

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



UNIVERSITE SAAD DAHLAB DE BLIDA 1
FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT DE MECANIQUE



PROJET DE FIN D'ETUDES
POUR L'OBTENTION DU DIPLOME DE MASTER EN
GENIE MECANIQUE
SPECIALITE : INSTALLATIONS ENERGETIQUES ET
TURBOMACHINES

**Etude et compréhension des écoulements
compressibles supersoniques turbulents :
applications aux tuyères des moteurs fusées**

Proposé et encadré par :

Dr. HAMAIDIA WALID: PROMOTEUR

Dr. BENTRAD HOCINE: CO-PROMOTEUR

Réalisé par :

ECH-CHERIF Elhassen

Année universitaire 2021/2022

RESUME

Le but de ce projet de fin d'études est d'étudier et simuler un nouveau type de tuyère et montrer ses avantages, en le comparant à une autre tuyère MLN vu qu'elle est la plus utilisée jusqu'à présent dans la majorité de la construction aérospatiale.

Le système d'équations régissant cet écoulement est résolu à l'aide de la méthode des volumes finis, en utilisant un modèle à deux équations de transport (SST-k- Omega), sur un maillage structuré Multi-Blocs. L'approche CFD porte sur l'analyse physique des écoulements compressibles supersoniques dans la tuyère MLN en régime sur-détente, cette approche met en évidence l'existence et l'interaction de plusieurs phénomènes physiques très complexes peuvent considérablement influencer sur les performances et la fiabilité des tuyères propulsives.

Mots clés :

Tuyère MLN, Ecoulement supersonique, tuyère annulaire, CFD, Méthode des volume finis, Méthode des caractéristiques, Décollement RSS, Décollement FSS, Equation de transport (SST-k-Omega Menter).

ABSTRACT

The purpose of this graduation project is to study and simulate a new type of nozzle and show its advantages, comparing it to another nozzle MLN since it is the most used so far in the majority of aerospace construction.

The system of equations governing this flow is solved using the finite volume method, using a model with two transport equations (SST-k-Omega), on a Multi-Blocks structured mesh. The CFD approach concerns the physical analysis of supersonic compressible flows in the MLN nozzle in over-expanded regime, this approach highlights the existence and the interaction of several very complex physical phenomena which can considerably influence the performance and the reliability of propellant nozzles.

Key words:

MLN nozzle, Supersonic flow, annular nozzle, CFD, Finite volume method, Characteristic method, restricted shock separation , Free shock separation, Transport equation (SST-k-Omega Menter)

ملخص

الغرض من مشروع التخرج هذا هو دراسة ومحاكاة نوع جديد من الفوهة وإظهار مزاياها ، ومقارنتها تم حل نظام .نظرًا لأنها الأكثر استخدامًا حتى الآن في غالبية صناعة الطيران MLN بفوهة أخرى المعادلات التي تحكم هذا التدفق باستخدام طريقة الحجم المحدد ، باستخدام نموذج مع معادلتين للنقل بالتحليل المادي للتدفقات CFD يتعلق نهج . ، على شبكة منظمة متعددة الكتل (SST-k-Omega) في نظام مفرط التوسع ، ويسلط هذا النهج MLN القابلة للانضغاط الأسرع من الصوت في فوهة الضوء على وجود وتفاعل العديد من الظواهر الفيزيائية المعقدة للغاية والتي يمكن أن تؤثر بشكل كبير على أداء وموثوقية فوهات الدفع.

الكلمات الدالة :

تدفق فوق صوتي , فوهة (ذات أقصر طول) , فوهة حلقيّة , ديناميكية الموائع الحسابية , طريقة الأحجام المحدودة , طريقة الخصائص , التباعد الحر , التباعد المقيد , معادلة النقل .

Remerciements

C'est avec mon enthousiasme le plus vif et le plus sincère que je voudrais rendre mérite à tous ceux qui m'ont soutenu et ont contribué à mener à bien mon projet de fin d'études.

Qu'ils veuillent bien trouver à travers ce manuscrit, l'expression de ma plus profonde et respectueuse reconnaissance.

Je tiens à remercier mon promoteur Mr. HAMAIDIA Walid Docteur maitre-assistant à l'Ecole des Techniques Supérieures de l'Aéronautique de Dar El-Beida /Alger, qui m'a permis de bénéficier de son encadrement tout au long de la réalisation de ce mémoire, Sa disponibilité, sa gentillesse, sa générosité, ses explications, sa bonne humeur et surtout ses qualités humaines et professionnelles ont suscité en moi une grande admiration et un profond respect.

Je voudrais également exprimer mes sincères remerciements et respects à mon enseignant monsieur ALI BENYAHIA Brahim maitre de conférence, de m'avoir témoigné de sa confiance et de m'avoir permis de bénéficier de son aide, je vous remercie monsieur pour votre qualité d'enseignement parfaite, pour tous vos encouragements, pour votre bonne humeur, pour vos conseils tout au long de ces deux dernières années.

Ma profonde gratitude et ma plus grande estime pour mes chers parents, mes sœurs et mes deux frères, pour leur soutien quotidien et leur compréhension.

Enfin, Je tiens à remercier chaleureusement mes collègues de notre spécialité, avec qui j'ai partagé le plaisir d'apprendre. Merci pour le sourire, l'aide et la gentillesse.

Références :

[01] : site officiel de la NASA.

[02] : S. Deck , « Simulation numérique des charges latérales instationnaires sur des configurations de lanceurs », PhD thesis, Université d'Orléans, 2002.

[03] : C. Pilinski, « Etude numérique du décollement en tuyères supersoniques », Thèse de doctorat, INSA de Rouen, 2002.

[04] : Thèse de Doctorat, HAMAIDIA Walid « CONCEPTION A HAUTE TEMPERATURE DES TUYERES SUPERSONIQUES TYPE ANNULAIRE »

[05] : Thèse de Doctorat, Philippe REIJASSE « Aérodynamique des tuyères propulsives en sur-détente : décollement libre et charges latérales en régime stabilisé. »

[06] : Reijasse, P., Serval, P., Hallard, R. Synthesis of 1998 Onera works in the FSCD working group. Onera RTS 49/4361A, Oct. 1999.

[07] : Thèse de Doctorat, Luca BUCCALETTO « Maîtrise du décollement de tuyère. Analyse du comportement d'une tuyère de type TOC et définition d'un nouveau concept : le BOCCAJET »

[08] : Thèse de Doctorat, HAMAIDIA Walid « CONCEPTION A HAUTE TEMPERATURE DES TUYERES SUPERSONIQUES TYPE ANNULAIRE »

[09] : Thèse de Doctorat, Luca BUCCALETTO « Maîtrise du décollement de tuyère. Analyse du comportement d'une tuyère de type TOC et définition d'un nouveau concept : le BOCCAJET »

[10]: D.Papamoschou and A. Roshko « the turbulent compressible shear layer an experimental study » journal of fluid mechanics vol 197 pp 453-477 1988.

[11]: Thèse de Doctorat Alexis BOURGOING « INSTATIONNARITE ET DISSYMETRIE D'UN ECOULEMENT SUPERSONIQUE DECOLLE DANS UNE TUYERE PLANE »

- [12] : E. Mahfoudi et A. Gahmousse « Simulation Numérique des différents régimes de fonctionnement d'une tuyère supersonique »
- [13] : Cousteix J., "Turbulence et couche limite", CEPADUES EDITIONS, 1989.
- [14] : Schwane, R., Wong, H., Perigo, D., Xia, Y. Unsteady turbulent flow predictions for separated flow in over-expanded rocket nozzles. AIAA-03-4761.
- [15] : Simpson R.L., Strickland J.H. and Barr P.W. "Features of a separating turbulent boundary layer in the vicinity of separation". Journal of Fluid Mechanics Digital Archive, 79(03):553–594, 2006.
- [16] : Serval, P. Modélisation du décollement avec et sans film de refroidissement dans la tuyère à choc interne testée à R2Ch. Programme FSCD. Onera RT 60/00144 DAFE, mars 2001.
- [17] : Bekka N. "Simulation numérique d'un écoulement turbulent autour d'une paroi courbée : Comparaison des modèles de turbulence". PhD thesis, Université de Mentouri de Constantine, 2009.
- [18] : Eric Goncalves, "Généralité sur les codes RANS en écoulement compressible", Institut National Polytechnique de Grenoble 2004.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

