la position du décollement dans une tuyère Sur-détendue

La position du décollement libre dans les tuyères décollées est importante, il fait partie 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 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 [18]. 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 : $M_0=M_e$, $P_0=P_e$, $Cf_0=Cf_e$. Deux situations sont possibles lors du calcul de P_p :

- ✓ La pression P_p trouvée est supérieure à p_a . Alors, la couche limite peut supporter l'Echoc, il n'y a pas de décollement.
- ✓ 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 Fig.II.15.

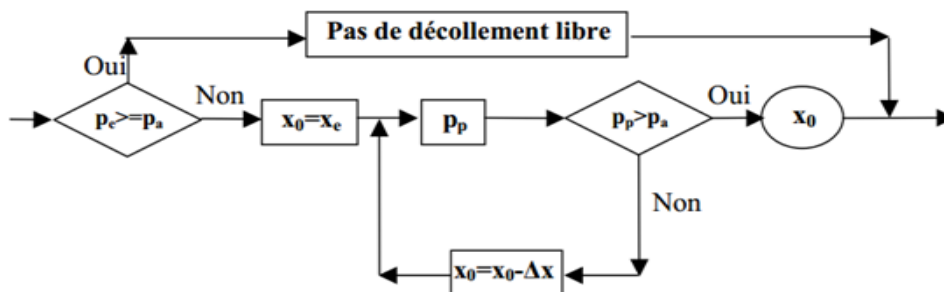


Fig.II.15 Organigramme de détermination de la position du décollement dans une tuyère.

II.4.5 Critères de décollement

De nombreuses expériences ont été réalisées pour déterminer des critères permettant d'évaluer la position du décollement et la pression plateau. Pour une tuyère sur-détendue, la position du point de décollement libre influence 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 positionner cette dernière. On va étudier dans ce paragraphe les différents critères de décollement qui sont les plus utilisés dans le cas de modélisation du phénomène d'injection secondaire dans les tuyères supersoniques [17].

II.4.5.1 Critère de Summerfield

Le critère de Summerfield [19] est le critère le plus ancien et le plus simple, il est tiré d'essais effectués dans une tuyère sur-détendue dans une gamme de rapports de pression P_{i0}/P_a de 15 à 20 (P_{i0} indique la pression de chambre) :

$$\frac{P_0}{P_p} \equiv 0,4 \quad (\text{II.1})$$

II.4.5.2 Critère empirique de Zukoski

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

$$\frac{P_p}{P_o} \equiv \left(1 + \frac{M_o}{2} \right) \quad (\text{II.2})$$

Zukoski précise que cette corrélation est aussi en accord avec les valeurs de pression plateau obtenues dans les tuyères coniques sur-détendues des moteurs fusées, dans une plage de nombre de Mach allant de 2 à 5.5.

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

$$\frac{P_s}{P_o} \equiv \left(1 + 0,73 \frac{M_o}{2} \right) \quad (\text{II.3})$$

II.4.5.3 Critère de Schmucker

Schmucker [21] a proposé un critère empirique à partir des données expérimentales issues d'essais sur les moteurs fusées à propergols liquides. La corrélation proposée par Schmucker donnant le saut de pression est la suivante :

$$\frac{P_p}{P_o} \equiv (1,88M_o - 1)^{0,64} \quad (\text{II.4})$$

II.4.5.4 Théorie de Reshotko et Trucker

Ce critère est donné sous forme de rapport du nombre de Mach à travers un choc de décollement. Reshotko et Trucker [22] proposent dans leur théorie une méthode intégrale élaborée pour prédire l'effet d'une variation brusque de pression sur une couche limite turbulente supersonique à Mach inférieur à 3. L'analyse part des équations de la couche limite où le terme de frottement a été négligé. Il est de plus supposé que l'enthalpie totale est constante au travers de la couche limite. Ce qui implique l'absence de flux de chaleur à la paroi.

Après la transformation des équations sous forme incompressible, et leur intégration, on arrive à une expression reliant le rapport des nombres de Mach avant et après le décollement à une fonction du paramètre de forme transformé \bar{H} :

$$\frac{M_1}{M_0} \equiv \frac{f(\bar{H}_1)}{f(\bar{H}_0)} \text{ Avec } f(\bar{H}_1) \equiv \frac{\bar{H}^2 e^{(\bar{H}+1)}}{\left(\sqrt{\bar{H}^2 - 1}\right)(\bar{H} + 1)} \quad (\text{II.5})$$

Où M_1 est le nombre de Mach derrière le choc de décollement, H est relié au paramètre de forme réel H (annexe D) par :

$$H \equiv \bar{H} + \frac{1}{2}(y-1)M_e^0(\bar{H} + 1) \quad (\text{II.6})$$

Cette analyse prédit l'apparition du décollement induit par une onde de choc pour un rapport du nombre de Mach égal à :

$$\frac{M_1}{M_0} \equiv 0,762 \quad (\text{II.7})$$

Le présent critère, aisément convertible en un rapport de pression P_p/P_0 , prédit une augmentation de ce rapport de pressions lorsque le nombre de Mach amont M_0 croît, ce qui est en accord avec l'expérience.

II.4.5.5 Critère de Campbell et Farley

Il est conçu à l'issue des résultats de décollement dans des tuyères coniques avec des demi-angles de 15° , 25° et 29° . Campbell et Farley [23] utilisaient dans leurs Expériences de l'air chauffé à 920 K° . Des résultats en air froid ont également été obtenus. Les données montrent une corrélation, pour un rapport du nombre de Mach à travers le choc, de :

$$\frac{M_1}{M_0} \equiv 0,76 \quad (\text{II.8})$$

Ces mêmes auteurs ont également présenté d'autres résultats concernant le décollement dans des tuyères galbées, où de l'air sec non chauffé était cette fois utilisé. Mais la corrélation ci-dessus ne semblait pas se généraliser aux résultats expérimentaux des tuyères galbées en gaz froid.

II.5 Structures 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 structurée chocs en chapeau. La structure de chocs dépend fortement du profil de la tuyère et du rapport de pression P_c / P_a .

II.5.1 Réflexion régulière

Le choc oblique de décollement ou choc incident CI se réfléchit directement sur l'axe de symétrie en un choc oblique réfléchi CR (Fig.II.16) [1]. L'image strioscopique de la figure Fig.II.17 réalisée à l'ONERA [24]- [25] montre la topologie d'un écoulement avec une structure de choc en réflexion régulière dans une tuyère à échelle réduite [26].

II.5.2 Réflexion de Mach

Le choc oblique de décollement ou choc incident CI se réfléchit en formant un choc normal à l'axe CN appelé disque de Mach (fig.II.18). Le choc réfléchi part d'un point triple PT où se rencontre le choc incident, le choc réfléchi et le disque de Mach. Une ligne de glissement LG sépare la zone du jet supersonique de la zone subsonique derrière le disque de Mach. Cette réflexion de Mach est dite réflexion Singulière. L'image strioscopique (fig.II.19) réalisée à l'ONERA [27] montre la topologie d'un écoulement avec une structure de chocs en réflexion singulière.

II.5.3 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 (Fig.II.20). [28], [27], [5], [3].

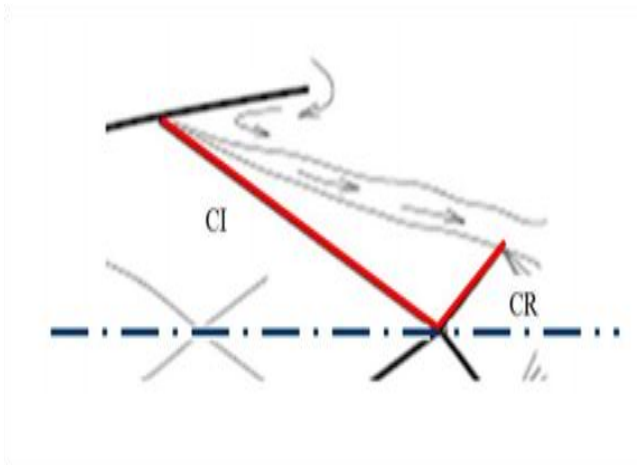


Fig. II.16 Réflexion régulière.

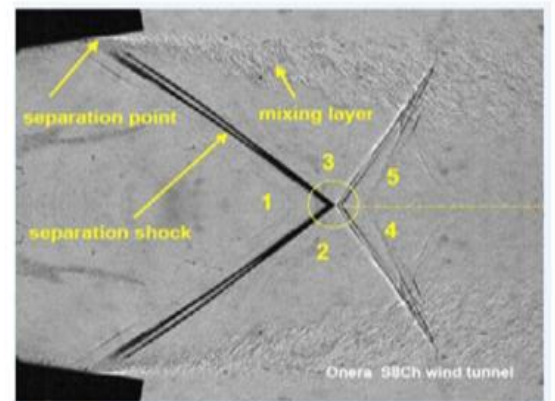


Fig.II.17 Visualisation strioscopique de la Réflexion régulière.

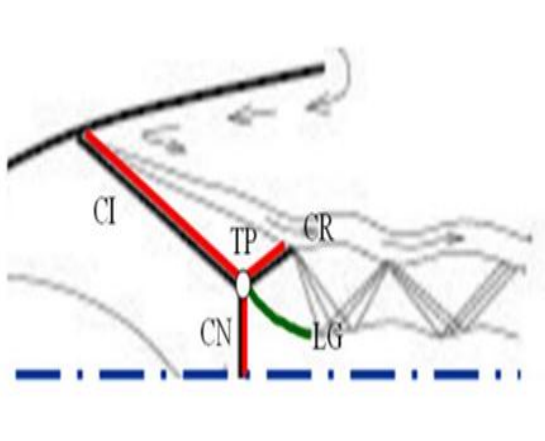


Fig.18. réflexion de Mach

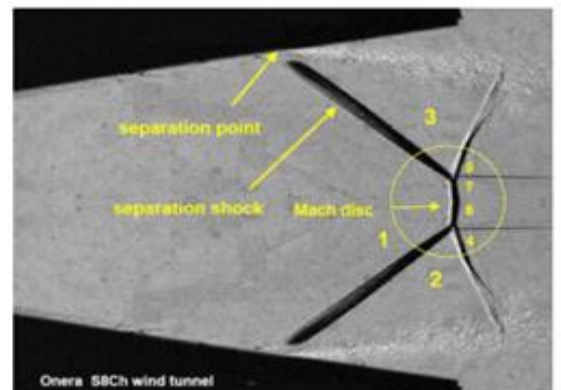


Fig.II.19 Visualisation strioscopique de la Réflexion de Mach, ONERA tuyère S8Ch .

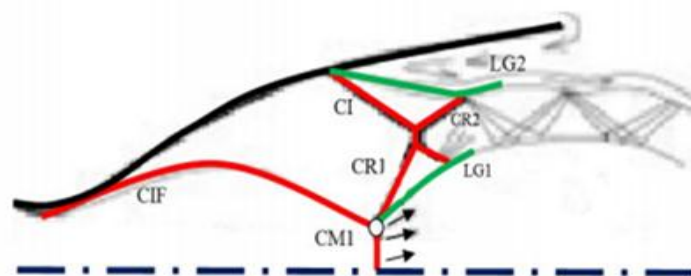


Fig.II.20 Réflexion de Mach inverse.

II. 6 La vectorisation

II.6.1 Définitions

La vectorisation est caractérisée par l'angle de déviation entre l'axe longitudinal de la tuyère et le vecteur poussée, (Fig.II.21) :

$$\text{Vectorisation } \delta = \arctan \left(\frac{F_y}{F_x} \right) \quad (\text{II.11})$$

Où F_x et F_y sont respectivement les efforts axial et normal (l'axe normal dans le cas 3D est l'axe y qui passe par la génératrice au milieu de l'injecteur où l'effort normal est la somme de toutes les sources des efforts projetés sur cette axe). La résultante des forces est donnée par la relation suivant [18] :

$$\text{Résultante } F = \sqrt{F_x^2 + F_y^2} \quad (\text{II.12})$$

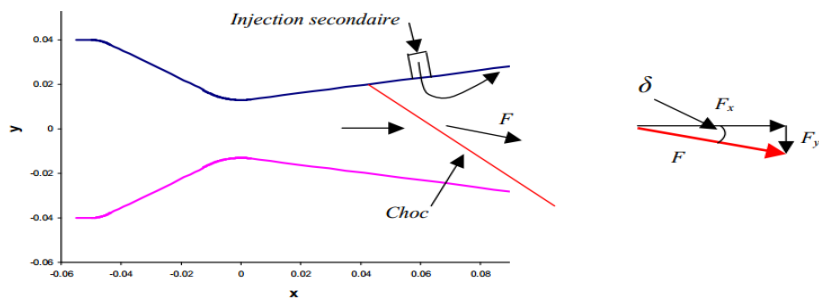


Fig.II.21 Composantes de la poussée dans une tuyère à injection dans le divergent.

L'efficacité de la vectorisation est définie par le rapport entre l'angle de déviation et le taux d'injection (rapport du débit massique injecté ou secondaire m_j au débit massique primaire m_i) :

$$\text{Efficacité } \eta = \frac{\delta}{100 \times \frac{m_j}{m_i}} \left(\frac{\circ}{\%} \right) \quad (\text{II.13})$$

Le facteur d'amplification permet de comparer les différents efforts mis en jeu :

✓ L'effort normal de pression et la poussée de l'injecteur :

Facteur d'amplification :

$$K = \frac{F_y}{F_{yj}^0} \quad (\text{II.14})$$

Où F_{yj}^0 la composante normale de la poussée du jet secondaire dans le vide. Le facteur d'amplification est typiquement supérieur à 2, ce qui signifie que l'effort dû à la suppression de la zone décollée amont est supérieur à la poussée de l'injecteur.

✓ La poussée idéale d'une tuyère est celle obtenue lorsque l'écoulement se détend jusqu'à la pression ambiante P_a . Après une détente isentropique, sa vitesse vaut :

Vitesse après détente :

$$V_i = \left[\frac{2yrT_{i0}}{y-1} \left(1 - \left(\frac{P_a}{P_{i0}} \right)^{\frac{y-1}{y}} \right) \right]^{1/2} \quad (\text{II.15})$$

La poussée est donc donnée par l'équation :

Poussée

$$F_{ideal} = m_i V_i = m_i \frac{2yrT_{i0}}{y-1} \left(1 - \left(\frac{P_a}{P_{i0}} \right)^{\frac{y-1}{y}} \right)^{1/2} \quad (\text{II.16})$$

On définit encore le coefficient de poussée de deux manières différentes. La première est le rapport entre le module de la poussée résultante et la poussée idéale du jet primaire. Ce rapport est donné par la relation suivante :

Coefficient de poussée(1) :

$$C_f = \frac{\sqrt{F_x^2 + F_y^2}}{F_{ideal}} \quad (\text{II.17})$$

La seconde est le rapport entre le module de la poussée résultante et la somme des poussées idéales du jet primaire et du jet secondaire.

Coefficient de poussée (2) :

$$C_{fg} = \frac{\sqrt{F_x^2 + F_y^2}}{F_{ideal}^i + F_{ideal}^j} \quad (\text{II.18})$$

Il est évident que ce coefficient est inférieur à l'unité mais également au premier coefficient du fait de l'ajout de la poussée idéale issue de l'injecteur.

Le rapport de détente de la tuyère est défini par le rapport entre la pression génératrice de la tuyère et la pression ambiante :

Rapport de détente :

$$NPR = \frac{P_{i0}}{P_a} \quad (\text{II.19})$$

On définit encore le rapport des pressions totales par la forme suivante :

Rapport des pressions totales :

$$SPR = \frac{P_{j0}}{P_{i0}} \quad (\text{II.20})$$

II.7 Revue bibliographique

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

Les études expérimentales sur de tels procédés de vectorisation ont été principalement menées aux Etats Unis (NASA) et en France (ONERA). On présentera dans ce qui suit les principaux résultats de ces études en mettant l'accent sur les points forts de ces travaux.

II.7.1 Injection dans une tuyère bidimensionnelle

II.7.1.1 Travaux de la NASA

Le Centre de Recherche de Langley de la NASA a étudié plusieurs concepts de tuyères fluidiques que ce soit en terme de déformation de la ligne sonique au col ou de vectorisation par injection dans le divergent, des tuyères planes ou axisymétriques.

Les recherches de la NASA s'appuyaient en premier lieu sur les travaux d'Aboyons et al [32]. Des injections par fente et trous alignés dans le divergent d'une tuyère sur-détendue ont été réalisées lors de ces travaux. Les principales conclusions de ces travaux sont :

- ✓ La position de l'injecteur a une grande influence sur l'angle de la déviation, la position optimale s'obtient en réalisant l'injection au niveau de la zone du décollement libre de la tuyère sans injection.
- ✓ L'angle de vectorisation augmente avec le rapport des pressions totales SPR jusqu'à une valeur maximale pour décroître ensuite à cause de l'impact du choc sur la paroi opposée à l'injecteur.
- ✓ L'angle de vectorisation décroît avec le taux de détente. L'efficacité maximum de 4.4degré de déviation par pourcent de débit injecté est obtenue pour un faible taux de détente (NPR=3.0)

Une étude expérimentale et numérique dans une tuyère convergente-divergente plane CD-2D a ensuite été menée par Waithe et al [33]. L'étude traite principalement les effets de nombre d'injections sur la vectorisation de la poussée (une ou deux injections). L'efficacité de l'injection dans le divergent dépend du débit du gaz injecté, si l'on réduit la quantité du fluide secondaire prélevée du fluide primaire pour maximiser la poussée du moteur, la vectorisation peut alors être réduite au minimum et les avantages de cette vectorisation peuvent être négligeables comparés à la vectorisation mécanique. Donc, le concept d'utilisation d'une double injection pour dévier la poussée a été conçu pour optimiser l'angle du vecteur-poussée sans augmenter le débit des écoulements secondaires. L'étude expérimentale a été entre prise pour un taux de détente NPR allant jusqu'à 10 avec des rapports de pressions totales SPR de 0, 0.4, 0.7 et 1.0 pour les taux d'injection respectifs de 0, 2, 4 et 6 %. L'angle du divergent de la tuyère est égal à 11.01° et le rapport de section est de 1.8 (Fig.II.22). Cinq configurations ont été testées (la première est celle avec un seul

injecteur et les autres utilisant deux injecteurs, celui en aval a une position fixe et l'autre est de plus en plus en amont, (Fig.II.23). Cette étude, à la fois expérimentale et numérique, nous servira de cas-test de validation pour l'usage du modèle analytique et du code de la simulation numérique.