RESUME	I
REMERCIEMENT	III
REFERENCES.....	V
SOMMAIRE	VI
LISTE DES FIGURES.....	X
LISTE DES SYMBOLES	XII
INTRODUCTION GENERALE	01
CHAPITRE 1 :	
ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	
1.1. Introduction.....	08
1.2. Conception des divergents de tuyères supersoniques.....	09
1.2.1. Historique	09
1.2.2. Conception des profils de tuyère.....	12
1.3. Concept des tuyères à compensation d'altitude.....	16
1.3.1. Historique.....	16
1.3.2. Fonctionnement réel de la tuyère supersonique.....	17
1.3.3. Tuyère a compensation d'altitude.....	23
CHAPITRE 2 :	
AERODYNAMIQUE DES TUYERES SUPERSONIQUE	
2.1. Introduction.....	27
2.1. Configurations de décollement en régime de sur détente.....	28

SOMMAIRE

2.1.1. Processus du décollement supersonique.....	28
2.1.2. Décollement libre.....	30
2.1.3. Décollement restreint.....	32
2.2. Basculement de régime (FSS ↔ RSS).....	33
2.3. Conclusion.....	33

CHAPITRE 3

MODELISATION DES TURBULENCES

3.1. Introduction.....	36
3.2. Equations fondamentales des fluides compressibles.....	36
3.3. Equations moyennées.....	37
3.4. La couche limite	40
3.6. Couche limite avec gradient de pression.....	43
3.7. Hypothèses et lois de comportement.....	45
3.8. Méthodes et calcul numériques : Présentation du code.....	47
3.8.1. Discrétisation des équations par la méthode des volumes finis.....	48

CHAPITRE 4

RESULTATS ET INTERPRETATIONS

4.1. Introduction.....	50
4.2. Application CFD sur la tuyère supersonique à un corps central profilé.....	50
4.2.1. Domaine de calcul et conditions aux limites.....	51
4.2.2. Réalisation et sensibilité au maillage.....	52
4.2.3. Calcul du régime supersonique adapté.....	53
4.2.4. Effet de la couche limite sur M_{exit} pour la tuyère annulaire.....	60
4.3.1. Application CFD sur la tuyère supersonique MLN.....	64
4.3.2. Domaine de calcul et conditions aux limites.....	64

SOMMAIRE

4.3.3. Réalisation et sensibilité au maillage	65
4.4.1. Régime en sur-détente avec décollement naissant (NPR=10).....	67
4.4.2. Régime en sur-détente (NPR=25).....	72
4.4.3. Régime d'adaptation de la tuyère MLN (NPR40).....	74
4.4.4. Effet de la couche limite sur M_{exit} pour la tuyère MLN.....	78
CONCLUSION GENERALE.....	80

Liste Des Figures

Introduction :

Figure 1 : Groupe de recherche Européen CRISTAL.....2

Figure 2 : Phénomènes physiques dans les tuyères supersoniques Jean Déleroy ONERA... .. 5

Chapitre 1 :

Figure 1.1: Champ iso-nombre de Mach dans une tuyère idéale13

Figure 1.2: Focalisation des caractéristiques dans la région de col de tuyères TOC15

Figure 1.3: Calcul par la méthode des caractéristiques d'un tuyère TIC15

Figure 1.4: Choc interne de focalisation dans la tuyère Vulcain complètement amorcée.
Contours isobares issus d'un calcul Navier-Stokes à $\gamma=1,2$ 16

Figure 1.5: fonctionnement d'une tuyère supersonique en fonction d'altitude18

Figure 1.6: Topologie de l'écoulement à l'adaptation18

Figure 1.7: Topologie de l'écoulement en Régime de sous-détente19

Figure 1.8: Profil de pression pariétale le long de la tuyère19

Figure 1.9: Régime en sur-détente (décollement naissant)20

Figure 1.10: Régime en sur-détente (décollement étendu)21

Figure 1.11 : Tuyère à divergent extensible23

Figure 1.12: Tuyères à anneau déclencheur, a) fixe, b) éjectable, c) ablatif24

Figure 1.13: Tuyère à injection de flux secondaire, a) Injection passive, b) Injection active ...26

Figure 1.14: Tuyère à injection de flux secondaire près de la sortie, tuyère secondaire a) Galbée,
b) Aerospike (Boccajet)26

Chapitre 2 :

Figure 2.1 : Processus du décollement sur une plaque plane, Déleroy.....29

Figure 2.2 : Le décollement libre Calculs Navier-Stokes, moteur Vulcain. Etude DLR-
ASTRIUM et banc P3.2 DLR à Lampoldshausen.....30

Figure 2.3 : Le décollement restreint Calculs Navier-Stokes, moteur Vulcain. Etude DLR-
ASTRIUM et banc P3.2 DLR à Lampoldshausen.....30

Figure 2.4 : Représentation schématique du décollement libre.....31

Figure 2.5 : Loi de pression pariétale le long de la tuyère en sur-détente.....31

Liste Des Figures

Figure 2.6 : Représentation schématique du décollement restreint.....	37
Figure 2.7 : Evolution de la pression pariétale dans le cas du décollement restreint.....	37
Figure 2.8 : Basculement entre décollement libre et restreint et inversement durant les transitoires (tuyère VAC-S1 testée au FOI).....	33

Chapitre 3 :

Figure 3.1 : Evolution des composantes du frottement dans la couche limite.....	41
Figure 3.2 : Les différentes zones de la couche limite.....	43
Figure 3.3 : Ecoulement turbulent sur une plaque plane.....	43
Figure 3.4 : Évolution de la couche limite suivant le gradient de pression.....	45
Figure 3.5 : contrainte turbulente en fonction de gradient de pression.....	45
Figure. 4.6 : Volume de contrôle dans une configuration tridimensionnelle.....	48

Chapitre 4 :

Figure 4.1 : Domaine de calcul global.....	52
Figure 4.2 : Maillage du domaine de calcul global.....	52
Figure 4.3 : Le maillage à l'intérieur de la tuyère.....	53
Figure 4.4 : Les lignes Iso-vitesse dans la tuyère.....	54
Figure 4.5 : Les lignes Iso-vitesse dans la tuyère pour NPR=10.....	54
Figure 4.6 : Evolution de la vitesse au long de la tuyère.....	54
Figure 4.7 : Contours de la pression à travers la tuyère pour NPR=10.....	55
Figure 4.8 : Contours de la température à travers la tuyère pour NPR=10.....	56
Figure 4.9 : Les lignes Iso-vitesse dans la tuyère pour NPR=25.....	56
Figure 4.10 : Evolution de la vitesse au long de la tuyère.....	57
Figure 4.11 : Contours de la pression à travers la tuyère pour NPR=25.....	57
Figure 4.12 : Contours de la température à travers la tuyère pour NPR=25.....	58
Figure 4.13 : Les lignes Iso-vitesse dans la tuyère pour NPR=40.....	58
Figure 4.14 : Evolution de la vitesse au long de la tuyère pour NPR=40.....	59
Figure 4.15 : Contours de la pression à travers la tuyère pour NPR=40.....	59

Liste Des Figures

Figure 4.16 : Contours de la température à travers la tuyère pour NPR=40.....	60
Figure 4.17 : Variation du nombre de Mach de sortie de la tuyère en fonction de Y pour différents NPR.....	61
Figure 4.18 : Effet du NPR sur la topologie de l'écoulement dans la tuyère.....	63
Figure 4.19 : Domaine de calcul et conditions aux limites.....	64
Figure 4.20 : Domaine de calcul de la tuyère et conditions aux limites.....	65
Figure 4.21 : Maillage structuré multi-Blocs de la tuyère <i>MLN</i>	66
Figure 4.22 : Maillage de demi-tuyère et du milieu extérieur.....	67
Figure 4.23 : Evolution du nombre de Mach au long de la tuyère <i>MLN</i>	68
Figure 4.24 : Distribution de la pression pariétale de la tuyère <i>MLN</i>	68
Figure 4.25 : La variation de la température à travers la tuyère <i>MLN</i>	69
Figure 4.26 : Evolution de la vitesse dans la tuyère <i>MLN</i>	70
Figure 4.27 : Evolution de la vitesse horizontale dans la tuyère <i>MLN</i>	71
Figure 4.28 : Distribution de la pression statique tout au long de la tuyère <i>MLN</i>	72
Figure 4.29 : Evolution de la vitesse horizontale dans la tuyère <i>MLN</i>	73
Figure 4.30 : Evolution de la vitesse tout au long de la tuyère <i>MLN</i>	74
Figure 4.31 : Variation de la température à travers la tuyère <i>MLN</i>	75
Figure 4.32 : Evolution du nombre de Mach le long de la tuyère <i>MLN</i>	76
Figure 4.33 : Distribution de la pression pariétale de la tuyère <i>MLN</i>	77
Figure 4.34 : Variation du nombre de Mach à la sortie de la tuyère <i>MLN</i> en fonction de Y pour différents NPR.....	78

Liste des symboles :

$L_{\alpha^{\circ}, \text{cone}}$	La longueur du profil conique.
ε	Rapport de section.
r_t	Rayon de la tuyère [m]
r_{td}	Rayon de courbure aval [m]
P_a	La pression statique [bar]
P_c	La pression dans la chambre de combustion [bar]
P_1	Pression non perturbée immédiatement avant le décollement [bar]
P_2	Pression en aval du point de décollement [bar]
ρ	Masse volumique de l'air [kg/m^3].
μ_j	La composante j de la vecteur vitesse [m/s].
p	La pression statique [degré]
δ_{ij}	Le tenseur de Kronecker
τ_{ij}	Le tenseur des contraintes visqueuses [kg/m.s]
q_j	Le flux de chaleur dans la direction j .
E_t	L'énergie totale par unité de masse.
q_j	Le flux de chaleur.
K	Conductivité thermique du fluide [$W/m \times k$]
C_D, C_d, C_2, C_μ	Constantes dans les modèles de turbulence.
P_0	Pression génératrice [bar]
T_0	Température génératrice [K]
T_c	Température dans la chambre de combustion [K]

Lettres Grecque :

μ	Viscosité dynamique [kg/m.s]
φ	L'angle de déviation de l'écoulement [degré]
α	L'angle entre l'axe de la symétrie et la paroi [degré]

Abréviations :

<i>TIC</i>	Truncated ideal contour.
<i>TOC</i>	Thrust-optimized contour.
<i>TOP</i>	Thrust-optimized parabola.
NASA	National aeronautics and space administration.
DLR	« <i>Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt</i> » Le Centre allemand pour l'aéronautique et l'astronautique
ONERA	L'Office national d'études et de recherches aérospatiales.
<i>MLN</i>	Minimum Length Nozzle.
<i>CFD</i>	Computational Fluid Dynamics.
<i>SNECMA</i>	Société nationale d'étude et de construction de moteurs d'aviation.
<i>NPR</i>	Nozzle pressure ratio.
<i>RSS</i>	Restricted shock separation.
<i>FFS</i>	Far field separation.

INTRODUCTION
GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les statoréacteurs, les scramjets et les fusées utilisent tous des tuyères pour accélérer les gaz d'échappement chauds afin de produire une poussée telle que décrite par la troisième loi du mouvement de Newton. La quantité de poussée produite par le moteur dépend du débit massique à travers le moteur, de la vitesse de sortie du flux et de la pression à la sortie du moteur. La valeur de ces trois variables de débit est toutes déterminée par la conception de la tuyère.

Une tuyère est un dispositif relativement simple, juste un tube de forme spéciale à travers lequel des gaz chauds circulent. Les statoréacteurs et les fusées utilisent généralement une section convergente fixe suivie d'une section divergente fixe pour la conception de la tuyère. Cette configuration de tuyère est appelée tuyère convergente-divergente ou CD. Dans une tuyère CD, les gaz d'échappement chauds quittent la chambre de combustion et convergent vers la zone minimale, ou Col, de la tuyère. La taille du col est choisie pour étouffer le débit et régler le débit massique à travers le système. Le flux dans le col est sonique, ce qui signifie que le nombre de Mach est égal à 1 dans le col. En aval du col, la géométrie diverge et l'écoulement est étendu isentropiquement à un nombre de Mach supersonique qui dépend du rapport de surface de la sortie sur le col. L'expansion d'un écoulement supersonique fait diminuer la pression statique et la température à partir du col jusqu'à la sortie de la tuyère, de sorte que la quantité de mouvement détermine également la pression et la température à la sortie. [01]

La demande actuelle des grandes puissances et des vitesses toujours de plus en plus rapides, incite à passer au supersonique. Ce domaine du supersonique est devenu après la seconde guerre mondiale un domaine d'actualité, de concurrence et de compétitivité entre les Etats- Unis, l'Union Européenne, le Japon, la Russie et la Chine. Plusieurs organismes de recherches (NASA, DLR, ONERA, LEA-Poitier (PPRIME), LMFN-CORIA, AGARD ...), groupe de recherches Européen (CRISTAL, FSCD, ATAC, ...) agences de programmes (ESA, CNES, SNSB, JAXA, ...), et industriels (Boeing Rocketdyne, Pratt & Whitney, EADS, Lockheed Martin, Snecma Moteurs, Volvo A C, Astrium, Air Liquide, Dassault, Mitsubishi Heavy Industries, ...) travaillent sur l'amélioration des performances et la fiabilité des tuyères propulsives supersoniques, des moteurs fusées et des lanceurs spatiaux . Ce domaine de l'aérospatial constitue le point de départ vers un grand nombre d'autres domaines qui intéressent actuellement tout le monde tel que : l'internet, la télévision,

INTRODUCTION GENERALE

la communication téléphonique ainsi que tous les services fournis par les satellites artificiels en orbites géostationnaires.



Figure 1 : Groupe de recherche Européen CRISTAL.

Les écoulements compressibles à grande vitesse dans les tuyères supersoniques des moteurs-fusées ont fait l'objet d'une quantité considérable d'études expérimentales et numériques depuis la deuxième moitié du vingtième siècle après la première application opérationnelle du fameux missile Allemand V2 en 1943 suite aux travaux de l'Allemand Werner Von Braun. Ces travaux de recherche se sont poursuivis et intensifiés jusqu'à aujourd'hui dans des laboratoires de recherche spécifiques dans différents pays tel que :

INTRODUCTION GENERALE



Aux Etats-Unis

Avec les travaux de : Charles E. Tinney et al (2012) de l'université du Texas, Josef H. Ruf (2010) et Ten-See Wang (2009) (NASA Marshall Space Flight Center), Dimitri Papamosschou et al (2009) de l'université de Californie, Craig A.Hunter (1998) (NASA Langler Research Center)

, Chen, C. L. et Chakravarthy (1994) (Rockwell International Science Center), Horn, M., Fisher, S (1994), Nave L. H. et Coffey G. H. (1973) , Schmucker R. H. (1973), Roy A. Lawrence (1967) , Chapman et al (1958), Summerfield et al (1954) et Foster et Cawles (1949).



L'Union Européenne



En Allemagne

Avec les travaux de : Gerald Hagemann, Ralf Stark, Manuel Frey, Michael Terhardt, Andreas Gross, C. Weiland, Nurnberger-Genin, (Laboratoire DLR Lampoldshausen).



En Suède (Sweden)

Avec les travaux de : Jan Ostland et al (Volvo Aero Corporation).



Au Pays-bas (Netherlands)

Avec les travaux de : Richards Schwane, Yang Xia, Henry Wong et al, (EADS/Space Transportation)



En Italie

Avec les travaux de : Marcello Onofri, Francesco Nasuti, Emanuelle Martilli (Université de Rome : La sapienza) .

INTRODUCTION GENERALE



En Espagne

Avec les travaux de : José A. Morinigo (2004) , José J. Salva



En France

Avec les travaux de :

- ONERA - Meudon : Jean Déleroy (Professeur émérite), Jean-Pierre Veuillot, L. Jacquin, Sébastien Deck (2002), A Bourgoing (2002), Philippe Reijasse (2005), Arnaud Galli (2005), Sébastien Girard (2009), Pierre-Élie Weiss (2010), Bruno Sainte-Rose (2010), (Département DAFE et DAAP).
- CNES-Evry, Université d'Evry, Université Paris VI, SNECMA-Veron, IUSTI-Marseille.
- Université Poitier : T. Alziary de Roquefort (Professeur émérite), Pierre Compte, J.P. Bonnet, Stève Girard (1999), Anh Thi Nguyen (2003), T.H.Hieu (2005), H. DENIAU, Guillaume Lehnasch (2005), Afaque Shams(2010), Vincent Jaunet (2010) (Institut PPRIME, ENSMA, LEA Laboratoire d'Etudes Aérodynamiques, UMR CNRS/ENSMA 6609, 43 Route de l'Aérodrome, 86036 Poitiers Cedex, France).