Fig.II.22 Maquette (gauche) et profil de la tuyère plane (droite), d'après Waithe [33].

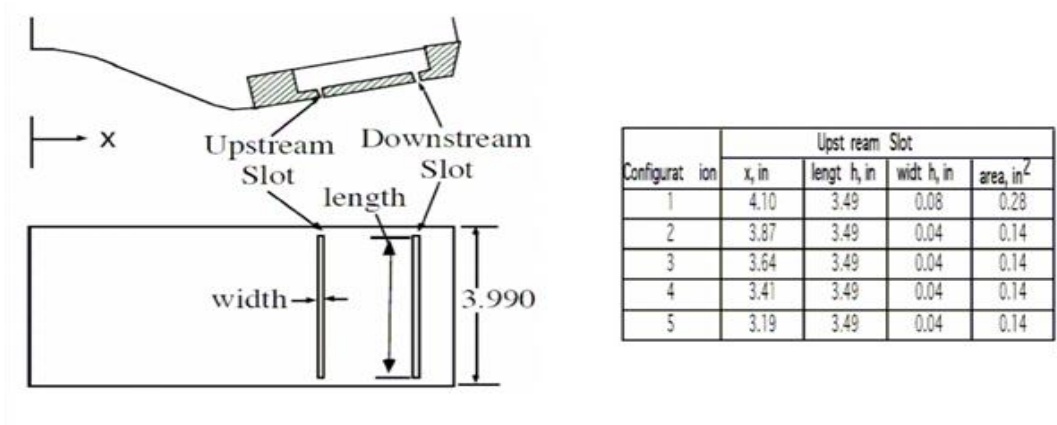


Fig.II.23 Géométrie des fentes d'injection, Waithe [33].

II.7.1.1.1 Effet de la double injection

La Fig.II.24 montre la distribution de la pression pariétale dans le cas d'une seule injection et d'une double injection à NPR=4.6 (cas d'une tuyère sur-détendue) et SPR=0.7. Les résultats obtenus dans le cas d'un injecteur montrent une forte influence de la pression ambiante qui règne en aval de l'injecteur (Fig.II.24 gauche). L'étude indique l'avantage de la double injection sur l'angle de vectorisation où les efforts latéraux

augmentent en raison de la présence de deux zones de séparation en aval de chaque fente d'injection. (Fig.II.24 droite).

Montre la pression pariétale pour la configuration 5, deux zones de surpression peuvent être distinguées en amont de chaque fente, le jet injecté dans la fente amont recolle sur la paroi, contrairement à celui de la fente aval où une zone de pression ambiante peut être remarquée en aval de cette fente. L'angle de vectorisation obtenu est de 7° pour le cas d'un seul injecteur, de 8° pour deux injecteurs à $NPR=4.6$ et de 14° à $NPR=2$, le taux d'injection lors de ces tests est fixé à 4% (Fig.II.25). En général, l'augmentation du nombre de fente d'injection d'un à deux accroît l'efficacité de la vectorisation sans augmenter le débit de l'écoulement secondaire, mais cette opportunité d'injection multiple s'avère utile uniquement pour le plus faible taux de détente ($NPR=2$) en raison de la présence d'une zone de décollement libre en aval de l'injecteur.

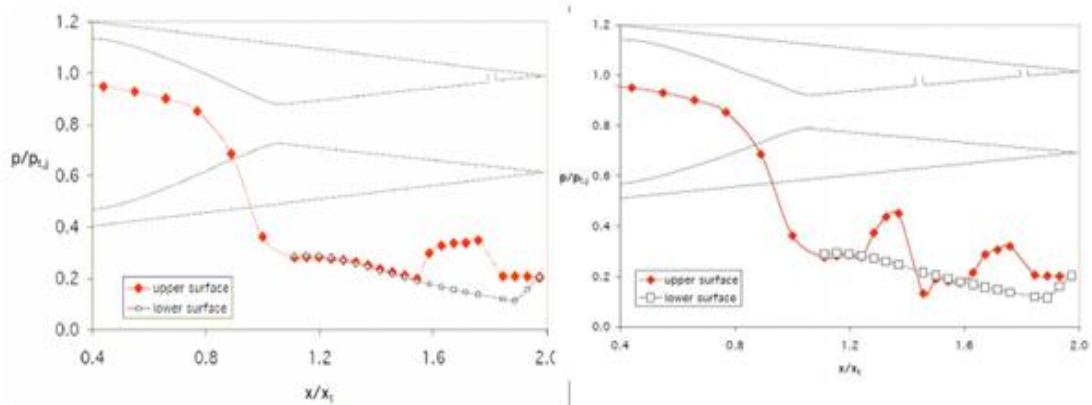


Fig.II.24 Distribution de la pression pariétale : pour un injecteur (gauche), et pour deux injecteurs(droite), à $NPR=4.6$ et $SPR=0.7$, Waithe [33].

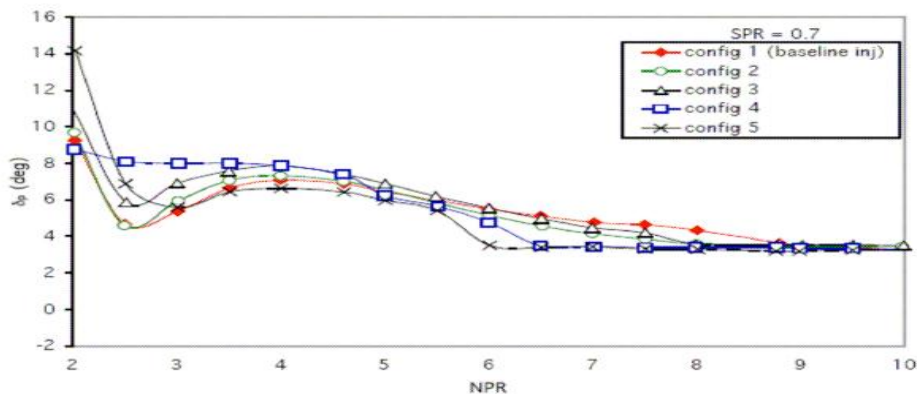


Fig.II.25 Evolution de l'angle de vectorisation en fonction du taux de détente NPR , à $SPR=0.7$ et taux d'injection de 4%, Waithe [33].

II.7.1.1.2 Effet du taux d'injection

La Fig.II.26 montre la pression pariétale pour des taux d'injection de 0, 2, 4 et 6 % (SPR=0, 0.4, 0.7 et 1.0 respectivement) à NPR=4.6. Le régime de sur-détente ne permet pas au jet injecté dans les quatre configurations de recoller à la paroi. On observe un allongement de la zone de décollement amont et une augmentation de la surpression qui y règne. On remarque à partir de la courbe de la pression dans le cas de non injection un décollement libre de la couche limite situé à proximité de la fente d'injection. Dans la configuration d'un injecteur, la déviation maximale obtenue à SPR=1.0 (taux d'injection de 6%) et NPR=4.6 est de 10° .

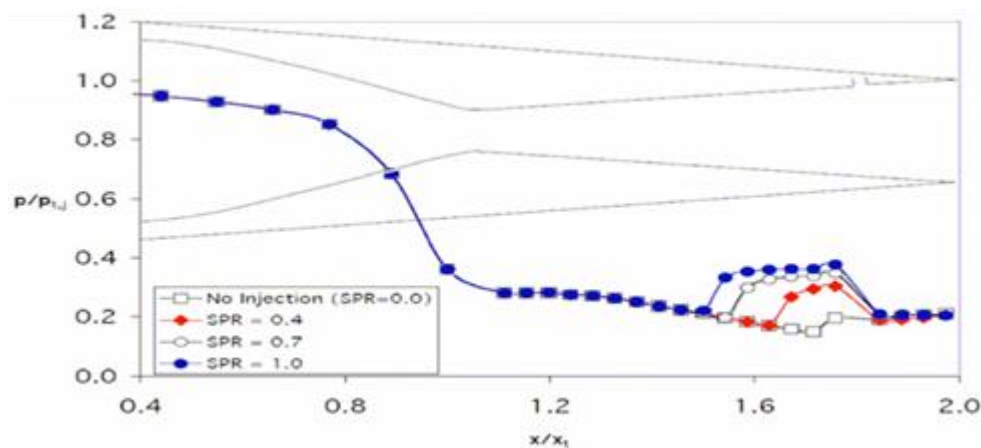


Fig.II.26 Pression pariétale pour différents taux d'injection à NPR=4.6, Waithe [33].

II.7.1.2 Travaux de l'ONERA

Dans sa thèse, Mangin [34] a mis en évidence une forte limitation de la vectorisation due à l'impact du choc de décollement sur la paroi opposée pour une injection dans le divergent. La conception d'une tuyère dissymétrique dont la paroi courte évite l'impact du choc de décollement en cas de forts taux d'injection s'avère donc utile.

Le schéma du montage expérimental est représenté sur la (Fig.II.27) La maquette de la tuyère est montée en aval d'une pièce de transition cercle-rectangle. La paroi basse de la tuyère est constituée d'un convergent et d'un divergent. La paroi haute, plus courte, est plane. Les injecteurs sont situés à la fin des deux parois. Celui de la paroi courte servait à étudier le principe de la déformation de la ligne sonique par injection.

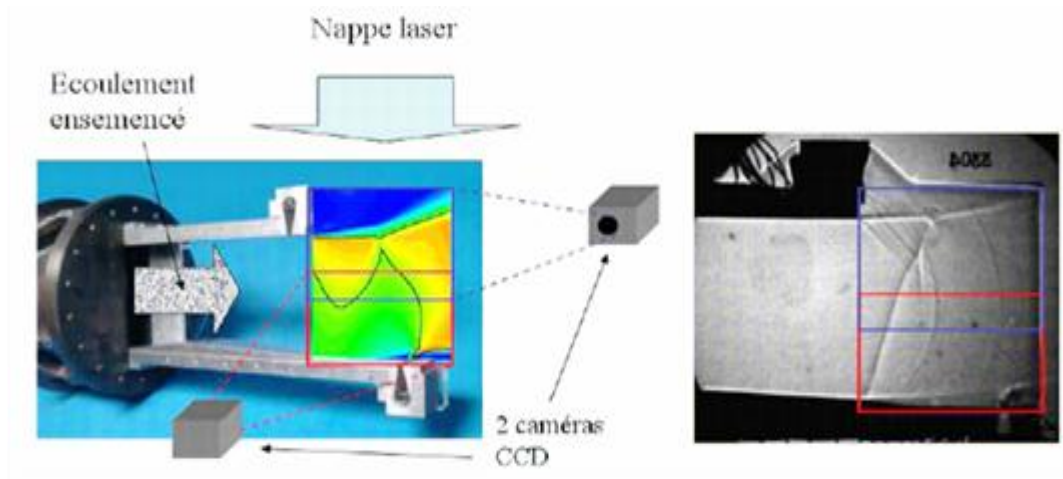


Fig.II.27 Maquette d'injection dans une tuyère dissymétrique, Mangin [34].

II.7.1.2.1 Performances de l'injection sonique normale

Les performances de la vectorisation par injection sonique normale à la paroi sont représentées sur la (Fig.II.28) En régime adapté ($NPR=3.0$), l'angle de vectorisation augmente linéairement avec le taux d'injection avec toutefois une légère concavité au-delà du taux d'injection de 5%. En effet, l'efficacité est maximale au taux d'injection de 5% où elle vaut 2.8 %%. En régime sous-détendu ($NPR=4.0$), l'efficacité suit la même tendance qu'à $NPR=3$ mais en étant inférieure en moyenne de 0.8 %%. En régime sur-détendu ($NPR=2.0$), l'efficacité est supérieure à celle obtenue par les autres taux de détente et décroît avec le taux d'injection de 3.4 %% (à 2.5 %) à 2.6 %% (à 10 %). Pour un taux d'injection maximal (10 %), l'angle de vectorisation obtenu est de 24,1°. C'est la valeur maximale obtenue dans ces expériences.

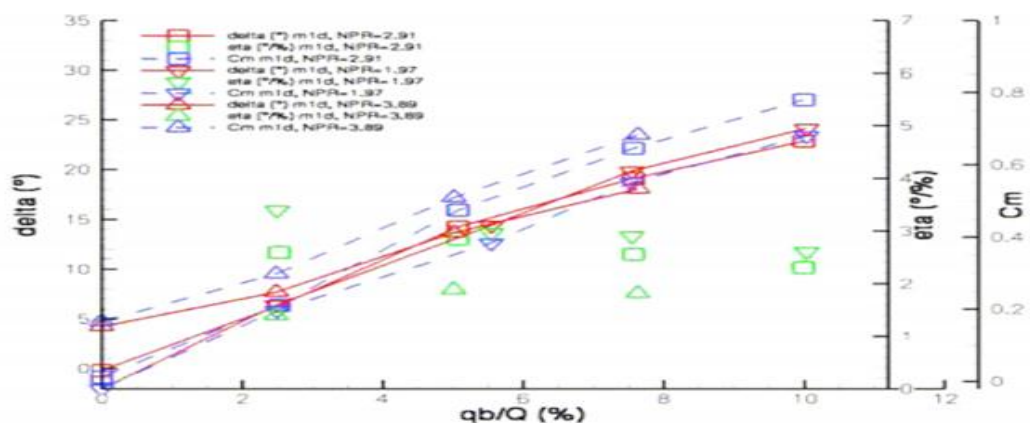


Fig.II.28 Performances de l'injection sonique normale, Mangin [34]

II.7.1.2.2 Performances de l'injection supersonique à contre-courant

Dans cette étude, des injections soniques et supersoniques à contre-courant et des injections supersoniques normales à la paroi ont été également testées. Les résultats de ces mesures ont montrés que les meilleures performances sont obtenues avec un injecteur supersonique à contre-courant.

Les tests sur l'injecteur supersonique incliné à 60° vers l'amont ont fourni des angles de vectorisation importants et des efficacités inédites : l'efficacité maximale obtenue à $NPR=2$ et taux d'injection de 2.5 % vaut 6.61 degré de déviation par pourcent du jet injecté, celle à $NPR=3$ et 5 % vaut 4.12% et l'efficacité minimale avoisine les 2.69% pour $NPR=4$ et taux d'injection de 7.5 %. L'angle de vectorisation maximal ($NPR=2,10\%$) est de 31.2° , meilleure valeur obtenue en essai. Le meilleur facteur d'amplification est obtenu lorsque l'injecteur est adapté (lorsque sa pression de sortie est égale à la pression plateau de la zone décollée amont). Les performances de l'injection supersonique à contre-courant sont illustrées sur la (Fig.II.29).

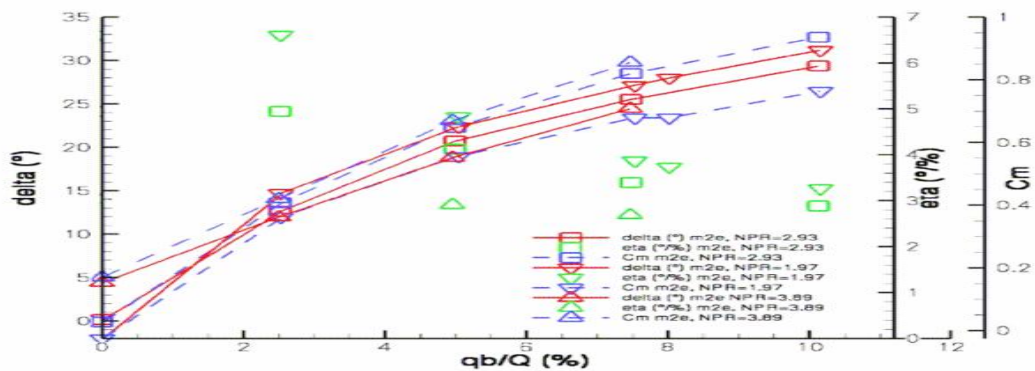


Fig.II.29 Performances de l'injection supersonique à contre-courant, Mangin [34].