CORIA-Rouen : Dany Vandromme (1983 Lille), Yann Lebret (1993),Guy Douay (1994), Erhan Solakoglu (1994), Abdellah Hadjadj (1997), E. Lefrancois (1998), S. Carpentier (1998), E.Kessy (1998), Abderrahmane Nebbache, Cyril Pilinski (2002), Anne-Sophie Mouronval (2004), Samuel Dubos (2005), Yohann Perrot (2006) , Arnab Chaudhuri (2009),A. Chinnayya, D.Taieb (2010), D.Ngomo (2010) , Ouissem Ben Nasr (2011), BenSayah Khaled , (LFMN- Laboratoire de mécanique des fluides numérique, laboratoire rattaché à l'UMR CNRS 6614 CORIA Rouen).[02]

La synthèse de ces travaux de recherche montre la coexistence, la cohabitation et l'interaction entre une grande diversité de phénomènes physiques de la mécanique des fluides. L'image strioscopique (Figure 2) montre l'une des expériences réalisées à l'ONERA sur des tuyères à échelle réduite. La structure de cet écoulement est un exemple concret et représentatif de la topologie rencontrée dans ce type d'écoulement compressible supersonique visqueux et turbulent. [03]

INTRODUCTION GENERALE

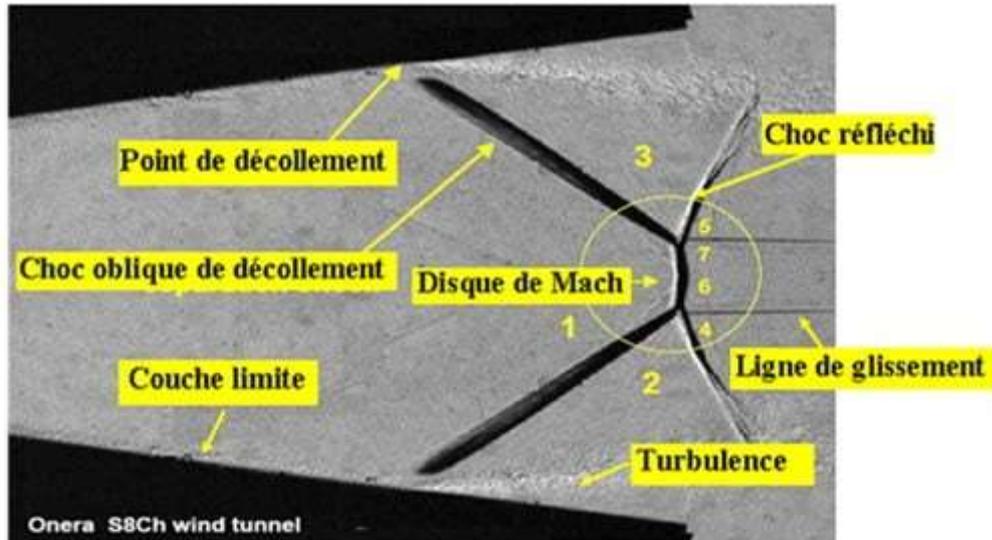


Figure 2 : Phénomènes physiques dans les tuyères supersoniques Jean Déleroy ONERA.

Dans le régime de sur détente dans les tuyères propulsives, plusieurs phénomènes physiques sont rencontrés : écoulement supersonique, couche limite, *décollement de jet*, choc oblique de décollement, choc quasi-droit (Disque de Mach), choc oblique réfléchi, point triple, ligne de glissement, écoulement de retour, zone de mélange, *interaction onde de choc couche limite*. Cette topologie d'écoulement engendre *une distribution de pression différente le long des parois de la tuyère* ce qui provoque des *oscillations* induisant *des efforts mécaniques (Charges latérales)* instationnaires en module et direction, capable *d'endommager* le divergent de la tuyère.

Les origines physiques du décollement dans les tuyères (Nozzle Flow Separation) et des charges latérales (Side-Loads) associées sont jusqu'à ce jour non maîtrisées. La prévision de ces phénomènes représente un enjeu aéronautique majeur.[03]

INTRODUCTION GENERALE

Objectifs du mémoire :

Les études expérimentales sur les écoulements compressibles supersoniques dans les tuyères propulsives, ont prouvé l'existence et l'interaction de plusieurs phénomènes physiques : jet supersonique, ondes de choc, décollement de la couche limite, l'écoulement de retour, couche de mélange visqueuse et turbulente. Ces phénomènes très complexes peuvent considérablement influencer sur les performances et la fiabilité des moteurs fusées.

Sur le plan stratégique, ces études sur les moteurs fusés veulent aussi contribuer à la consolidation et à l'amélioration de la maîtrise de la technologie des lanceurs dont un état doit se doter pour assurer son indépendance d'accès à l'espace avec le maximum de fiabilité.

Le présent travail porte sur l'analyse physique de l'écoulement turbulent décollé dans les tuyères supersoniques, fonctionnant en régime de sur-détente, en utilisant des codes en CFD soit par (ANSYS Fluent). La turbulence est modélisée par une approche statistique (URANS), en utilisant un modèle à deux équations de transport (SST Menter). Le système d'équations régissant cet écoulement est résolu à l'aide de la méthode des volumes finis sur un maillage structuré Multi-Bloc.

La discrétisation temporaire est réalisée par le schéma numérique implicite de type prédicteur-correcteur de Mac-Cormack. Alors que les flux convectifs sont discrétisés grâce aux schémas de capture des ondes de choc (Roe, Steger Warming).

Les flux visqueux sont discrétisés par un schéma du second ordre. Les résultats obtenus ont permis de retrouver les différents phénomènes observés expérimentalement.

La validation des résultats sera comparée avec celle de la tuyère à détente centrée (MLN) vu qu'elle est utilisée actuellement dans la propulsion aérospatiale, L'élaboration de ce modèle s'est appuyée sur l'analyse des résultats d'expériences dans une soufflerie supersonique (TQ AF-302) au niveau de laboratoire de propulsion et aérodynamique situé à l'Ecole Supérieure des Techniques de l'Aéronautique, dans le cadre de coopération entre l'école et l'université de Blida-1.

Le plan de travail sera étalé sur les chapitres suivants :

INTRODUCTION GENERALE

Suite à une introduction sur les tuyères supersoniques, l'étude de la problématique envisagée est réalisée en (04) chapitres, une conclusion générale.

Le premier chapitre sera consacré à une étude bibliographique détaillée, qui présente des nombreux travaux effectués dans ce domaine. Ce chapitre commence par un avant-propos suivi de trois parties dédiées respectivement : aux écoulements transsoniques dans les tuyères ; aux méthodes de conception des divergents de tuyères supersoniques et enfin, au concept des tuyères à compensation d'altitude.

Le second chapitre introduit l'aérodynamique des tuyères propulsives en sur-détente (décollement restreint et libre). L'application CFD pour les tuyères supersoniques en fonction des pressions pariétales qui se développent lors du démarrage du moteur et l'influence du film pariétal sur les caractéristiques dynamiques, acquis le long du profil et à différentes positions angulaires. Les critères du choix du maillage selon le modèle font l'objet de cette étude ainsi que le choix du modèle de turbulence utilisé.

Le troisième chapitre décrit en premier lieu à la présentation du code utilisé à travers un rappel des équations de Navier-Stokes compressibles instantanées puis moyennées et la méthode de volume fini qui est à la base de la simulation numérique des écoulements turbulents dans les tuyères propulsives.

Le quatrième chapitre est de contribuer à l'évaluation des charges latérales aérodynamiques induites par la sur-détente et le décollement de jet dans les tuyères. Les résultats obtenus portent sur la simulation numérique de l'écoulement supersonique dans les deux profils des tuyères MLN et annulaire. Les configurations de décollement libre et restreint se succèdent lorsque l'on augmente progressivement le rapport de pression (NPR). Entre ces deux types de décollement existe un phénomène d'hystérésis.

Une conclusion récapitule les phénomènes physiques mis en évidence dans l'expérience, et donne les principales caractéristiques des outils physico-théorique développés, ainsi les objectifs de PFE et les principaux résultats obtenus.

CHAPITRE I :
ETUDE
BIBLIOGRAPHIQUE

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1.1 Introduction :

La demande actuelle des grandes puissances et des vitesses très élevées incite à passer au supersonique. Après la seconde guerre mondiale le domaine de supersonique est devenu un domaine d'actualité, de concurrence et de compétitive entre les pays développés dans le monde.

Plusieurs organismes de recherches (NASA, DLR, ONERA...), groupe de recherches européen (CRISTEL, FSCD, ATAC...), agences de programmes (ESA, CNES, SNSB, JAXA...) et industrielle (Boeing Rocket dyne, Pratt & Whitney, EADS...) travaillent sur l'amélioration des performances et la fiabilité des tuyères propulsives supersoniques, des moteurs fusés et des lanceurs spatiaux.

Les écoulements compressibles à grandes vitesse dans les tuyères supersoniques des moteurs fusées ont fait l'objet d'une quantité considérable d'études expérimentales et numériques depuis la deuxième moitié du vingtième siècle après la première application opérationnelle du fameux missile Allemand V-2 en 1943 suite aux travaux de l'Allemand Werner Von Braun. Ces travaux de recherche se sont poursuivis et intensifiés jusqu'à aujourd'hui les laboratoires de recherche spécifique.

Les phénomènes physiques, comme les écoulements transsoniques bien qu'ils ont toujours été un domaine fascinant et d'une importance capitale aussi bien en théorie que dans les domaines expérimentaux et industriels, posent des problèmes mathématiques complexes difficiles. Ainsi les résultats actuels ne concernent que des cas où de tels problèmes physiques sont modélisés de façon très simplifiée. Mais les méthodes numériques développées à partir de ces analyses sont de plus en plus performantes et fournissent de nouveaux outils d'aide à la compréhension et à l'interprétation des différents phénomènes qui peuvent surgir dans les écoulements des fluides compressibles.

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1.2 Conception des divergents de tuyères supersoniques :

La conception finale d'une configuration de tuyère d'une fusée dépend de nombreuses considérations, on citera :

- La masse maximale et les limites de dimensions du moteur ;
- Les performances de refroidissement ;
- Les méthodes de fabrication, etc.

L'examen détaillé de tous ces aspects nécessite des connaissances dans plusieurs domaines de l'ingénierie. Toutefois, il convient de signaler que l'une des exigences les plus élémentaires dans la boucle de conception d'une tuyère de fusée est de minimiser le poids. Pour cela, il est conseillé de maîtriser la longueur et la surface de la tuyère.

1.2.1 Historique :

Plusieurs auteurs se sont intéressés à la conception des tuyères supersoniques depuis 80 ans et les études et recherches se poursuivent jusqu'à présent. Ces études sont développées en parallèle avec les problèmes rencontrés, les moyens disponibles en calcul et la capacité des chercheurs à entamer des problèmes sérieux.

S'agissant des tuyères supersoniques, le besoin pour les premières études était la conception pour des nombres de Mach supersoniques faible jusqu'à 2.0 environ et une température dans la chambre de combustion qui ne dépasse pas les 1000K, vu qu'il n'y a pas un développement convenable des matériaux réfractaires qui peuvent résister à des températures élevées supérieure à 1000K. Dans ce cas, les hypothèses pour lesquelles on a opté pour faire une telle conception sont celles d'un gaz parfait. Dans ce cas, le modèle mathématique adéquat devient assez simple. Il est basé sur l'utilisation de la méthode des caractéristiques. On présentera dans ce qui suit les principaux résultats de ces études en mettant l'accent sur les points forts de ces travaux.

Le premier travail effectué pour la conception des tuyères des moteurs fusés était en 1940 par Malina. L'auteur a utilisé le modèle basé sur la théorie du gaz parfait pour déterminer les caractéristiques et les performances d'un moteur fusé. Dans ce cas les

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

équations seront considérablement simplifiées. La tuyère de cet engin a été considérée comme conique et l'écoulement considéré complètement unidirectionnel.

En 1947, Sauer a développé une technique de calcul pour les écoulements supersoniques basée sur la méthode des caractéristiques précisément pour les problèmes axisymétriques. Les hypothèses utilisées sont toujours basées sur l'utilisation du gaz parfait.

Coburn et Dolph en 1949, ont développé la méthode des caractéristiques pour les écoulements supersoniques tridimensionnels. Ici le calcul est limité pour les problèmes axisymétriques. Le calcul pour une forme *3-D* quelconque n'a pas été encore développé. A titre d'information, la géométrie axisymétrique est considérée comme une géométrie quasi tridimensionnelle. C'est-à-dire elle représente une présentation en *3-D* mais le calcul peut être considéré uniquement en *2-D*.

En 1952, Ruptash a appliqué la théorie du gaz parfait pour déterminer les performances des souffleries supersoniques. On peut dire que ce travail est similaire à celui de Malina du point de vue performances des tuyères utilisées en aérospatiales et en souffleries. Après le développement des outils informatiques, Beckwith et al. ont développé en 1952 un calcul pour les tuyères axisymétriques appliqué pour un test de géométrie carré. Le premier développement pour la recherche du contour d'une tuyère plane en vue d'optimiser les performances de Malina est réalisé par Rao en 1957. Ici l'auteur a choisi la tuyère dite coquetier c'est-à-dire un raccordement entre une petite zone circulaire et autre de redressement de forme polynomiale.

Le premier calcul utilisant la méthode des caractéristiques en écoulement supersonique *3-D* pour une géométrie arbitraire a été réalisé par Rakich en 1967, ensuite par Chushkin en 1968 et par la suite par Ranson et al. En 1970. Les auteurs ont développé une méthode purement numérique. Notons ici que la seule méthode connue à l'époque pour le calcul des écoulements supersoniques était la méthode des caractéristiques. A cette époque, il est noté un petit développement en puissance des calculateurs numériques.

Le premier calcul utilisant la méthode des caractéristiques pour la conception des tuyères supersoniques *2-D* et axisymétriques était en 1978 par Sivells. La tuyère

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

développée dans ce travail était de type coquetier et le modèle de calcul utilisé c'est-à-dire les hypothèses sont toujours basées sur un gaz parfait.

Une variété de formes des tuyères supersoniques utilisées en Aéronautique sont présentées par Sutton en 1992. On trouve dans cette référence une dizaine de formes des tuyères supersoniques à détente centrée. Plusieurs travaux sont réalisés pour ce type de tuyère citons celui de Argrow et al 1988. La géométrie utilisée dans cette étude est axisymétrique. Les auteurs dans cette étude ont fait la comparaison des performances obtenues suivant le choix de la ligne sonique de départ de calcul dans le divergent de la tuyère. Toujours dans cette étude les auteurs ont utilisé le modèle du gaz parfait malgré que les résultats obtenus sont élargis jusqu'au nombre de Mach 5.00 mais sans considération de la température de la chambre de combustion.

Des applications pour d'autres types de tuyères sont présentées par Gerald et al, citons la tuyère à corps central et annulaire. La première étude de conception des tuyères 3-D de géométrie quelconque a été réalisée par Haddad et Moss en 1990. La tuyère choisie dans cette référence est de type coquetier avec utilisation du modèle de gaz parfait.

Entre 1970 et 2010 presque tous les travaux sur la conception des tuyères sont basés sur l'utilisation du modèle de gaz parfait. Ce problème est considérablement simplifié. Il considère que les chaleurs spécifiques sont constantes et ne varient pas avec la température. Cette hypothèse est valable uniquement à basse température et à faible nombre de Mach.

Le modèle développé dans cette étude à une marge supersonique jusqu'à $MS=3,00$ et des températures de la chambre de combustion allant jusqu'à $3500K$ inférieure au seuil de dissociation des molécules pour concevoir une tuyère supersonique de géométrie axisymétrique, appelée *CAN* (Cylindrical Annular Nozzle), formée par un corps central cylindrique et une paroi extérieure courbée, pour limiter et redresser l'écoulement jusqu'à la sortie de la tuyère.

Plusieurs tuyères ont été développées au fur et à mesure avec le temps. Citons une quinzaine de formes connues dans la littérature. Chacune possède des avantages et des inconvénients. Vu la simplicité du calcul, les concepteurs ont commencé avec les géométries planes jusqu'à 1970. [04]

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

1.2.2 Conception des profils de tuyère :

Les motoristes d'une fusée, contraints par une spécification limitant le poids et la longueur du divergent d'une tuyère, sont conduits, en fonction de la plage d'altitude de vol, à définir un rapport de sections et à rechercher un optimum du rapport poussé sur poids.

Plusieurs solutions ont été proposées afin de réduire la longueur de divergent, tout en s'efforçant de minimiser la perte de poussée par rapport à celle d'une tuyère idéale. Historiquement les tuyères qui équipaient les moteurs des premières fusées suborbitales étaient de faible rapport de sections et possédaient généralement un divergent conique de demi angle d'environ 15° . C'était notamment le cas de la fusée allemande V-2. Les scientifiques allemands de Peenemunde avaient mené une somme considérable de recherches sur les tuyères supersoniques, mais ils ne trouvèrent pas grand avantage à utiliser la méthode des caractéristiques pour élaborer des profils plus sophistiqués qui auraient équipés les tuyères de faible rapport de sections de leurs fusées balistiques. Après la seconde guerre mondiale, la demande continue pour augmenter les performances des moteurs fusées, d'abord pour les applications stratégiques (fusée balistique intercontinentale) puis dans le cadre de la conquête spatiale (course à la Lune, satellisation) a conduit à définir des tuyères à plus grand rapport de sections pour des moteurs fonctionnant à très hautes altitudes. Pour des tuyères à grand rapport de sections, le concept de divergent conique devient vite irréalisable eu égard sa longueur et son diamètre de sortie. Si des tuyères à divergent quasi-conique continuent d'être utilisées pour des moteurs à ergols solides fonctionnant généralement aux basses altitudes, la plupart des tuyères qui équipent les moteurs-fusées à liquides ont des profils optimisés calculés par la méthode des caractéristiques. Aujourd'hui il existe deux grandes familles de tuyères à profil optimisé : les tuyères idéales tronquées et les tuyères à profil parabolique. Les principes de conception de ces profils sont succinctement décrits ci-après. Les premières familles de tuyères qui ont équipé les moteurs fusés à ergols liquides sont les *tuyères à contour idéal tronqué*, baptisées par les motoristes européens tuyères TIC (de l'acronyme anglais qui signifie Truncated Ideal Contour nozzle). Le profil d'une tuyère TIC est obtenue à partir de celui d'une tuyère idéale de référence qui a été calculée pour engendrer dans le plan de sortie un écoulement parallèle à l'axe, de nombre de Mach uniforme ME et à la pression uniforme correspondante pE . La tuyère idéale produit la

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

détente optimale des gaz et produit le coefficient de poussée maximal lorsque la pression ambiante p_a est égale à la pression p_E , c'est à dire à la pression d'adaptation. Toutefois il est irréaliste de vouloir équiper un moteur fusée d'une tuyère idéale en raison de la masse et de l'inertie trop importantes qu'elle occasionnerait. Dans les conditions d'adaptation d'un moteur type de premier étage d'Ariane5, la longueur d'une telle tuyère représenterait 7 fois son rayon de sortie, soit 7m pour un moteur de premier étage d'Ariane 5.