II.7.2 Injection dans une tuyère asymétrique

II.7.2.1 Injection par une fente annulaire

Wing et Giuliano [35] ont mené une étude expérimentale sur l'injection secondaire dans une tuyère asymétrique par une fente annulaire de 60° . Cette étude, réalisée au

centre Langley de la NASA, a montré qu'une tuyère asymétrique peut être vectorisée dans les mêmes proportions qu'une tuyère plane. Différentes configurations de l'injection ont été testées telles que le type d'injecteur (Aft-slot ou Forward-slot) et le nombre de fentes (injection simple ou injection multiple). La Fig.II.30 représente le profil de la tuyère et la forme géométrique des différentes fentes utilisées dans ces travaux. Les tests ont été réalisés dans une plage de rapport de pression de 2 à 10 (l'adaptation lieu pour NPR=8.26), un rapport de pressions totales SPR de 0 à 1.5 (SPR=1.0 correspond à un taux d'injection de 7.2 % pour la fente simple annulaire). Le rapport de sections est de 1.74.

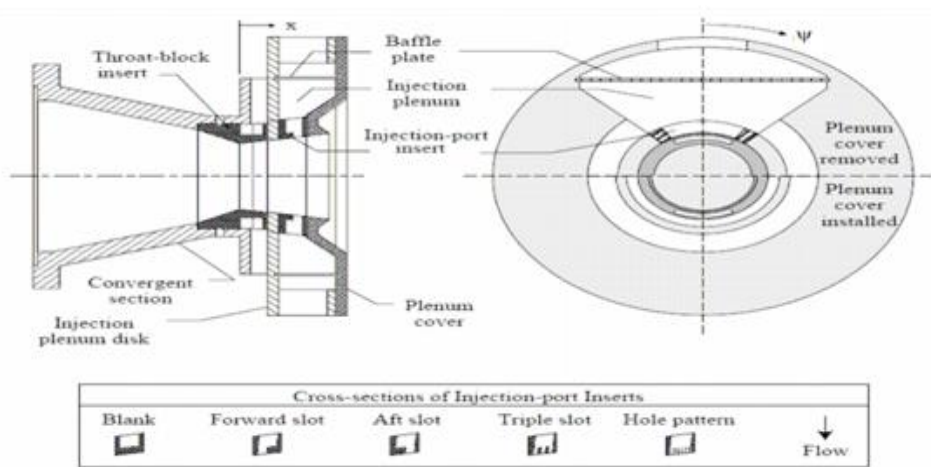


Fig.II.30 Schéma présentant la tuyère axisymétrique avec différents injecteurs, Wing [35].

Le dispositif expérimental comporte outre un système de mesure des composantes normale et axiale des forces, un système de mesure de pression à l'intérieur de la tuyère. Les mesures de pression sont réalisées le long de sept lignes génératrices repérées par l'angle circonférentiel ψ ($\psi=0^\circ$ correspond à la génératrice passant par le centre de l'injecteur), à $\psi=0^\circ, 30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$ et 180° ($\psi=180^\circ$ correspond à la génératrice opposée à celle passant par le centre de l'injecteur). La technique de visualisation de l'écoulement interne par peinture sensible est également utilisée dans ces travaux. Cette étude expérimentale représente la seule publication menée sur ce genre d'injection. Elle servira principalement comme un cas-test expérimental pour valider notre modèle tridimensionnel.

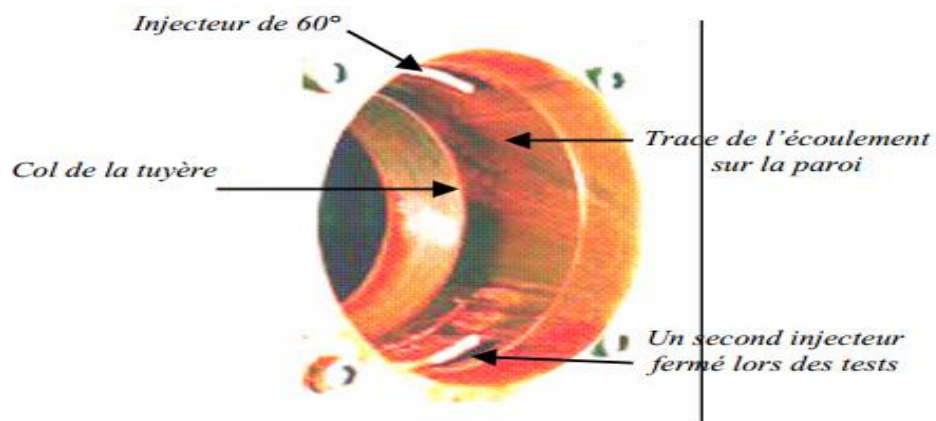


Fig.II.31 Visualisation de trace de l'écoulement sur la paroi de la tuyère, Wing [35].

La Fig.II.32 montre une photographie de la tuyère réalisée après le test d'un injecteur simple (Aft-slot) à $NPR=3.0$ et $SPR=1.0$. Les traces visibles sur l'image représentent les zones de compression sur les parois intérieures de la tuyère. Ces zones s'étalent de l'amont de l'injecteur vers l'arrière n'écartant latéralement et progressivement jusqu'à atteindre l'angle $\psi=120^\circ$ en sortie de tuyère.

La Fig.II.33 présente les distributions de la pression pariétale sur les sept génératrices. Les symboles noirs indiquent le cas de non injection et les autres symboles indiquent la pression sur les génératrices de $\psi=0^\circ$ à 180° pour un angle d'injection de 60° . La forte pression en amont de la fente d'injection ($\psi=0^\circ$, 30° et 60°) montre l'éventuelle présence d'un choc oblique interne. On a du mal à distinguer une région d'interaction claire sur les différentes génératrices, le manque de mesures expérimentales rend encore plus difficile l'analyse de la pression dans cette région. La courbe expérimentale montre un plateau de pression, pour $\psi=0$ par exemple, sur une distance d'environ 0.01 m suivi d'une surpression juste en amont de l'injecteur.

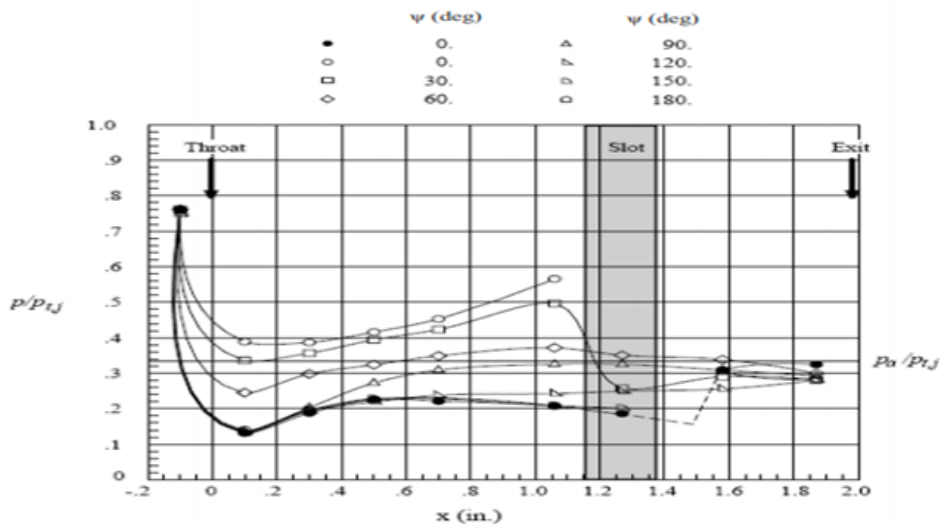


Fig.II.32 Pression pariétale sur plusieurs génératrices à NPR=3.0, SPR=1.0 et $\phi=60^\circ$, Wing [35].

La distribution de la pression pour les autres génératrices de la tuyère présente une légère augmentation qui disparaît complètement à 180° où il n'y a pas d'influence de l'injection sur la paroi opposée. En revanche, pour le cas sans injection, on remarque clairement une montée de la pression due à une contre pression supérieure à la pression de la tuyère (pression ambiante). Le début du décollement libre engendré a lieu à $x=1.5$ in ($x=3.8$ cm) du col.

Les performances de l'injection en régime de sur-détente (NPR=3.0) et en régime d'adaptation (NPR=8.26) sont présentées sur la Fig.II.36 L'efficacité maximale obtenue est de 2 % pour NPR=3 et SPR=1.0. Le coefficient de poussée est de 0.9 et la vectorisation obtenue est de 16° . Une vectorisation maximale de 18° est obtenue pour SPR=1.5 (taux d'injection de 12 %) mais l'efficacité dans ce cas n'est que de 1.5% de déviation par pourcent du débit injecté. A l'adaptation (NPR=8.26), le coefficient de poussée est de 0.95 mais l'efficacité n'est plus que de 1.2 %. L'angle de vectorisation obtenue dans ce cas est de 9.5°

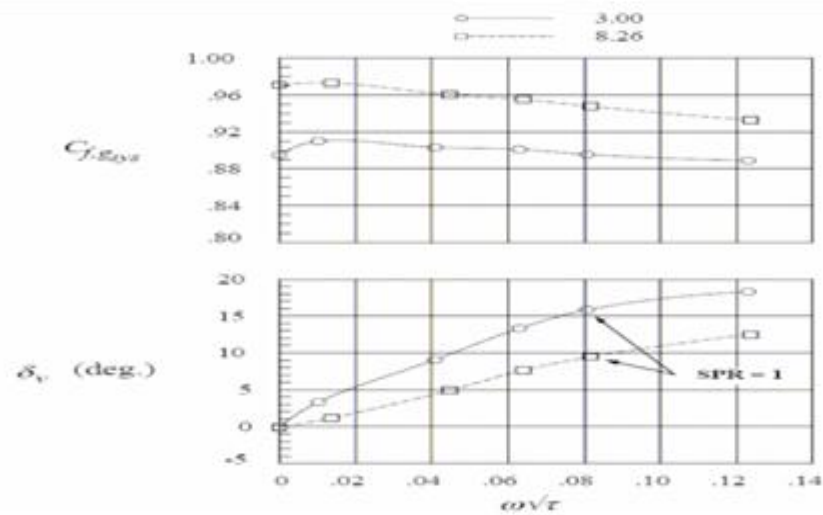


Fig.II.33 Coefficient de poussée et angle de vectorisation en fonction du taux d'injection.

II.7.2.2 Injection par un orifice circulaire

Le phénomène d'injection par un orifice circulaire d'un écoulement transversal en régime supersonique a fait l'objet de nombreuses études. Ces études ont principalement pour application l'injection de carburant dans un scram jet et le pilotage d'un missile. La structure de l'écoulement dépend des paramètres de la couche limite de l'écoulement primaire, de la forme du choc détaché qui se développe au voisinage du jet secondaire rond et de la zone du décollement.

Aso et al [36] ont présenté schématiquement les structures d'interaction pour une injection par une fente et par un orifice circulaire (Fig.II.34) Une structure de choc en lambda peut être observée dans les deux cas d'injection. Mais dans le second cas, le champ proche de l'injecteur est caractérisée par un choc détaché plus fort, un pic de pression est détecté en aval de la pression plateau de la zone décollée amont. En outre, cette zone de décollement est moins longue que dans le cas de la fente et le disque de Mach issu du jet Secondaire est plus dévié en aval. Un choc secondaire dit choc de ré-compression se forme sous le jet par l'accélération du fluide extérieur après contournement du jet.

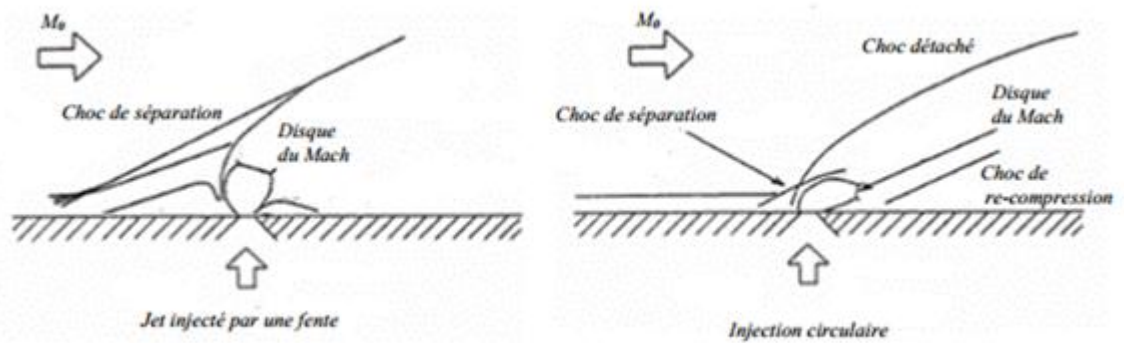


Fig.II.34 Structure de l'écoulement avec injection par fente et trou circulaire

Masuya et al [37] ont réalisé des essais expérimentaux d'une injection de 2.4% par un trou circulaire de 4 mm de diamètre dans une tuyère axisymétrique (Fig.II.35), mais ces études se sont focalisées principalement sur la structure de l'écoulement et la distribution de la pression interne au niveau de l'injecteur.

Dans ces expériences, la structure de l'interaction présente une séparation de la couche limite et une zone de surpression (pression plateau) suivie par un pic de pression au voisinage de l'emplacement de l'injecteur. Pour un écoulement turbulent à nombre de Mach allant jusqu'à 3, un très fort choc détaché devant le jet injecté est observé. L'interaction du choc détaché avec la couche limite produit une zone de séparation en amont de ce choc. Pour le cas turbulent, contrairement au cas laminaire, la zone de séparation est plus limitée et le choc oblique induit par la séparation est difficile à observer.

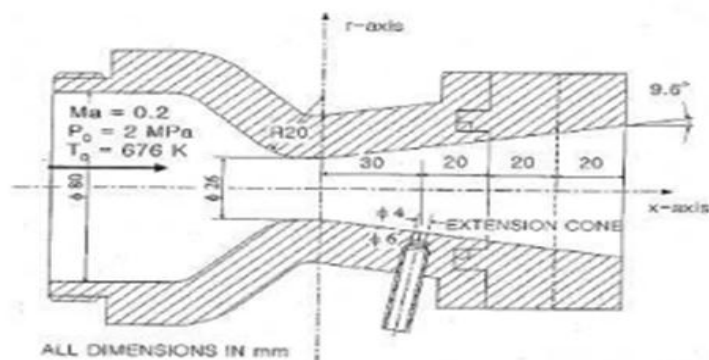


Fig.II.35 Configuration d'injection circulaire dans une tuyère axisymétrique, Masuya [37].

Référence de chapitre II

- [1] Jean Déleroy, Traité d'aérodynamique compressible, Volume 2, écoulements monodimensionnels stationnaires et surfaces de discontinuité, Lavoisier 2008.
- [2] Andre Lallemand, Ecoulement monodimensionnel des fluides Compressibles, Techniques de l'ingénieur Génie énergétique – B 8 165
- [3] Yohann Perrot, étude, mise au point et validation de modèles de turbulence compressible, Thèse de doctorat, INSA de Rouen 2006.
- [4] M. El_Ahcene, <contribution à l'étude des profils de tuyères en écoulements supersoniques visqueux par la méthode des volumes finis >, thèse de doctorat d'université Constantine1, 2014
- [5] Reijasse, P, Aérodynamique des tuyères propulsives en sur-détente: décollement libre et charges latérales en régime stabilisé, PhD Thesis, Université de Paris VI2005
- [6] Jean Déleroy, Aérodynamique interne, tuyères et arrières corps, Département Aérothermodynamique, E.N.S.A.E, 1989
- [7] R.A. O'Leary and J.E. Bech. Nozzle design, 1992. Disponible sur le site <http://www.engineeringatboeing.com/articles/nozzledesign.jsp>.
- [8] J. Ostlund. Flow processes in rocket engine nozzles with focus on flow separation and side-loads. Technico Report 09, Royal Institute of Technologie, Sweden, May 2002.
- [9] G. Sutton and O. Biblarzd. Rocket propulsion elements. Wiley and sons, 1992.
- [10] G.V.R. Rao. Exhaust nozzle contours for optimum thrust. Jet Propulsion, pages 377–382, June 1958.
- [11] G.V.R. Rao. Approximation of optimum thrust nozzle contours. ARS Journal, page 561, June 1960.
- [12] Nave, L.H., Coffey, G.A., Sea-level side loads in high-area-ratio rocket engines, AIAAPaper 73-1284, 1973.
- [13] Anne-Sophie Mouronval, Etude numérique des phénomènes aéroélectriques en aérodynamique supersonique. Applications aux tuyères propulsives, Thèse de doctorat, INSA de Rouen, 2004.
- [14] Östlund J, Flow processes in rocket engine nozzles with focus on flow separation and side-loads, Licentiate Thesis TRITA-MEK 2002:09, Royal Institute of Technologie, Stockholm, Sweden 2002.
- [15] Richard Schwane, Hagemann, G. and Reijasse, P.: Plug nozzles: Assessment of

- prediction methods for flow features and engine performance, AIAA Paper 2002-0585, January 2002.
- [16] Cyril Pilinski, Etude numérique du décollement en tuyères supersoniques. Thèse de doctorat, INSA de Rouen, 2002.
- [17] C. Pilinski. Etude numérique du d'écoulement en tuyères supersoniques. PhD thesis, INSA de Rouen, 2002.
- [18] N.Maarouf, <Modélisations des phénomènes dissymétriques dans le divergent des tuyères supersonique propulsives : application à la vectorisation de la poussée >thèse de doctorat de l'université D'Essone, France, 1954
- [19] Flamm J. D., Deere K. A., Mason M. L., Berrier B. L. and Johnson S. K. Experimental study of an axisymmetric dual throat fluidic thrust vectoring nozzle for supersonic aircraft application. 43rd Joint Propulsion Conference & Exhibit, July 2007, Cincinnati, OH.
- [20] Spaid F. W. and Zukoski E. E. A study of the interaction of gaseous jets from transverse slots with supersonic external flows. AIAA journal, Vol. 6, 1968.
- [21] Schmucker R. Status of flow separation prediction in liquid propellant rocket nozzles. NASA TM X-64890, Nov. 1973.
- [22] Reshotko E. and Tucker M. Effect of a discontinuity on turbulent boundary-layer thickness parameters with application to shock-induced separation. NACA TN 3454, 1955.
- [23] Campbell C. and Farley J. Performance of several conical convergent-divergent rocket-type exhaust nozzles. NASA TN D-467, Sep. 1960.
- [24] Green L. Flow separation in rocket nozzles. ARS Journal, V 23, N°1, Jan-Feb. 1953.
- [25] Bloomer H., Antl R. and Renas P. Experimental study of effects of. Geometric variables on performance of conical rocket engine exhaust nozzles. NASA Journal, Vol.21, No.9, Sep. 1961.
- [26] Gerald Hagemann, And Michael Gerhardt, Flow Separation and Side-Loads in Rocket Nozzles, Paper presented at the 4th International Symposium on Liquid Space Propulsion, March 2000, DLR Lampoldshausen, 2000.
- [27] Jean Déleroy, Some salient aspects of shock wave /boundary layer interaction, ISSIS 2008.

- [28] Manuel Frey, Hagemann, G., Status of flow separation prediction in rocket nozzles.34thAIAA/ASME/SAE/ASEE, Joint Propulsion Conference & Exhibit (July 13-15,1998,Cleveland, OH), AIAA Paper 98-3619, 1998
- [29] Manuel Frey, Behandlung von Strömungsproblemen in Raketendüsen bei Überexpansion.PhD thesis, Université de Stuttgart, Allemagne, 2001.
- [30] A. Chpoun, J.-C. Lengrand, "Confirmation expérimentale d'un phénomène d'hystérésis lors de l'interaction de deux chocs obliques de familles différentes", C. R. Acad. SCI. Paris, série IIb, 324 1-8, 1997.
- [31] L.F. Henderson, A. Lozzi "Experiments on transition of Mach reflexion". J.Fluid Mech, vol.68, part 1, pp. 139-155, 1975.
- [32] Abeyounis W. K. and Bennett B. D. Static internal performance of an overexpanded, fixed-geometry, no axisymmetric nozzle with fluidic pitch-thrust-vectoring capability.TP-3645, NASA, 1997
- [33] Waithe K. A. and Deere K. A. Experimental and computational investigation of multiple injection ports in a convergent-divergent nozzle for fluidic thrust vectoring.21st Applied Aerodynamics Conference, June 2003, Orlando, Florida
- [34] Mangin B. Vectorisation fluidique de la poussée d'une tuyère plane supersonique. Mémoire de thèse, 2006, Université d'Orléans.
- [35] Wing D. J. and Giuliano V. J. Fluidic thrust vectoring of an axisymmetric exhaustnozzle at static Conditions. Technical Report: NASA-97-ASME-djw, 1997.
- [36] Aso S., Okuyama S., Ando Y. and Fujimori T. Two-dimensional and three-dimensional mixing flow fields in supersonic flow induced by injected secondary flows through traverse slot and circular nozzle. 31 st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Jan., 1993.
- [37] Masuya G., Chinzei N. and Ishii S. Secondary gas injection into a supersonic conical nozzle. AIAA Journal, Vol. 15, March 1977.
- [38] Miller D. N., Yagle P. J. and Hamastra J. W. Fluidic throat skewing for thrust

vectoring in fixed-geometry nozzles. 37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit Conference. Jan. 1999. Reno.

[39] Hunter C. A. and Deere K.A. Computational Investigation of Fluidic Counterflow Thrust Vectoring. Technical report: NASA-AIAA 99-2669, 1999.

[40] Flamm J. D. Experimental Study of a Nozzle Using Fluidic Counterflow for Thrust Vectoring. Technical report: NASA-AIAA 98-3255, 1998

Chapitre

III

Méthodes numériques de calcul des écoulements compressibles

III.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. En second lieu, il présente les équations des modèles de turbulence utilisés dans cette étude à savoir : $k-\varepsilon$ et $k-\omega$.

III.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 :

III.2.1 Équation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad (\text{III.1})$$

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

III.2.2 Équation de conservation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_j (\rho E + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} (-P \delta_{ij} + \tau_{ij}) \quad (\text{III.2})$$

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

III.2.3 Équation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho E) + \frac{\partial}{\partial x_j} [u_j (\rho E + p)] = - \frac{\partial q_j}{\partial x_j} (u_i \tau_{ij}) \quad (\text{III.3})$$

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:

$$E = e + \frac{1}{2} u_K u_K \quad (\text{III.4})$$

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

$$P = \rho r T \quad C_p - C_v = r \quad y = \frac{C_p}{C_v} \quad (\text{III.5})$$

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 :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \delta_{ij} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (\text{III.6})$$

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

$$q_j = -K \left(\frac{\partial T}{\partial x_j} \right) \quad (\text{III.7})$$

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

$$Pr = \frac{\mu C_p}{k} = \gamma \frac{\mu C_v}{k} \quad (\text{III.8})$$

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 :

$$q_j = -\frac{\partial T}{\partial x_j} = -\frac{\mu}{pr} \frac{\partial h}{\partial x_j} \quad (\text{III.9})$$

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

$$\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \left(\frac{1+T/T_0}{1+S/T} \right) \quad (\text{III.10})$$

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

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

III.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

$$\bar{\phi} = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{\Delta t} \right) \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \phi(t) dt \quad (\text{III.11})$$

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

$$\tilde{u}_i = \frac{\rho u_i}{\bar{\rho}} = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int \rho(x, \tau) u_i(x, \tau) d\tau \quad (\text{III.12})$$

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.

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

$$\left\{ \begin{array}{l} u_i = \tilde{u}_i + u_i'' \\ \rho = \bar{\rho} + \rho' \\ p = \bar{p} + p' \\ e = \tilde{e}_i + e_i'' \\ h = \bar{h} + h'' \end{array} \right. \quad (\text{III.13})$$

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

Pour l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \quad (\text{III.14})$$

Pour l'équation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{\rho} u_i'' u_j'') \quad (\text{III.15})$$

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 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 :

$$-\bar{\rho} u_i'' u_j'' = \mu_t \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \bar{\rho} k \delta_{ij} \quad (\text{III.16})$$

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

$$K = \frac{1}{2} \overline{u''_k u''_k} \quad (\text{III.17})$$

Les équations moyennées de FANS (Favre-averaged Navier-Stokes équations) sont obtenues en remplaçant l'équation III.14 dans l'équation III.15 :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_i \tilde{u}_j) = -\frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\bar{\mu} + u_t) \left(\frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} + \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x} (-\bar{\rho} k) \quad (\text{III.18})$$

De même pour l'équation d'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} \tilde{h}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{h}) = \frac{\partial \tilde{p}}{\partial x_j} + \tilde{u}_j \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \bar{\tau}_{ij} + \tau'_{ij} \frac{\partial u''_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} u''_j h'' \quad (\text{III.19})$$

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

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} u''_j h'' = \Gamma_t \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x_j} = C_p \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (\text{III.20})$$

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

Pr_t Est le nombre turbulent de Prandtl fixé à 0.7

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 :

$$\overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u''_i}{\partial x_j}} = \bar{\rho} \varepsilon \quad (\text{III.21})$$

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

$$\overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u_i''}{\partial x_j}} = \mu_t \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \tilde{u}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (\text{III.22})$$

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

$$P = \overline{\rho} r \tilde{T} \quad (\text{III.23})$$

III.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.III.1), P désigne le centre géométrique de la cellule.

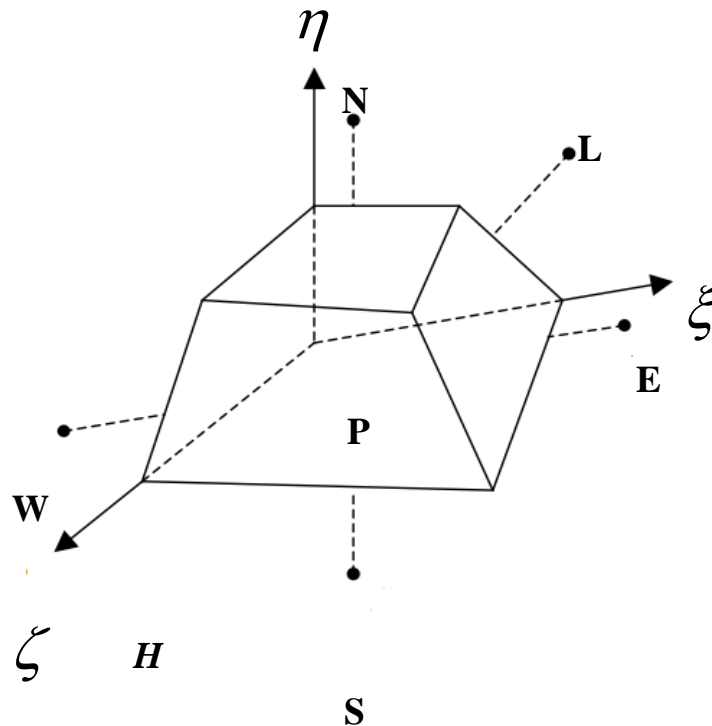


Fig.III.1 Volume de contrôle dans une configuration tridimensionnelle.

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

$$\frac{1}{J} \frac{\partial J \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} (J \bar{\rho} \varepsilon^k) = 0 \quad (\text{III.24})$$

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

$$\frac{\bar{\rho}^n V_p^n - \bar{\rho}^{n-1} V_p^{n-1}}{\Delta t} + G_e - G_w + G_n - G_s + G_h - G_l = 0 \quad (\text{III.25})$$

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 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J \bar{\rho} \phi) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} [J \bar{\rho} (V \varepsilon^k) \phi] = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left[J \Gamma g^{ij} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_k} \right] \quad (\text{III.26})$$

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 III.26 sur le volume de contrôle :

$$\iiint_V \left[\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J \bar{\rho} \phi) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \{J \bar{\rho} (V \varepsilon^k) \phi\} \right] J d\xi d\eta d\zeta = \iiint_V \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left[J \Gamma g^{ij} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_k} \right] J d\xi d\eta d\zeta \dots \dots \dots (\text{III.27})$$

Où V est la vectrice vitesse.

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

L'intégration du terme transitoire :

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_v (J \bar{\rho} \phi) J d\xi d\eta d\zeta = \frac{\bar{\rho}^n \phi^n V^n - \bar{\rho}^{n-1} \phi^{n-1} V^{n-1}}{\Delta t} \quad (\text{III.28})$$

Le terme convectif est donné par :

$$C = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \{ J \bar{\rho} (V \varepsilon^k) \phi \} \quad (\text{III.29})$$

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

$$C_e - C_w + C_n - C_s + C_h - C_l = G_e \phi_e - G_w \phi_w + G_n \phi_n - G_s \phi_s + G_h \phi_h - G_l \phi_l \quad (\text{III.30})$$

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 :

$$D_m^k = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_k} \left[J \Gamma g^{kk} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_k} \right], \quad k = 1, 2, 3 \quad (\text{III.31})$$

Pour $k = 1$ l'intégration de l'équation donne :

$$\iiint_v D_m^1 J d\xi d\eta d\zeta = \left[J \Gamma g^{11} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_1} \right]_e - \left[J \Gamma g^{11} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_1} \right]_w \quad (\text{III.32})$$

III.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. 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.

III.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 :

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho}k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{Pr_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k + G_b - \bar{\rho}\varepsilon - Y_M + S_k \quad (\text{III.33})$$

Où,

$$\frac{\partial}{\partial x}(\bar{\rho}\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\bar{\mu} + \frac{\bar{\mu}_t}{Pr_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + C_{\varepsilon 1} \frac{\bar{\rho}\varepsilon}{k} (G_k + C_{\varepsilon 3} G_b) - C_{\varepsilon 2} \frac{\bar{\rho}\varepsilon^2}{k} + S_\varepsilon \quad (\text{III.34})$$

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

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

Y_M : La contribution de la dilatation fluctuante dans la turbulence compressible pour

(ε), $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, $C_{\varepsilon 3}$: Constantes, S_k, S_ε : Termes source

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

III.4.1.1 Modélisation de la viscosité turbulente

La viscosité turbulente est donnée par la formule suivante:

$$\mu_t = \frac{\rho C_u k^2}{\varepsilon} \quad (\text{III.35})$$

III.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.

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

III.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 G_k ce terme peut être défini comme suit :

$$G_k = -\bar{\rho} \overline{u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \quad (\text{III.36})$$

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

$$G_k = -\bar{u}_t S^2 \quad (\text{III.37})$$

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

$$S = \sqrt{S_{ij} + S_{ji}} \quad (\text{III.38})$$

III.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 :

$$G_b = \beta g_i \frac{\bar{\mu}_t}{Pr_t} \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_i} \quad (\text{III.39})$$

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 :

$$G_b = -g_i \frac{\bar{\mu}_t}{\bar{\rho} Pr_t} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial x_i} \quad (\text{III.40})$$

III.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 [1].

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 et al. [2, 3] :

$$Y_M = 2\bar{\rho}\epsilon M_t^2 \quad (\text{III.41})$$

$$M_t = \sqrt{\frac{k}{a^2}} \quad ; \quad a = \sqrt{\gamma r T} \quad (\text{III.42})$$

a : Représente la célérité de son.

III.4.1.6 Traitement de la région près de la paroi

Les lois de paroi (Standard Wall Function) sont utilisées, en remplacement de la condition d'adhérence à une paroi, dans le but de réduire notablement le coût de calcul (taille mémoire et temps de simulation). Elles autorisent une discrétisation plus grossière près de la paroi. Toutefois, diverses limitations ou incertitudes demeurent sur leur domaine de validité. On admet généralement que l'écoulement présente une zone où le profil de vitesse est logarithmique. Or, l'existence d'une telle zone n'est établie que pour des écoulements où la turbulence est en équilibre avec l'écoulement moyen, ce qui implique que celui-ci varie suffisamment lentement. D'autre part, la zone logarithmique, lorsqu'elle existe, est limitée en étendue transversale et ceci implique un contrôle strict de la distance à la paroi du premier point de calcul.

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

On a :

$$G_k = \frac{\tau_p^2}{\bar{\rho} k c_{\mu}^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}} y_p} \quad ; \quad \varepsilon = \frac{C_{\mu}^{\frac{3}{4}} k_p^{\frac{3}{2}}}{k y_p} \quad (\text{III.43})$$

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 :

$$Y^+ = \frac{\bar{\rho} y u_\tau}{\mu} \quad ; \quad u^+ = \frac{\tilde{u}}{u_\tau} \quad (\text{III.44})$$

Avec :

$$u_\tau = \left(\frac{\tau_w}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III.45})$$

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 :

$$u^+ = y^+ \quad (\text{III.46})$$

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 :

$$u^+ = \frac{\tilde{u}}{u_\tau} = \frac{1}{k} \ln(Ey^+) \quad (\text{III.47})$$

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 Function) 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 :

$$y^* = \frac{\rho c_\mu^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}} y_p}{\mu} \quad \text{Et} \quad u^* = \frac{\tilde{u}}{u_\tau} = \frac{c_\mu^{\frac{1}{4}} k_p^{\frac{1}{2}} \tilde{u}_p}{\tau_w / \bar{\rho}} \quad (\text{III.48})$$

\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.

III.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 [6] 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 [7].

III.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 :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}K) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + \tilde{G}_k - Y_k + S_k^2 \quad (\text{III.49})$$

ET

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}\tilde{u}_j \omega) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + \tilde{G}_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega^2 \quad (\text{III.50})$$

\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.

III.5.2 Modélisation de la diffusivité effective

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

$$\Gamma_k = \bar{\mu} + \frac{\bar{u}}{Pr_k} \quad (\text{III.51})$$

$$\Gamma_\omega = \bar{\mu} + \frac{\bar{u}}{Pr_\omega} \quad (\text{III.52})$$

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

turbulente.

III.5.3 Modélisation de la viscosité turbulente

La viscosité turbulente est estimée par l'équation suivante :

$$\bar{\mu}_t = \frac{\bar{\rho}k}{\omega} \frac{1}{\max\left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{\Omega F_2}{\alpha_1 \omega}\right]} \quad (\text{III.53})$$

$$|\Omega| = \sqrt{2\Omega_{ij}\Omega_{ij}} \quad ; \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{III.54})$$

Où :

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

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

$$F_1 = \tanh(\zeta_1^4) \quad (\text{III.55})$$

$$\zeta_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\bar{\mu}}{\rho y^2 \omega} \right), \frac{4\bar{\rho}k}{\text{Pr}_{\omega,2} D_{\omega}^+ y^2} \right] \quad (\text{III.56})$$

$$D_{\omega}^+ = \max \left(2\bar{\rho} \frac{1}{\text{Pr}_{\omega,2}} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right) \quad (\text{III.57})$$

$$F_2 = \tanh \zeta_2^4 \quad (\text{III.58})$$

$$\zeta_2 = \max \left(\frac{2\sqrt{k}}{0.09\omega y}, \frac{500\bar{\mu}}{\rho y^2 \omega} \right) \quad (\text{III.59})$$

Y: est la distance à la surface suivante.