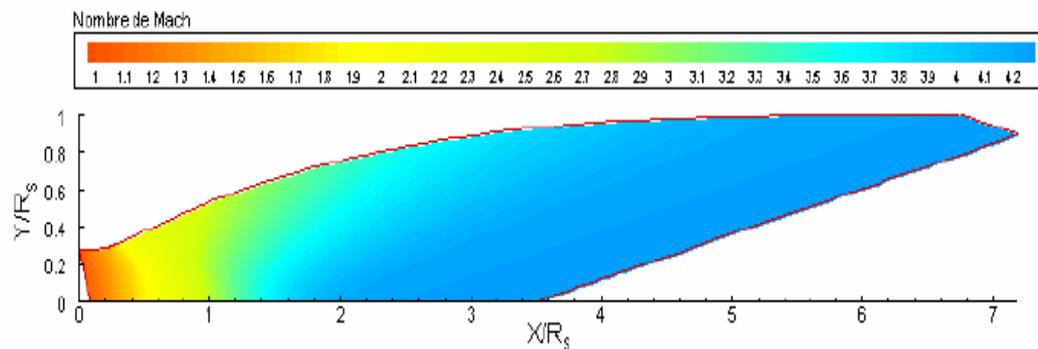


Figure 1.1 : Champ iso-nombre de Mach dans une tuyère idéale.

La dernière moitié du divergent de cette tuyère idéale ne contribuant qu'à hauteur de quelques pour cent à la poussée idéale, une telle tuyère peut donc être significativement tronquée. La pression à l'abscisse de troncature étant plus élevée que la pression en sortie de tuyère idéale, le motoriste procède à la troncature d'une tuyère idéale qui a été définie à une pression de sortie inférieure à la pression nominale. La tuyère idéale tronquée finale produit une divergence de l'écoulement à laquelle est associée une perte de poussée. Les performances produites par différentes tuyères sont données dans. Ces pertes dues à la divergence peuvent être rapidement estimées en faisant l'hypothèse d'un écoulement de source (voir annexe A). De nombreuses études systématiques dans des tuyères à divergent transsonique ont montré que des valeurs de demi angle de divergent comprises entre 15° et 20° donnaient le meilleur compromis entre performance de poussée et longueur de tuyère. A titre d'exemple les tuyères équipant les moteurs Viking du lanceur Ariane 4 sont des tuyères idéales tronquées. La deuxième famille de tuyères repose sur un calcul variationnel d'optimisation de leur contour et sont baptisées tuyères TOC de l'acronyme de la dénomination anglaise Thrust-Optimized Contour nozzle. Selon la méthode proposée par Rao [04] l'optimisation du profil de divergent des tuyères TOC utilise la méthode des multiplicateurs de Lagrange qui vise à trouver le maximum d'une

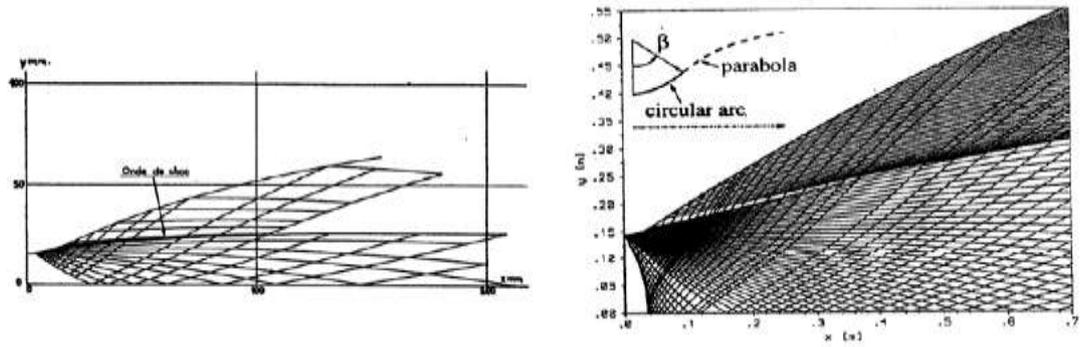
CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

fonctionnelle intégrant les expressions du débit-masse, de la poussée pour une longueur fixée du divergent de la tuyère. Dans cette méthode le profil de divergent est défini par une courbe parabolique.

A débit fixé, une tuyère TOC fournit un rapport poussée / longueur de divergent et donc un rapport poussée / poids, plus élevés que ceux d'une tuyère TIC. Toutefois ce gain d'impulsion spécifique rapporté au poids est obtenu au prix d'un écoulement propulsif moins uniforme et plus perturbé ; en effet les tuyères TOC plus courtes doivent se caractériser par un rapport de sections plus élevé pour augmenter la vitesse d'éjection de leur gaz, ce qui se traduit par un angle maximal de divergent moyen plus ouvert. L'évolution de l'angle de divergence à la paroi est plus rapide dans une tuyère TOC que dans une tuyère TIC, ce qui conduit à des variations de courbure plus importantes dans une tuyère TOC au début du divergent à l'endroit où le profil de la paroi comporte un point d'inflexion. Les variations de courbure engendrent une intense focalisation des lignes de Mach, Fig. 1.2, et il peut en résulter une onde de choc interne prenant naissance en aval du col sonique, comme l'indiquent les calculs de Rao et de Frey *et al.*

Selon un calcul simple, les conditions de formation de ce choc interne peuvent être évitées si le demi angle de divergence maximal est inférieur ou égal à la moitié de l'angle de Prandtl-Meyer correspondant à la détente au nombre de Mach nominal de la tuyère. Cette anomalie de choc de focalisation dans l'écoulement interne de tuyère était reconnue en 1963 comme pouvant donner lieu dans les régimes de sous-détentes à des instabilités d'écoulement inacceptables pour la tuyère. Plus tard Rao précise que pour un demi-angle de divergence fixé, il existe une contrainte sur la longueur minimale de divergent en dessous de laquelle la solution des équations de l'optimisation en poussée ne peut plus être trouvée sans provoquer une focalisation des lignes de Mach. Rao dénomme ces tuyères à choc interne de tuyères à écoulement discontinu en sortie.

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

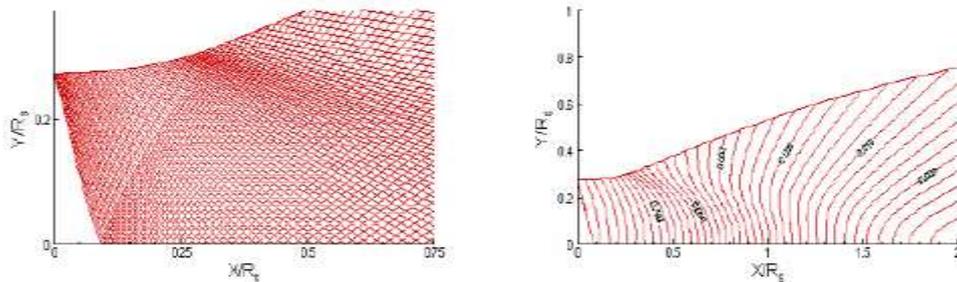


A - selon un calcul de Rao.

B - selon un calcul de Frey *et al.*

Figure 1.2 : Focalisation des caractéristiques dans la région de col de tuyères TOC.

Dans les tuyères TIC le phénomène de focalisation des caractéristiques n'est pas présent ; il est évité en adoptant des variations de courbure de la paroi au niveau du col bien moins importantes que dans les tuyères TOC mais elles induisent tout de même une région de gradient de pression comme indiqué Fig. 1.3.



A – réseau de caractéristiques au col

B - lignes isobares

Figure 1.3 : Calcul par la méthode des caractéristiques d'un tuyère TIC

La méthodologie de contour optimisé parabolique (tuyère TOC) a été appliquée aux tuyères des moteurs principaux de la Navette américaine de même qu'à la famille des tuyères Vulcain équipant l'étage principal du lanceur Ariane 5. [05]

Le choc interne présent dans la tuyère Vulcain et résultant de cette optimisation est parfaitement décrit par les lignes isobares issues d'un calcul Navier-Stokes de l'écoulement de la tuyère complètement amorcée (Figure 1.4).

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Le calcul a été effectué en gaz froid et pour un rapport de chaleurs spécifiques constant, $\gamma=1,2$ voisin de la réalité.



Figure 1.4 : Choc interne de focalisation dans la tuyère Vulcain complètement amorcée.

Contours isobares issus d'un calcul Navier-Stokes à $\gamma=1,2$

Lors du fonctionnement en sur-détente, l'écoulement d'une tuyère TOC voit une structure d'interaction de chocs très particulière entre le choc interne dû à la focalisation des lignes de Mach et le choc de décollement [06]

1.3 Concept des tuyères à compensation d'altitude :

1.3.1 Historique :

On retrouve dans cette catégorie les tuyères déployables, pour lesquelles plusieurs études numériques existent en littérature. Récemment, Sato *et al.* (2007) ont mené une campagne d'essais sur une maquette à échelle réduite, afin d'évaluer les charges latérales agissant sur la partie mobile lors du déploiement en vol. Ces charges représentent une contrainte majeure pour le dimensionnement mécanique du moteur (en particulier pour le système de déploiement et pour le divergent même).

L'impossibilité de vérifier au sol le dimensionnement du moteur dans des conditions représentatives du vol reste un point bloquant pour l'utilisation de ce type de concept, sans compromettre la fiabilité du lanceur.

Le deuxième type de tuyères appartenant à cette catégorie sont les divergents à double galbe. Beaucoup d'études théoriques et numériques existent sur ce type de tuyère

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

– Horn & Fisher (1994), Miyazawa *et al.* (2002), Nasuti *et al.* (2005), Miyazawa & Otsu (2004). Plusieurs campagnes d'essais ont été menées à échelle réduite, à la fois en gaz froid – Nürnberger-Génin & Stark (2007), Nürnberger- Génin & Stark (2008), Nürnberger-Génin & Stark (2009), Östlund & Bigert (1999), Verna *et al.* (2009), Niu *et al.* (2009), Tomita *et al.* (2009) – et en conditions représentatives du fonctionnement des moteurs fusée – Hagemann *et al.* (2002), Makoto *et al.* (2003). Le concept repose sur la possibilité de faire fonctionner la tuyère à deux régimes différents. À basse altitude, seul le premier galbe fonctionne en conditions de *full flowing*, le deuxième étant complètement décollé. À plus haute altitude, la tuyère entière fonctionne en conditions de *full flowing*. Au moment de la transition entre les deux régimes de fonctionnement, de fortes charges latérales peuvent être générées, comme indiqué dans Alziary de Roquefort *et al.* (2007). Le troisième type de tuyère appartenant à cette classe est décrite par Semenov *et al.* (2006). Ce concept repose sur la possibilité de contrôler la position du décollement de jet par injection d'un jet fluide, prélevé directement de l'atmosphère externe et introduit à l'intérieur de la tuyère par des fentes réalisées directement sur la paroi métallique. Ce concept permet, à priori, de faire fonctionner la tuyère en régime adapté à différentes altitudes de vol, permettant ainsi d'améliorer les performances globales du moteur. Une campagne expérimentale a été menée en 2006 sur une maquette à échelle réduite – Semenov (2007). Ces expériences montrent que le gain en termes de performances reste limité (de l'ordre de 1 à 3 %). De plus, l'existence de charges latérales, pendant le vol atmosphérique, et une fuite importante de gaz chauds vers l'extérieur, pendant le vol dans le vide, constituent des limitations rédhibitoires pour l'application de ce concept sur un lanceur. [07]

1.3.2 Fonctionnement réel de la tuyère supersonique :

L'approche des écoulements 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.

CHAPITRE 1 : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

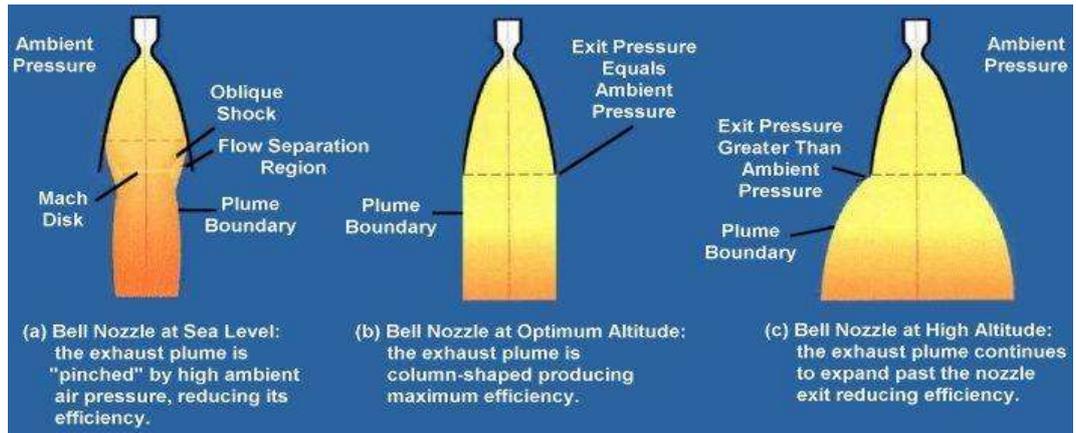


Figure 1.5 : fonctionnement d'une tuyère supersonique en fonction d'altitude.

Lorsque le col est sonique, l'écoulement dans la tuyère dépend uniquement de la pression à la sortie 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 (voir figure 1.5) :

- (a) : $P_e = P_a$, la tuyère est dite adaptée ;
- (b) : $P_e > P_a$, la tuyère est dite sous-détendue ;
- (c) : $P_e < P_a$, la tuyère est dite sur-détendue.

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, 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 (voir figure 1.6).

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

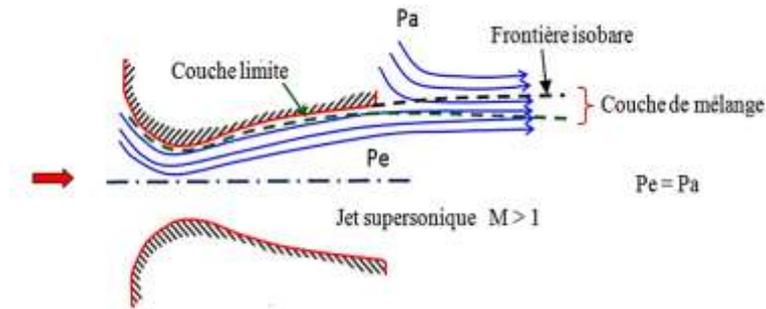
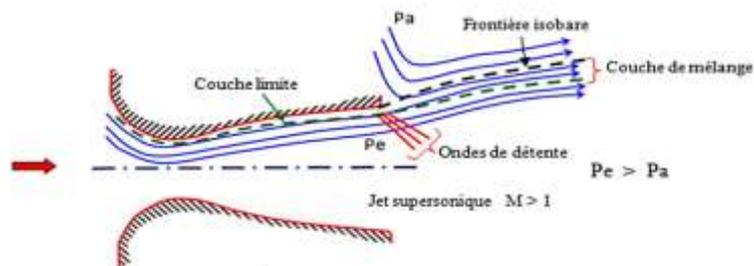


Figure 1.6 : Topologie de l'écoulement à l'adaptation.

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 continue sa détente de la pression de sortie P_e à la pression inférieure ambiante P_a . La suite de la détente du gaz est réalisée à la sortie de la tuyère par un faisceau d'ondes de détente. Vu que la pression de sortie est supérieure à la pression ambiante, 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 (voir figure 1.7).



(a) Ecoulement en régime de sous-détente.



(b) Éclatement des jets des boosters de la Navette Spatiale à haute altitude.

Figure 1.7 : Topologie de l'écoulement en Régime de sous-détente.

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

La figure 1.8 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.

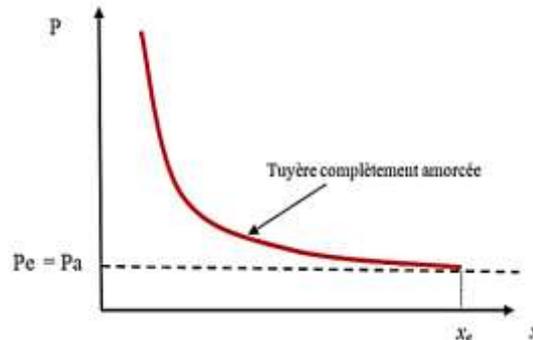


Figure 1.8 : Profil de pression pariétale le long de la tuyère.