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

III.5.4 Modélisation de la production de turbulence

III.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 :

$$\tilde{G}_k = \min(G_k, 10\bar{\rho}\beta^* K\omega) \quad \text{OU} \quad G_K = \bar{\rho} \overline{u_i'' u_j''} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_i} \quad (\text{III.60})$$

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

$$G_K = \bar{\mu}_t . S^2 \quad (\text{III.61})$$

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

III.5.4.2 Production de ω

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

$$G_\omega = \frac{\alpha}{\mu_t} \tilde{G}_K \quad (\text{III.62})$$

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 :

$$\alpha_\infty = F_1 + (1 - F_1) \alpha_{\infty,2} \quad (\text{III.63})$$

$$\text{Ou : } \alpha_{\infty,1} = \frac{\beta_{i,1}}{\beta_\infty^*} - \frac{K^2}{\text{Pr}_{\omega,1} \sqrt{\beta_\infty^*}} \quad (\text{III.64})$$

$$\alpha_{\infty,2} = \frac{\beta_{i,2}}{\beta_{\infty}^*} - \frac{K^2}{Pr_{\omega,2} \sqrt{\beta_{\infty}^*}} \quad (\text{III.65})$$

Avec :

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

III.5.5 Modélisation de la dissipation de turbulence

III.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 :

$$Y_K = \bar{\rho} \beta^* k \omega \quad (\text{III.66})$$

III.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 :

$$Y_K = \bar{\rho} \beta k \omega^2 \quad (\text{III.67})$$

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

$$\beta_i = F_1 \beta_{i,1} + (1 - F_1) \beta_{i,2} \quad (\text{III.68})$$

Avec:

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

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 :

$$D_\omega = 2(1 - F_1) \bar{\rho} \text{Pr}_{\omega,2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (\text{III.69})$$

III.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

$$\omega = \frac{\epsilon}{\beta^* k} \quad (\text{III.70})$$

- ✓ 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.

III.6 Maillage

La réalisation d'un maillage approprié au problème traité est l'une des étapes les plus importantes dans les simulations numériques. L'adaptation du maillage aux conditions aux limites du problème est primordiale dans ce type de calcul. Un maillage structuré est utilisé dans tous les calculs réalisés. Ce type de maillage permet de contrôler de façon rigoureuse l'épaisseur des mailles dans des endroits précis (au voisinage des parois par exemple). Le seul problème que l'on rencontre dans ce type de maillage par rapport au maillage non structuré est l'augmentation du nombre de mailles lors de son raffinement dans les zones sensibles à étudier. Le domaine total de calcul est subdivisé en plusieurs blocs, le raffinement de chaque bloc dépend de l'importance des zones étudiées. Dans notre étude par exemple, on s'intéresse à l'écoulement dans la partie où les interférences des ondes de chocs seront localisées (les réflexions RR et MR).

III.7 Propriété du gaz et conditions aux limites

Le code CFD FASTRAN intègre un solveur volumes finis destiné à simuler les écoulements à hautes vitesses avec prise en compte de multiples corps en mouvement ainsi que l'aérothermochimie, en régime stationnaire ou instationnaire.

L'écoulement est supposé turbulent et calorifiquement parfait. Le fluide suit la loi des gaz parfaits avec des chaleurs spécifiques C_p, C_v supposées constantes. La viscosité dynamique est donnée par la loi de Sutherland :

$$\mu = \frac{1.458 \cdot 10^{-6} T^{3/2}}{110.4 + T}$$

La condition d'entrée du fluide dans la tuyère est supposée supersonique avec des valeurs de M, p et T spécifiées pour chaque configuration. Les conditions de sortie externe sont supposées extrapolées. Les parois des tuyères considérées comme adiabatiques.

III.7.1 Approche numérique

L'approche numérique du code CFD-FASTRAN est basée sur la résolution des équations de Navier-Stokes par la méthode des volumes finis. Le champ d'écoulement est subdivisé en petits volumes de contrôle. Les équations de conservation sont appliquées à chaque volume en prenant en compte les flux des variables à travers chaque face du volume de contrôle. Chaque variable est calculée au centre de chaque cellule et supposée constante dans tout le volume de contrôle.

Le calcul des flux convectifs est basé sur deux schémas décentrés (Upwind): Le schéma de Roe-FDS (flux difference splitting) et le schéma de Van Leer-FVS (flux vector splitting).

Une précision spatiale d'ordre supérieur à deux peut être obtenue par l'utilisation d'un limiteur de flux approprié. Ces limiteurs de flux sont utilisés pour prévenir des oscillations numériques, en particulier pour les écoulements sièges de fortes zones d'interaction chocs/surfaces de discontinuité. Pour l'intégration temporelle, trois schémas sont intégrés dans le code : le schéma explicite de Runge-Kutta, le schéma semi implicite (point implicit) et le schéma totalement implicite (fully implicit).

Les calculs numériques présentés dans ce mémoire ont été réalisés en optant pour le schéma de Roe-FDS, moins dissipatif au voisinage de la couche limite, associé au limiteur Minmod basé sur le calcul de la pente minimale des gradients associés aux grandeurs physiques de l'écoulement prises sur les faces du volume de contrôle. Le schéma implicite a été par ailleurs utilisé pour l'intégration en temps.

Le pas de temps est contrôlé par le nombre de CFL (Courant-Fredrichs-Lewy). L'accélération de la convergence est obtenue en faisant varier ce nombre de CFL linéairement de sa valeur initiale généralement faible (dépendant du raffinement du maillage utilisé) à une valeur finale, sur un nombre de pas de temps spécifié.

La convergence des calculs itératifs est obtenue (solution quasi stationnaire) lorsque la valeur spécifiée des grandeurs résiduelles est atteinte. D'autres contrôles de la convergence peuvent être également obtenus en comparant les courbes donnant l'évolution de certaines variables, telle que le frottement pariétal (par l'intermédiaire de la grandeur y^+) en fonction du nombre d'itérations.

Référence de chapitre III

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

Chapitre

IV

Résultats et interprétation

Partie I : tuyère sans injecteur

IV.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 réalisée dans le centre de recherche de la NASA à Langley, Hampton, dans le cadre du projet VA 23681 (Aérodynamique des Tuyères et des Arrières-Corps) : Khaled .S & al [1].

IV.2 Optimisation de la simulation numérique

L'étude a été menée sur un cas test du projet VA 23681. La tuyère simulée est une tuyère convergente divergente non axisymétrique, figure IV.1 avec un nombre de Mach en sortie est supérieur à 2, et un angle de divergence égale à 11.1° .

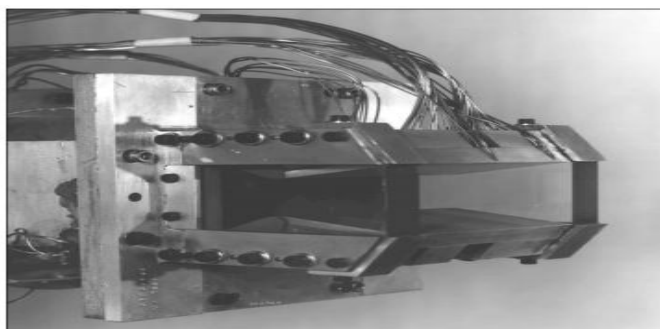


Fig. IV.1 Vue du montage en veine d'essai [1].

IV.2.1 Maillage et conditions aux limites

La Figure IV.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.IV.3a, et IV.3b 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.

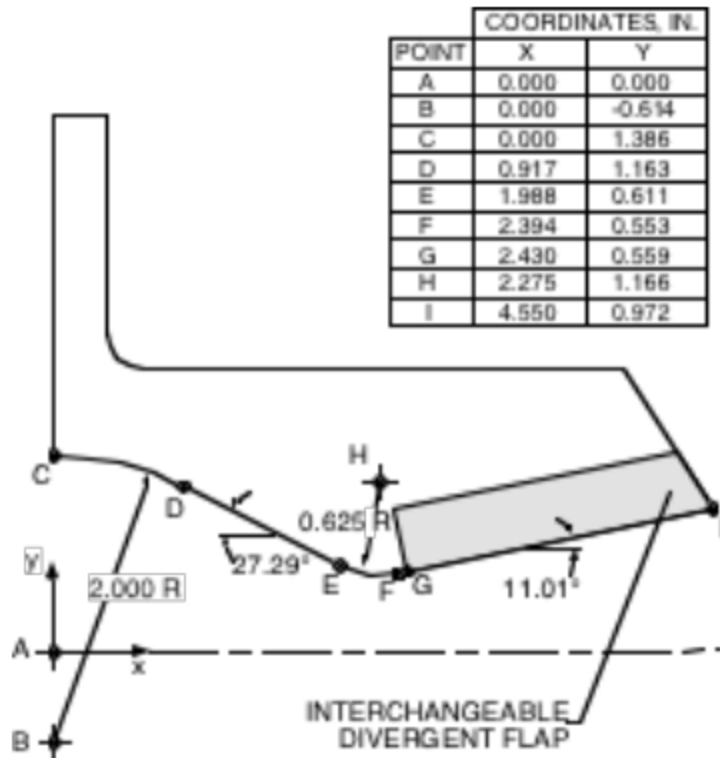


Fig.IV.2 Profil de la tuyère utilisée dans les calculs 2D.

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 sans imposées. Les parois de la tuyère et des domaines extérieurs 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.

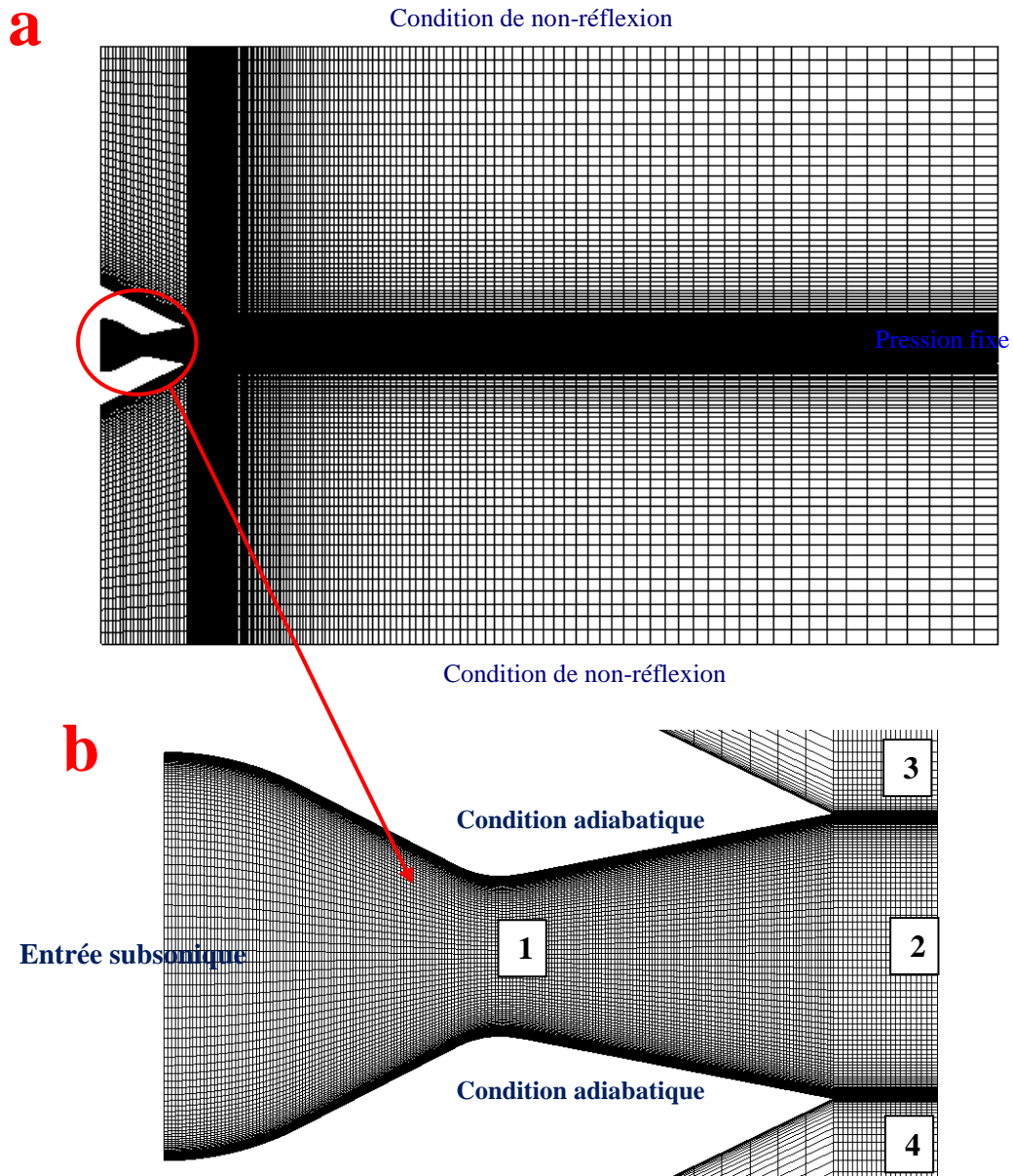


Fig.IV.3 Maillage structuré de la tuyère

IV.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

($k-\varepsilon$ et $k-\omega$). La Figure IV.4 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 $k-\varepsilon$. Le modèle de Spalart Allmaras, Baldwin_Lomax et de $k-\omega$ reproduisent convenablement la zone de décollement par rapport à l'expérience. Compte tenu de ces résultats, le modèle $k-\omega$ sera utilisé dans la suite dans les calculs en 2D.

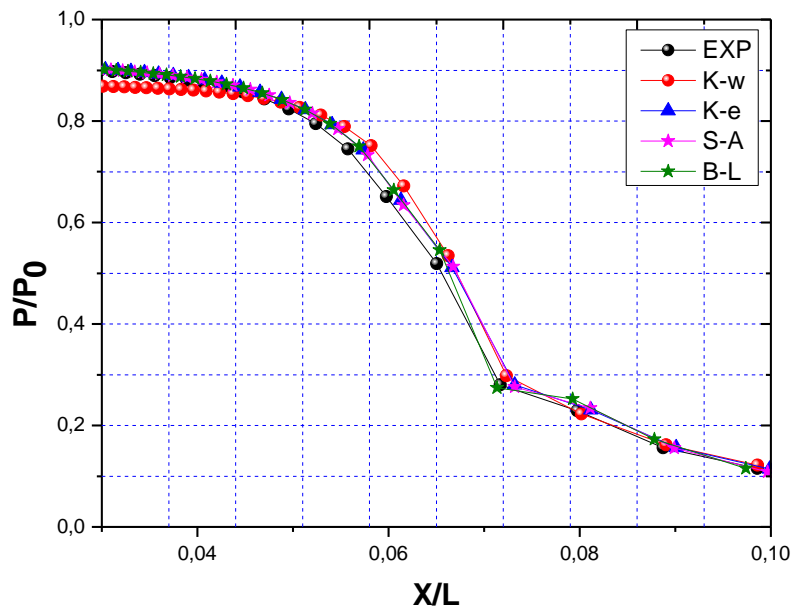
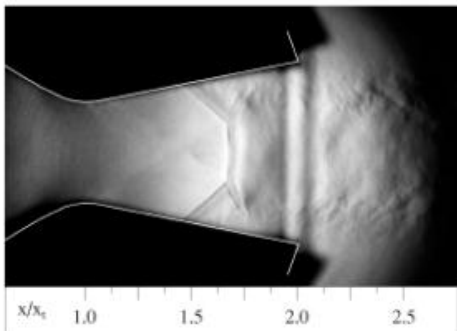


Fig.IV.4 Influence du modèle de turbulence sur la répartition de la pression à $NPR = 6$.

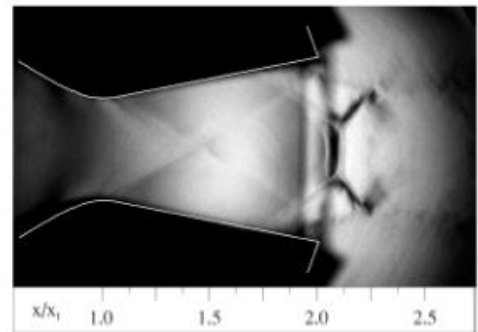
IV.2.3 Validation des résultats

La figure IV.5 Représente les iso-contours de nombre de Mach. Elle montre un cas de validation de notre calcul avec les résultats expérimental, Girard [1], et numérique, Sellam et al. [2]. 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 IV.6 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.

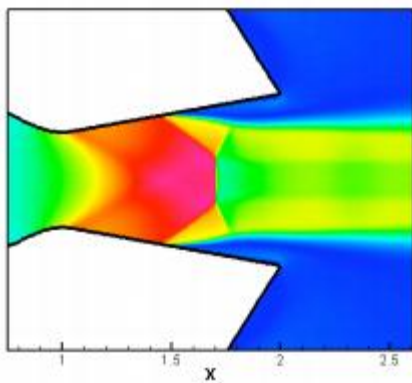
NPR = 2.41



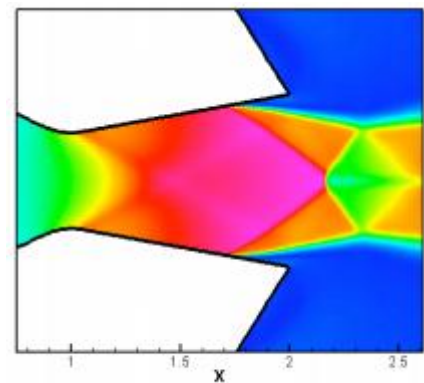
NPR = 3.41



Expérimentales Sellam et al [1].

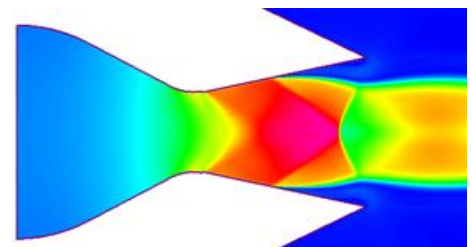
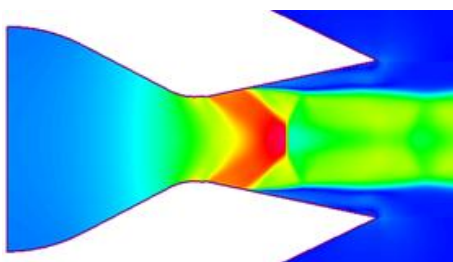


NPR=2.41



NPR=3.41

Calcul numérique Sellam et al [2].



Présent calcul CFD-FASTRANT

Fig .IV.5 Comparaison des résultats expérimentaux, et numériques.

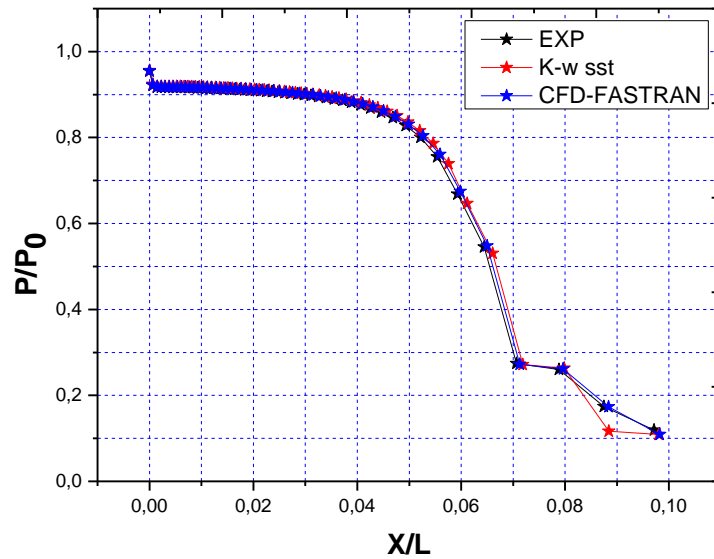


Fig .IV.6 Distribution de la pression pariétale des parois supérieures, NPR = 3.80.
Comparaison de nos résultats avec les travaux Sellam et al [1].

IV.3 Calcul du régime de Sur détente pour NPR = 3.00 (quelques propriétés)

La figure.IV.5 précédente montre 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 [3]. Ces résultats numériques et expérimentaux quasi semblables qualitativement, renferment plusieurs phénomènes physiques qui sont détectés et décomposés comme suite.

IV.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.IV.7

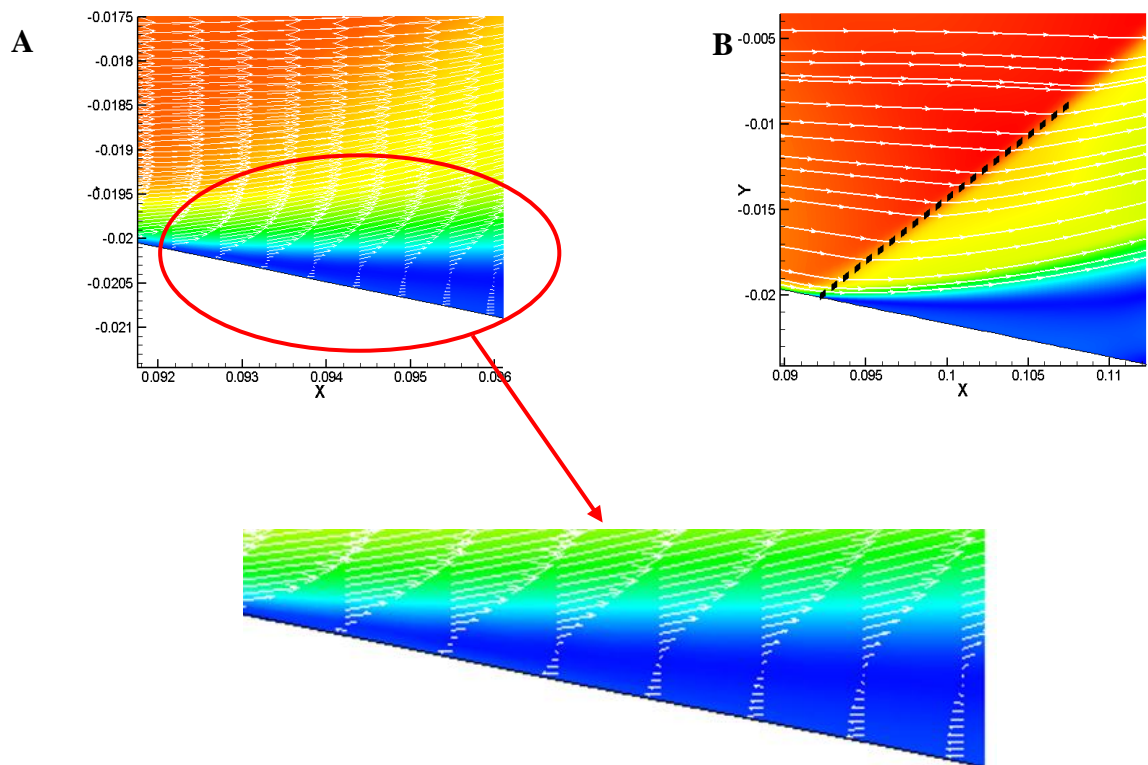


Fig.IV.7 (A)- Décollement de la couche limite.

(B)- Le choc oblique de décollement (choc de compression).

IV.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.IV.8

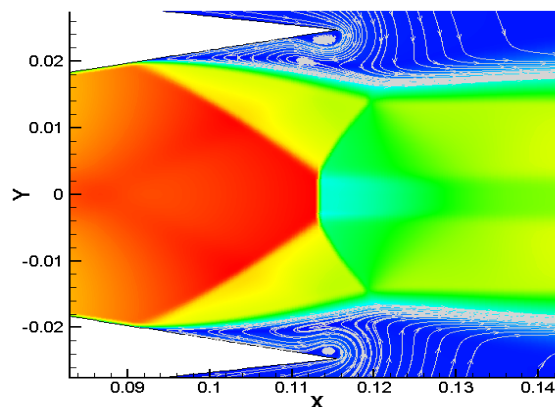


Fig.IV.8 Retour de l'écoulement.

IV.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.IV.9 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.

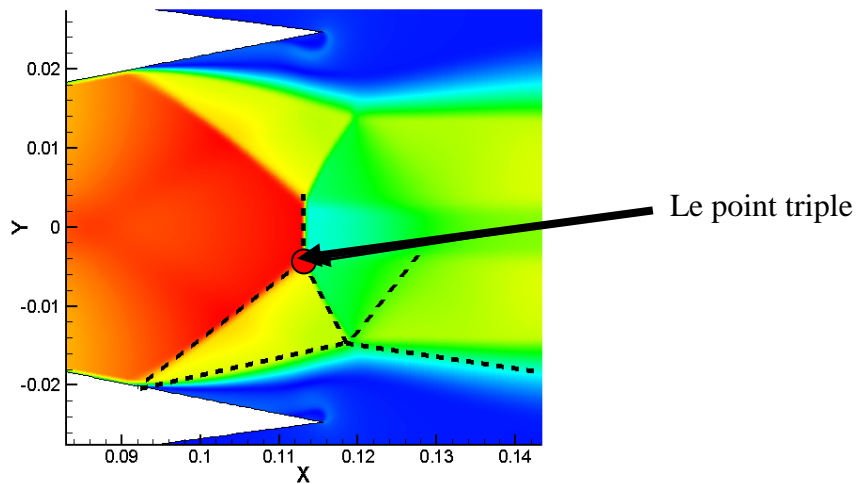


Fig.IV.9 Interaction d'onde de choc.

IV.3.4 Configuration symétriques et asymétriques de l'écoulement

Plusieurs NPRs, variant de NPR=1.8 à NPR=6, 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.IV.10) 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. [5], Bourgoing & al. [6] Reijasse & al [7], Pilinski & al. [8], et Shimshi & al. [9]. Qui explique l'existence de phénomène d'hystérésis 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_{10}/P_a pour paramétrer les calculs. Ce

phénomène a été mis en évidence expérimentalement, puis numériquement pour la première fois, par Sellam & al. [4].

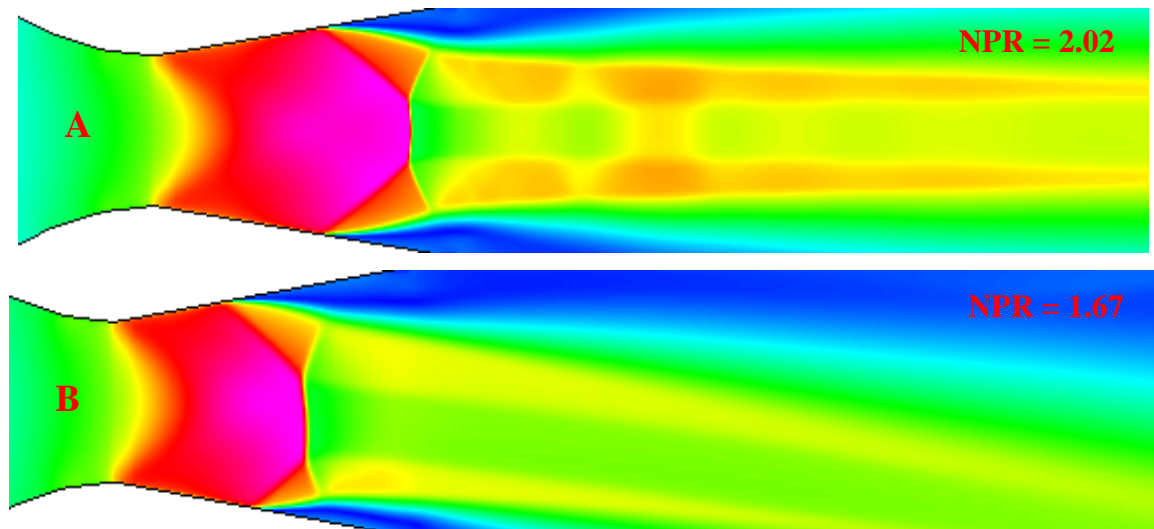


Fig.IV.10 Visualisation numérique de la configuration d'écoulement à deux NPRs différent.

A : Configuration symétrique pour $NPR = 2.02$.

B : Configuration asymétrique pour $NPR = 1.67$.

La figure.IV.11 montre de la même façon des séquences où trois régimes sont présents : recollement symétrique, décollement dissymétrique sur la paroi supérieur, et décollement dissymétrique sur la paroi inférieur. Ce phénomène est particulièrement présent pour des taux de détente faibles à très faibles avant le recollement quasi-continu de la couche limite.

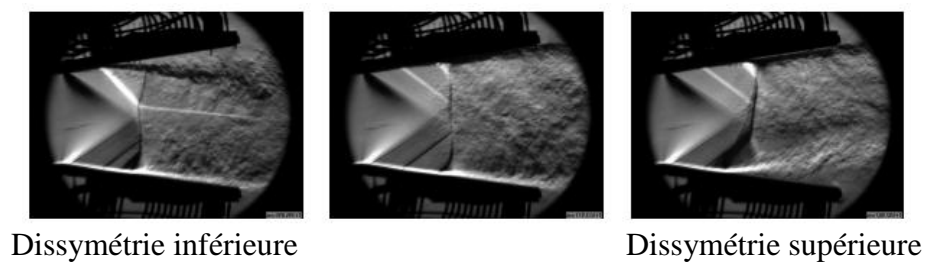


Fig.IV.11 Apparition de dissymétrie [3].

IV.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 conique de la NASA [1] . Elle est effectuée pour un taux de détente $NPR = P_{i0}/P_a$ variant de 2,41 à 6.

Afin d'étudier si l' NPR ou bien le taux de pression a la même structure lorsque croissante et/ou décroissante, la simulation a été initialisée pour $NPR = 6$, et le rapport de détente a été diminué progressivement jusqu'à $NPR = 2$, 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.IV.12. Il est clair que l'écoulement est initialement symétrique et l'interférence est une réflexion régulière. A $NPR = 3.65$ la figure montre clairement l'apparition brutale d'un choc quasi normal. La transition de la réflexion régulière vers la réflexion de Mach s'effectue et l'écoulement toujours reste symétrique lorsque le NPR diminue encore.

En revanche lorsque la valeur de l' NPR diminue encore, le cas où $NPR = 1.90$ l'asymétrie commence de se produire pour laquelle au-dessous de cette valeur la configuration symétrique n'existe plus, et lorsque la valeur de l' NPR augmente, le cas où $NPR = 2.50$, 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).

En remarque aussi que pour des taux de détente importants, $NPR = 6$, et $NPR = 3.65$, 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 mise en évidence. Dans le cas où $NPR = 2.41$ 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 1.8 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.

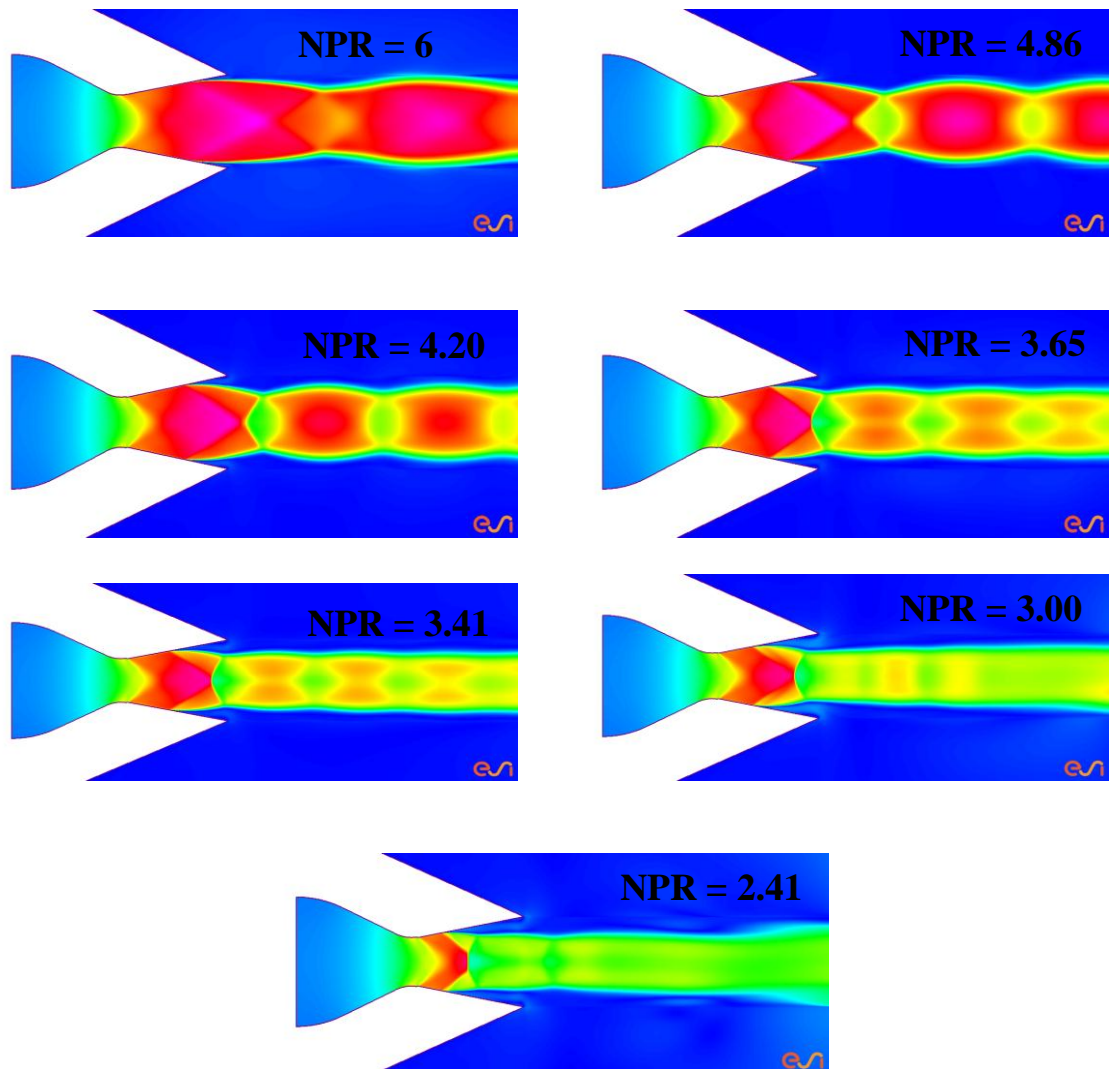


Fig.IV.12 Les iso-contours du nombre de Mach induit par variation des rapports de sur-détente NPR.

IV.4.1 Influence de décollement sur les distributions des pressions

Les pressions pariétales supérieure et inférieure sont présentés respectivement sur la figure.IV.13 A (le cas de proi supérieur), et figure.IV.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 < 3.80. 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.

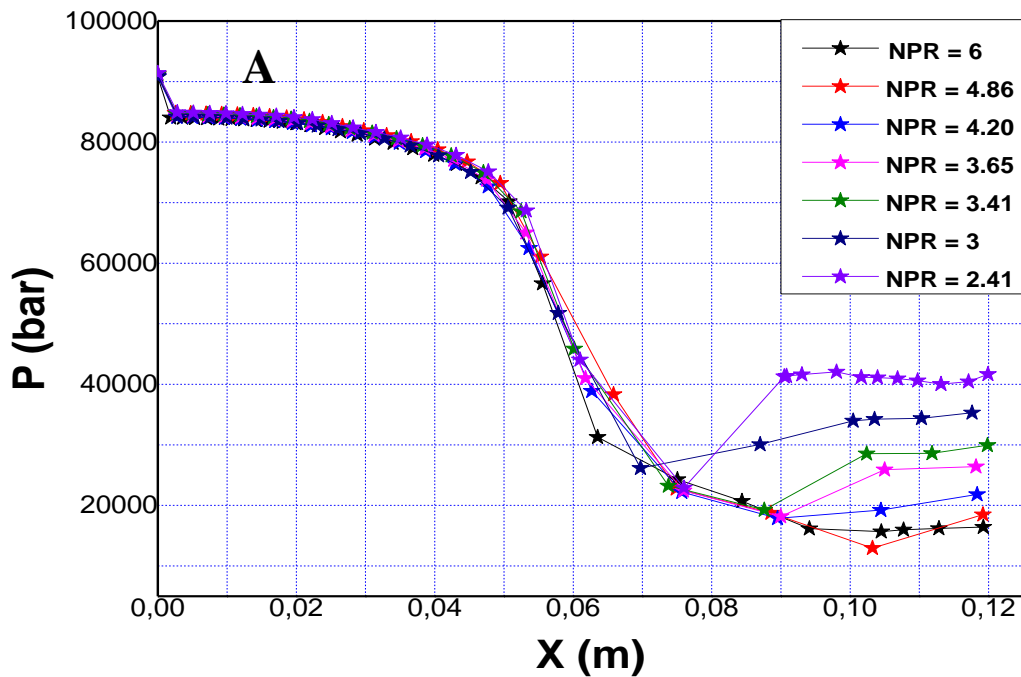


Fig.IV.13 A Comparaison des pressions pariétales pour différents NPR (prois supérieurs).

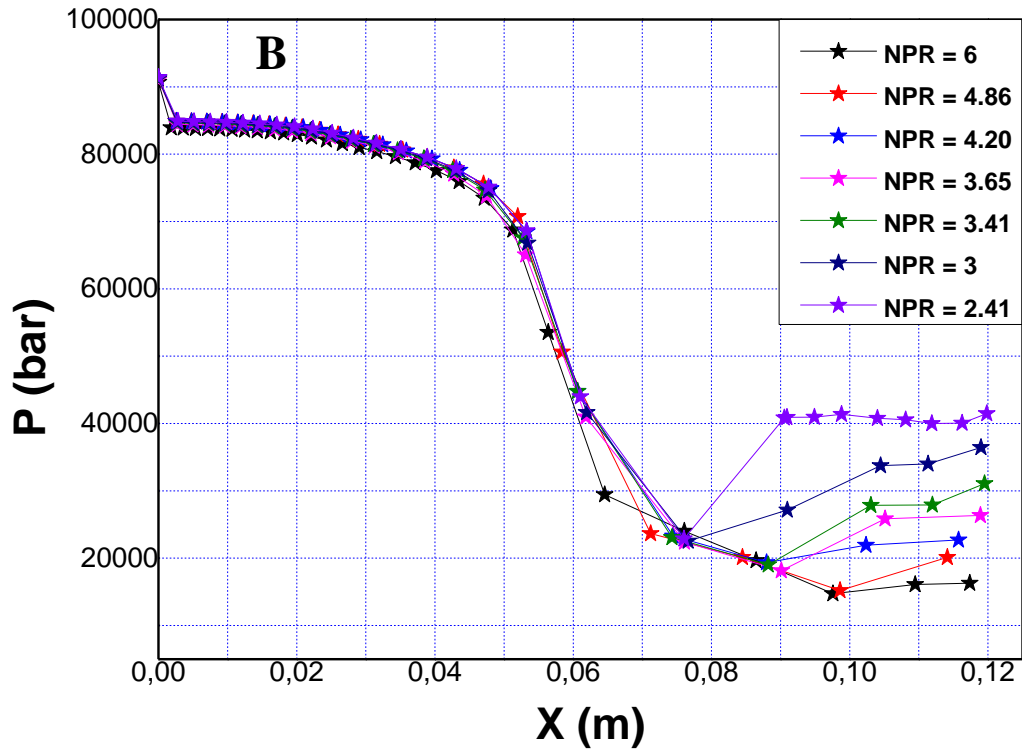


Fig.IV.13 B Comparaison des pressions pariétales pour différents NPR (prois inférieurs).

Partie II : tuyère avec injecteur

IV.5 La vectorisation fluïdique d'une poussé dans une tuyère

IV.5.1 Introduction

La technique ancienne pour orienter le jet d'un avion supersonique est la technique mécanique, elle est basée sur l'ensemble des pièces sont placées au niveau du divergent de la tuyère. Cette technique est performante mais couteuse. Plusieurs problèmes sont marqués à cet dispositif mécanique, en particulier par exemple le décollage ou l'orientation rapide de vols militaire, donc le pilotage du vol est peut difficile. Pour cette raison d'inconvénient de ce système mécanique, il y a une autre technique d'orientation ou bien de déviation le jet principal de la tuyère supersonique. Elle est à d'utiliser le fluide comme un une solution. Cette technique appelée la vectorisation fluïdique, elle est basé sur l'injection secondaire du fluide au niveau du divergent de la tuyère. Il a permet à orienter le jet principal facilement. Dans ce cas, on élimine tous les problèmes liés aux ailerons mobiles.

Cependant, la vectorisation fluïdique présente quelques inconvénients :

- ✓ L'installation délicate des fentes d'injection surtout dans les tuyères axisymétriques.
- ✓ Le débit du gaz injecté, en général soutiré de l'écoulement principal, réduit la poussée maximale du moteur au moment de la vectorisation.
- ✓ La méthode de vectorisation par choc pénalise le coefficient de poussée via les pertes de pressions totales à travers le système de chocs obliques provoqué par l'injection.

La majorité des travaux qu'a été traités le problème d'injection secondaire d'un fluide pénétrant un fluide principal sont basés sur le travail de F. W. Spaid et al [10] qui a étudié le phénomène d'interaction des jets gazeux de fentes traversant des flux externes supersoniques. Ils ont trouvé que l'écoulement supersonique traversant un jet secondaire est similaire à l'écoulement face à une marche d'une hauteur h , voir la figure .IV.14.

Quelques recherches ont été menées à cette technique de vectorisation, en particulier les travaux expérimentaux et numériques de V. Zmijanovic et al. [11], K. A. Waithe et al. [12], N. Maarouf [13] qui ont effectué des calculs numériques et analytiques, A. Achraf et al. [14] et Xin H. Zou et al [15].

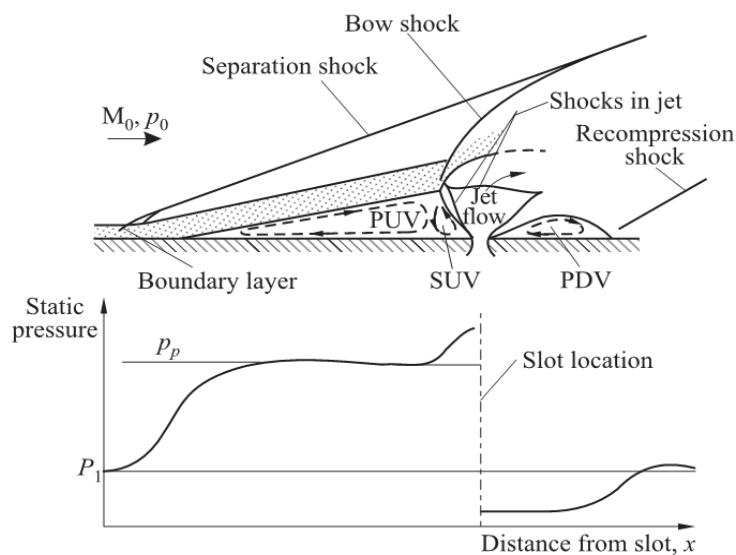


Fig.IV.14 Schéma de la distribution de modèle d'injection de fente et la pression de paroi transversale 2D d'après F. W. Spaid [10].

En basant sur cette technique et sur les travaux de K. A. Waithe pour étudier en régime stationnaire le phénomène de vectorisation fluide dans une tuyère convergente-divergente conique supersonique bidimensionnels.

IV.5.2 Définition du profil de tuyère

Une étude expérimentale et numérique dans une tuyère convergente-divergente plane 2D a été menée par Waithe et al [12]. En basant sur cette étude pour simuler le phénomène d'interaction d'ondes de choc dans une tuyère conique supersonique. En premier lieu, en effectuée une étude basant sur l'effet du rapport des pressions $NPR = P_{io}/P_a$, à $SPR = P_{inj}/P_{io} = 1$, exprimé par la pression d'injection à la pression génératrice de la chambre.

La tuyère simulée est la même tuyère utilisée dans la partie I, mais cette fois ici avec injecteur secondaire. L'injection a lieu à une distance de 0.04 m du col et la largeur de la fente d'injection est de 0.001 m.

Le modèle numérique est presque constant dans tous les calculs, en utilisant le modèle $k\omega$ -SST comme modèle de turbulence. Le type de maillage est quadrilatère non-régulier et bien raffiné dans la tuyère et sur le long de la zone de sillage (voir la figure.IV.15).

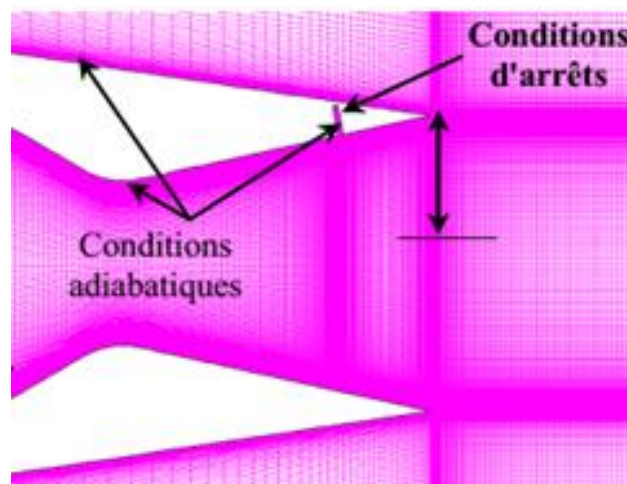


Fig.IV.15 Géométrie et maillage du domaine de calcul avec injecteur secondaire.

IV.5.3 Méthode numérique

Les simulations sont réalisées à l'aide du code CFD FASTRANT. Compte tenu de la géométrie de l'éjecteur, le domaine d'étude est considéré pour cette étude comme 2D. Une condition au limite de type pressure-inlet est imposée à l'entrée de la tuyère primaire, entrée de l'injecteur et celle de l'entrée ambiant et des conditions aux limites du type pressure-outlet fixe sont utilisées à la sortie de la tuyère. Les parois de l'éjecteur et de la tuyère sont considérées comme adiabatiques. Le maillage utilisé est de type quadrilatéral. Les équations Navier-Stokes sont résolues à l'aide du solveur density-based, avec un flux de schéma Roe-FDS second ordre. La turbulence de l'écoulement est prise en compte par le modèle RANS de type $k-\omega$ bien adaptés aux écoulements compressibles de type jets rectangulaires avec cisaillement.

IV.5.4 Validation des résultats

La validation de nos calculs est doit être basée sur la comparaison les travaux expérimentaux de Waithe et al. [12] avec celui obtenus numériquement, voir les figures IV.15 et IV.16 : La figure.IV.16 représente la strioscopie expérimentale et celui numérique, lui présenté par les contours de pression, tandis que la figure.IV.16 indiquant les évolutions de la pression pariétale de nos résultats avec ceux de [12]. On constate que globalement les résultats expérimentales et celles obtenus numériquement sont semblables et ils sont donnés des solutions similaires. Donc, les résultats suivantes seront capables à discutés sans difficulté.

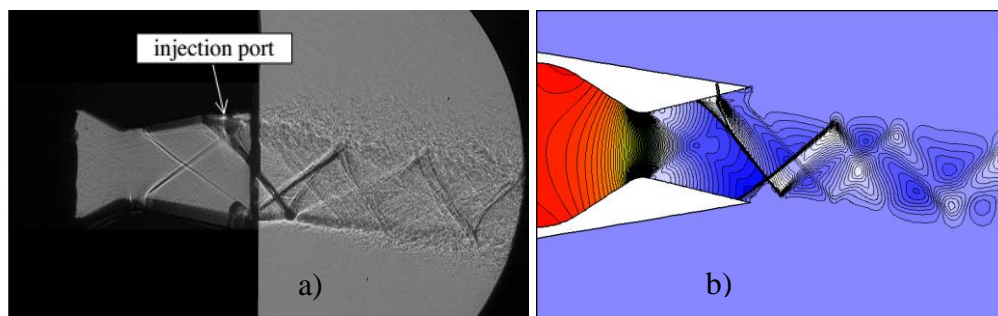


Fig.IV.16 Comparaison entre : (a) l'expérience de la NASA de Waithe et al. [12].
(b) notre calcul numérique, à NPR=4.6 et SPR=0.7.

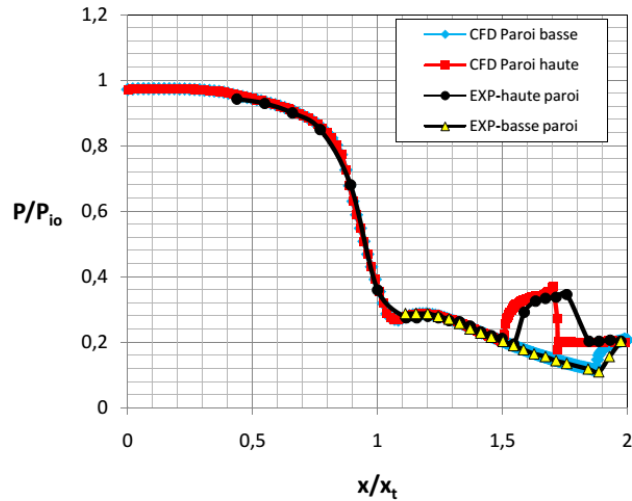


Fig.IV.17 Distribution de la pression pariétale à NPR=4.6 et SPR=0.7

IV.6 Effet du taux de pressions NPR

L'effet du taux de pressions NPR sur le jet principal de l'écoulement est représenté sur la figure.IV.18 par les iso-contours du nombre de Mach. Pour chaque rapport de pression, le décollement obtenu est libre. Elle illustre le champ aérodynamique stationnaire correspondant au rapport d'injection SPR=1. On pourra remarquer également que, quel que soit le rapport de pression, la réflexion du choc de décollement par le jet secondaire avec celui décollé par l'effet de détente isentropique sur la surface du divergent en aval du col est régulière. Ce type de réflexion est resté à apparaitre pour des valeurs du taux de détente NPR sont devient minimales jusqu'à la valeur du NPR= 3, où la réflexion de Mach est devient à apparaitre. On voit que, aussi que l'écoulement à la sortie de la tuyère est supersonique suivi par un régime d'une tuyère sur-détendue. Cette configuration traduit la nature d'un écoulement à travers une tuyère convergent-divergent.

En outre, la taille de la zone de recirculation qu'était apparaitre due au obstacle fluide est devient plus en plus large avec la diminution du rapport de pressions NPR, voir la figure.IV.19 Cette remarque s'expliquant à un taux de détente NPR important, le jet principal est poussée le jet secondaire vers la sortie de la tuyère, et elle diminue sa hauteur h . En sens contraire, lorsque l'NPR est faible, le jet secondaire est pénétré plus profondément le milieu du jet principal qui a conduit d'une hauteur du jet plus importante. Cette figure aussi mette en évidence la zone de recirculation associée au décollement et en particulier l'aspiration du fluide ambiant. On note également la présence d'un petit

tourbillon au coin de la lèvre de sortie de la tuyère conformément à d'autres résultats numériques [11][12][13].

La figure IV.20.représente l'évolution des pressions pariétales en fonction du rapport de pressions NPR à SPR=1. On constate que le point de décollement et les pressions plateaux sont bien graduées, l'un sur l'autre suivant la diminution de l'NPR, en particulier la valeur de NPR=3, donnant une position du point de décollement plus en amont par rapport aux autres. Ce décalage traduit par la zone de recirculation qui est plus grande par rapport les autres cas de NPRs. Cette constatation s'explique par la transition de la réflexion régulière (RR) avec des petites valeurs de NPR vers la réflexion de Mach (MR) qui a été détectée à NPR=3. Cette transition conduit à rendre les ondes de choc de décollement faibles.

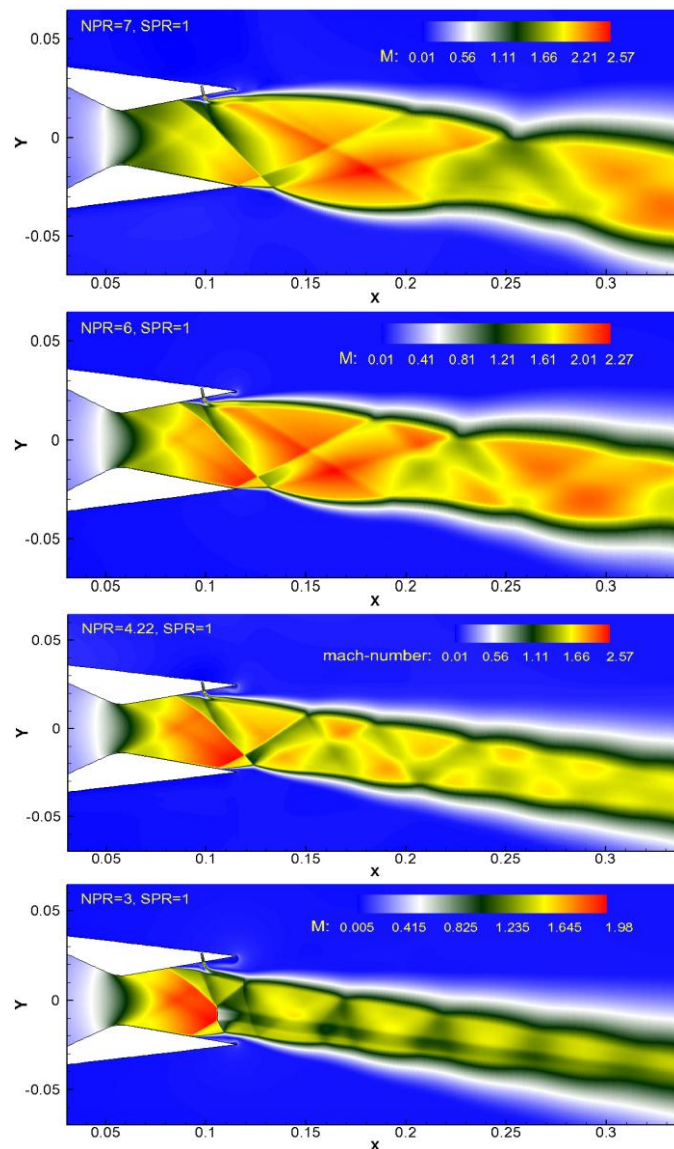


Fig.IV.18 Iso-contours du nombre de Mach en fonction du rapport de pressions NPR à SPR=1

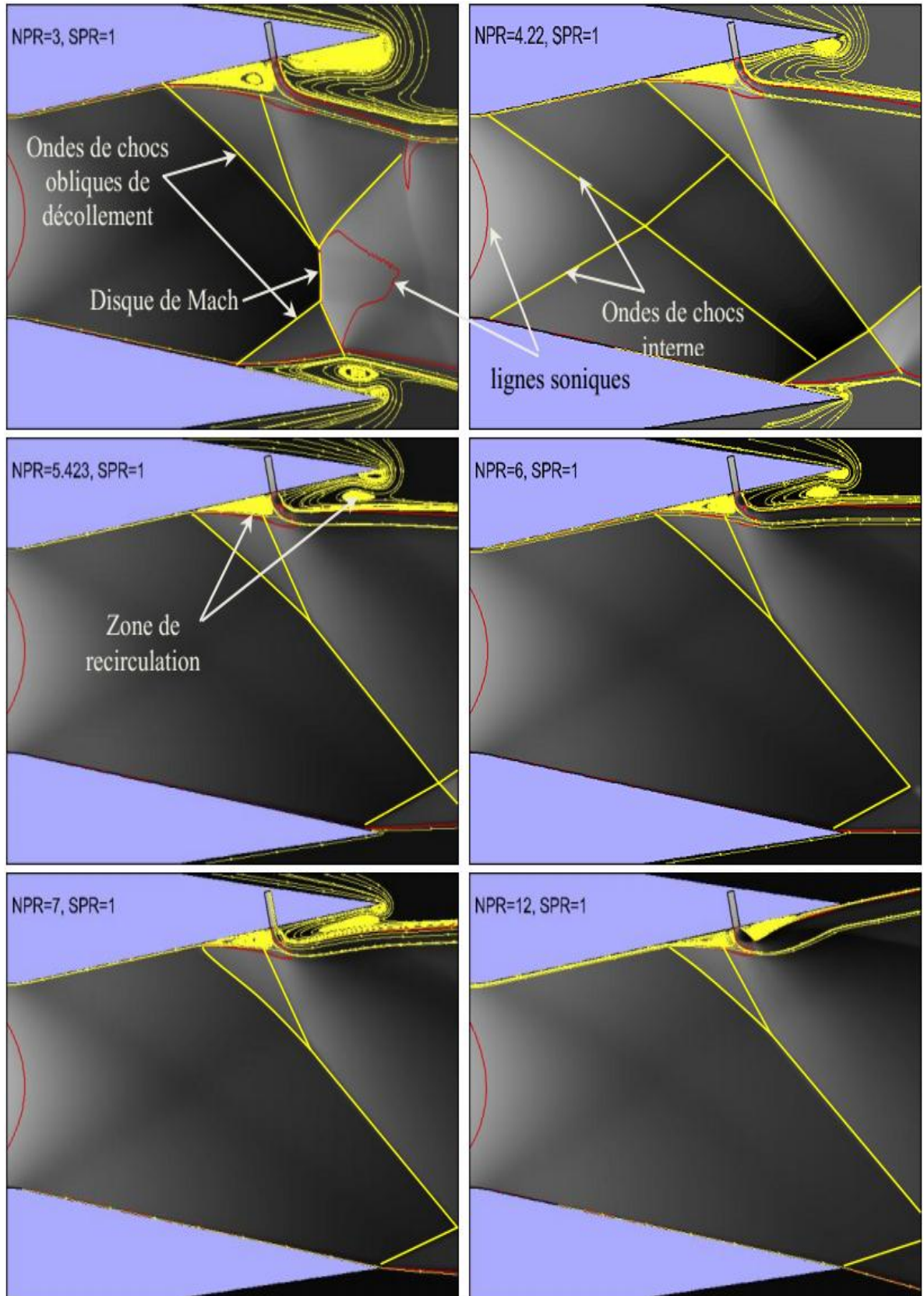


Fig.IV.19 Strioscopie numérique de nombre de Mach à SPR=1 pour différents NPR.

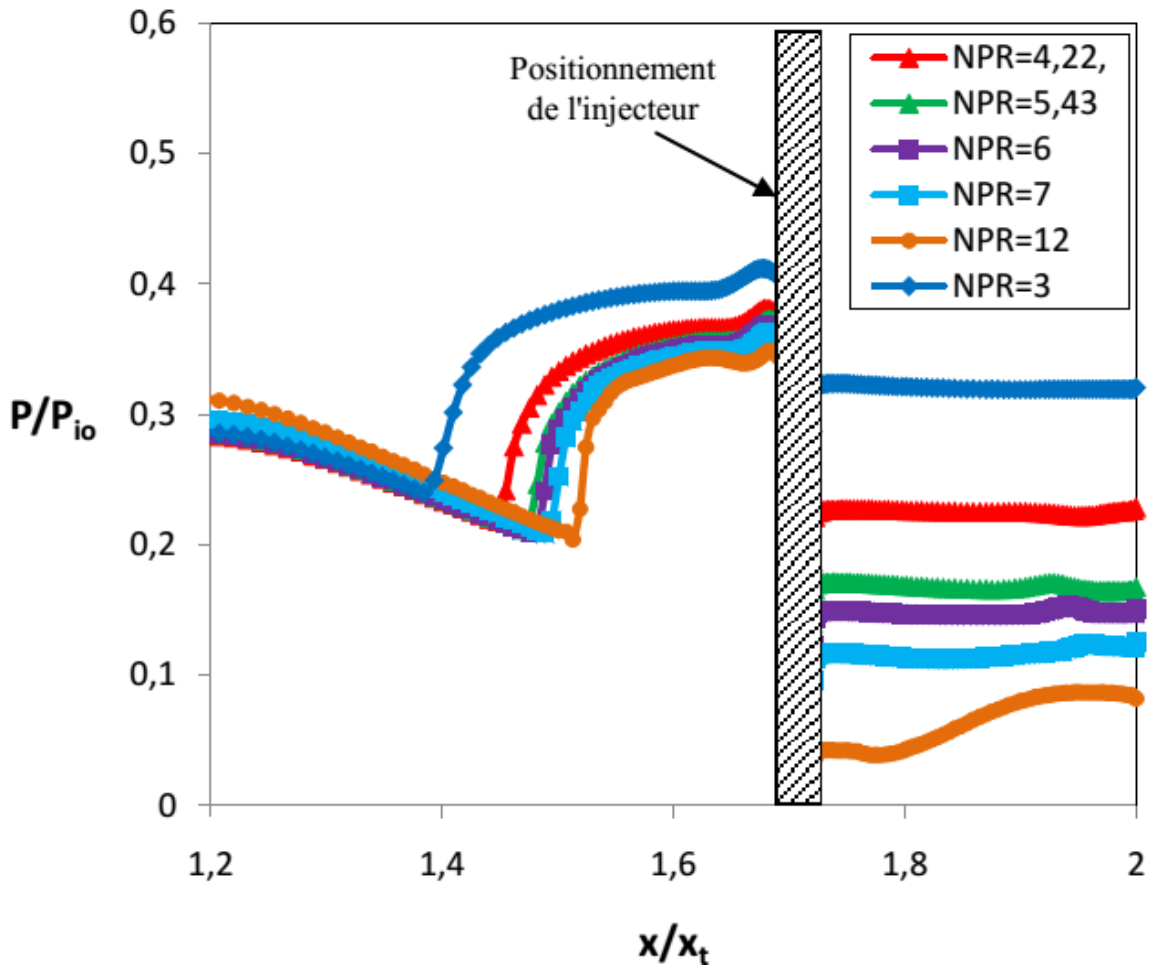


Fig.IV.20 Effet du critère de décollement sur la distribution de la pression pariétale pour différents NPR à $SPR=1$

IV.7 Conclusion

Dans cette étude, on a présenté deux calculs numériques d'écoulement turbulent bidimensionnels avec et sans injecteur pour l'investigation le phénomène de vectorisation fluide d'une poussée d'une tuyère convergente-divergente conique de la NASA. 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 vectorisation. Ils sont conformes à ceux trouvés expérimentalement et numériquement.

Référence de chapitre IV

- [1] Khaled .S. Abdol-Hamid, Alaa Elmilgui, Craig A. Hunter. Numerical Investigation of Flow in an Over-expanded Nozzle with Porous Surfaces. NASA Langley Research Center, Hampton VA 23681, JOURNAL OF CRAFT Log Number : C10862
- [2] Hunter, C.A., “Experimental, Theoretical, and Computational Investigation of Separated Nozzle Flows,” AIAA Paper 1998-3107, 1998.
- [3] Girard SEtude des Interférences de Choc dans les tuyères sur détendues a choc interne. Thèse de doctorat de l’Université Pierre et Marie Curie, ONERA-Meudon. . (2009)
- [4] Sellam M ; Fournier G, Chpoun ANumerical investigation of over expanded nozzle flows, Shock Waves January, Volume 24, Issue 1, pp 33-39. . (2014).
- [5] Lawrence R.A. Symmetrical and asymmetrical flow separation in supersonic nozzles. Research Report, No. 67-1, Southern Methodist University
- [6] Bourgoing A. and Reijasse Ph. Experimental analysis of unsteady separated flows in a supersonic planar nozzle. Shock Waves, Volume 14, Number 4, pp 251-258. (1967) (2005)
- [7] Reijasse P., Corbel B. and Soulevant D. Unsteadiness and asymmetry of shock-induced separation in a planar two-dimensional nozzle, A flow description. AIAA Paper, No. 99-3694. (1999)
- [8] Pilinski C. and Nebbache A. Unsteady Separated Two-Throat Nozzle Flows. Flow, Turbulence and Combustion, Volume 71, pp 247259. (2003)
- [9] Shimshi E., Ben-Dor G., Levy A. and Krothapalli A. 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.
- [10] Zukoski F. Spaid W., , E.E.: Study of the interaction of gaseous jets from transverse slots with supersonic external flows. AIAA J.6 (2), 205–212 (1968).
- [11] Zmijanovic V.,. Lago, L. Leger, E. Depoussay, M. Sellam, A. Chpoun, "Thrust vectoring effects of a transverse gas injection into a supersonic cross flow of an axisymmetric convergent-divergent nozzle", Progress in propulsion physics, Vol.

- 4, 227-256, 2013.
- [12] Waithe K. A. and Deere K. A. Experimental and computational investigation of multiple injection ports in a convergent-divergent nozzle for fluidic thrust vectoring. 21st Applied Aerodynamics Conference, June, Orlando, Florida 2003
- [13] N. Maarouf, "Modélisation des phénomènes dissymétriques dans le divergent des tuyères supersoniques propulsives : application a la vectorisation de la poussée" thèse de Doctorat de l'Université Dévry-Val D'essonne, France, 2008
- [14] A. Achraf, C. G. Rodriguez, A. J. Neely, J. Young, "Combination of fluidic thrust modulation and vectoring in a 2D nozzle", 48th AIAA/ASME-ASEE Joint propulsion conference and Exhibit , 30 July-01 August, Atlanta, Georgia, 2012

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. On a utilisé le modèle de turbulence de K-w 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 position de l'injecteur sur les structures globales de l'écoulement.

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

- ✓ 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.
- ✓ le point de décollement et les pressions plateaux sont bien superposés, l'un sur l'autre suivant la diminution de l'NPR.
- ✓ Lorsqu'on diminue le SPR de l'injecteur, les angles des ondes de choc augmentent. On constate aussi, une réflexion de Mach indiquée par un petit saut de pression de Mach.
- ✓ Les tailles des zones de recirculation formées en amont et entre les deux injecteurs sont grandes lorsqu'on diminue l'NPR.
- ✓ L'évolution de l'angle du jet principal est augmentée progressivement lorsqu'on diminue aussi le taux de détente.
- ✓ D'une façon générale les résultats obtenus par nos calculs numériques sont conformes avec ceux trouvés expérimentalement.

Résumé :

L'écoulement dans une tuyère sur-détendue est soumis à des ondes de choc conduisant au décollement de la couche limite. Le décollement libre peut être suivi d'un décollement restreint. Cette mémoire contribue à l'analyse du caractère du décollement dans les tuyères ainsi que la transition d'un type de décollement vers l'autre. L'investigation numérique a été effectuée par le code commercial CFD FASTRANT, en utilisant le modèle $k-\omega$ de Menter comme modèle de turbulence. Le calcul est effectué par la résolution des équations de Navier-Stokes de l'écoulement turbulent compressible bidimensionnel. Il est basé sur l'étude du phénomène de vectorisation fluide de la poussée d'une tuyère conique convergent-divergent de la NASA, dont le divergent incliné par un angle de 11.01° par rapport au axe de symétrie de celle-ci. Les résultats obtenus, donnent une bonne concordance par rapport aux ceux trouvés expérimentalement et numériquement ainsi que analytiquement. Le calcul est met en évidence le comportement d'un écoulement qui n'en pas négligé. En particulier l'apparition de la zone de décollement formant par le jet fluide et la déviation du jet principal, qui provoque les chocs de décollement.

Abstract :

The flow of over-expanded nozzle is subjected to shock waves leading to the detachment of the boundary layer. Free detachment may be followed by a restricted detachment. This memory contributes to the analysis of the character of the detachment in the nozzles as well as the transition from one type of detachment to the other. The numerical investigation was performed by CFD FASTRANT commercial code, using $k-w$ model as a model of turbulence. The calculation is performed by solving the Navier-Stokes equations of two-dimensional compressible turbulent flow. It is based on the study of the fluidic vectorization phenomenon of the thrust of a convergent-divergent cone nozzle of the NASA, whose divergent inclined by an angle of 11.01° with respect to the axis of symmetry of this one. The results obtained give a good concordance with those found experimentally and numerically as well as analytically. The calculation is highlighting the behavior of a flow that has not neglected. In particular the appearance of the separation zone forming by the fluid jet and the deviation of the main jet, which causes the shocks of separation.

الملخص:

يتعرض التدفق في فوهة مفرطة الاسترخاء لموجات صدمة تؤدي إلى إزالة الطبقة الحدودية. تساهم هذه الذاكرة في تحليل طابع الانفصال في الفوهات وكذلك الانتقال من نوع واحد من الانفصال إلى الآخر. تم إجراء التحقيق العددي بواسطة قانون CFD FASTRANT التجريبي، باستخدام نموذج M-Navier-Stokes كنموذج للاضطراب. يتم إجراء الحساب عن طريق حل معادلات Navier-Stokes الخاصة بالتدفق المضطرب القابل للضغط ثنائي الأبعاد. وهي تستند إلى دراسة ظاهرة التمرير المائع لفحوى فوهة مخروطية متقاربة متباينة في ناسا، والتي انحرفت بزاوية قدرها 11.01 درجة فيما يتعلق بمحور تناظر هذه واحدة. تعطي النتائج التي تم الحصول عليها توافقاً جيداً مع النتائج التي تم العثور عليها تجريبياً وعددياً وكذلك تحليلياً. يبرز الحساب سلوك التدفق الذي لم يتم إهماله. على وجه الخصوص ظهور منطقة الفصل التي تشكلها النفثة السائل وانحراف النفثة الرئيسية، مما يسبب صدمات الفصل.