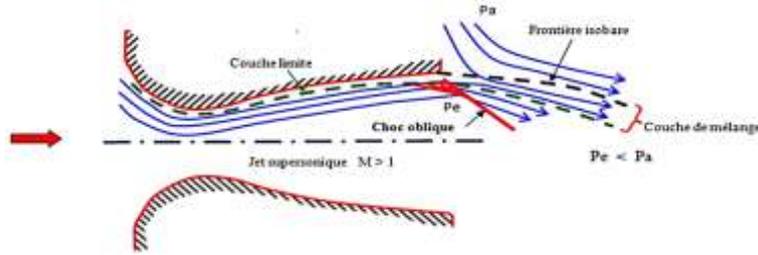
Le régime de sur-détente :

(La figure 1.10) représente le deuxième régime supersonique hors adaptation sur détendu. Ce régime se produit lorsque la pression 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 avec décollement étendu.

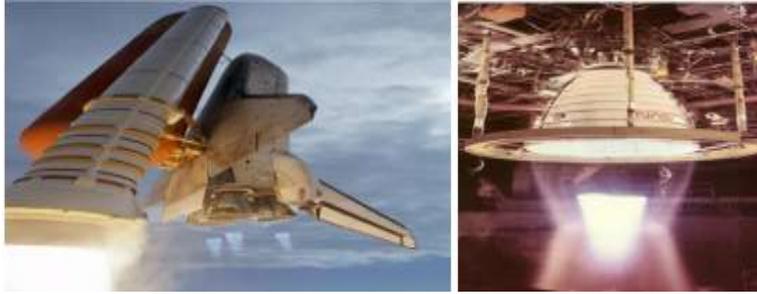
Sur-détente avec décollement naissant :

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 (figure 1.9).

CHAPITRE 1 : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE



(a) Topologie de l'écoulement en en sur-détendu (décollement naissant).



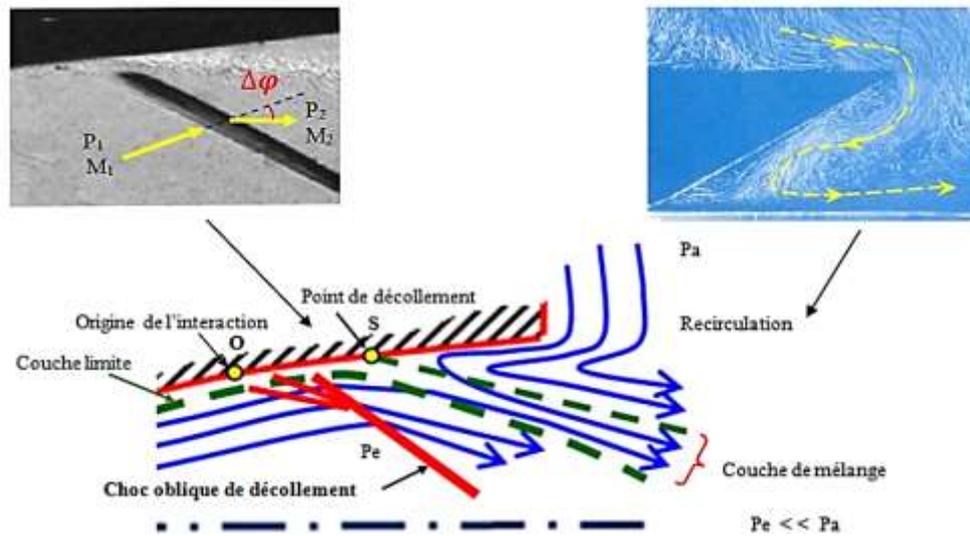
(b) Tuyère en sur-détente avec décollement naissant (Shock diamonds in Shuttle's main engine nozzles during *STS-120* launch (NASA), and during tests)

Figure 1.9 : Régime en sur-détente (décollement naissant).

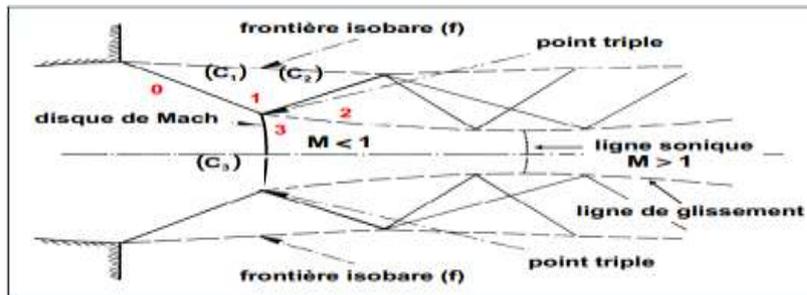
Sur-détente avec décollement étendu :

En sur-détente avec un décollement étendu, la couche limite n'est pas en mesure de supporter n'importe qu'elle valeur de contre pression. Au-delà d'une certaine valeur critique, la couche limite décolle à l'intérieur de la tuyère. Ce décollement entraîne une profonde modification de l'écoulement (voir figure (1.10)).

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE



(a) Tuyère en sur-détente avec décollement étendu.



(b) Structure d'un jet supersonique en sur-détendu (formation de disque de Mach)

Figure 1.10 : Régime en sur-détente (décollement étendu).

Le décollement ainsi créé va se produire dans un point S situé à l'intérieur de la tuyère (voir figure 1.10 (a)). 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

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

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 φ et son nombre de Mach passe de M_1 à M_2 . De 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 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 est fortement influencée par le profil de la tuyère ainsi que le rapport de pression P_c / P_a . [08]

1.3.3 Tuyère a compensation d'altitude :

Pour la plupart des recherches, les objectifs poursuivis sont la description et la caractérisation des zones de décollement, la définition de critères de conception et l'amélioration de ceux qui existent déjà afin de réaliser des tuyères capables de fonctionner au sol, en conditions de sur-détente, sans apparition de décollement de jet.

Une compilation exhaustive des critères proposés (empiriques ou semi-empiriques) a été recueillie par Stark. Toutes ces études soulignent le rôle majeur joué par la pression ambiante sur l'apparition de décollement de jet. Le rapport entre le niveau de pression statique à la paroi et la pression ambiante est souvent utilisé comme un bon paramètre de corrélation pour prédire son apparition.

Toutefois, la plupart des techniques de contrôle proposées dans ces études n'ont été testées qu'en laboratoire, sur de petites surfaces. Ces conditions ne sont pas représentatives de celles que l'on rencontre dans le moteur-fusée. Les techniques de contrôle proposées apparaissent souvent inapplicables sur ces engins, car trop complexes et inappropriées à leurs conditions de fonctionnement. Nous exposerons, ci-dessous, les différentes idées proposées pour contrôler, éviter et maîtriser ou réduire les effets de décollement.

CHAPITRE 1 : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

A. Tuyère à décollement contrôlé :

On trouve dans cette catégorie les types de concepts suivants :

A.1 Tuyère a rugosité interne contrôlée :

Ce concept prévoit la présence de secteurs angulaires à rugosité accrue sur la surface interne de la tuyère. Ce dernier a pour but de limiter les charges latérales induites par la dissymétrie éventuelle de la ligne de décollement, sans toutefois, limiter ou prévenir le décollement.

A.2 Tuyère à divergent extensible :

Elle est dite, aussi, tuyère à deux positions (Two-position nozzle), Plusieurs études numériques existent en littérature sur ce type de tuyères. Récemment, Sato et al ont mené une campagne d'essais sur une maquette à échelle réduite, afin d'évaluer les charges latérales agissant sur la partie mobile lors de déploiement en vol. Ces charges représentent une contrainte majeure pour le dimensionnement mécanique du moteur.

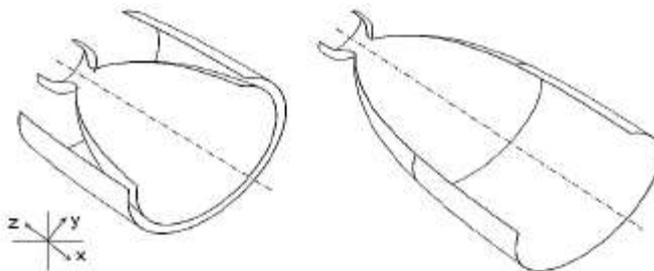


Figure 1.11 : Tuyère à divergent extensible.

L'impossibilité de vérifier au sol le dimensionnement du moteur dans des conditions représentatives du vol représente un inconvénient quant à l'utilisation de ce type de concept, sans toutefois, compromettre la fiabilité du lanceur.

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

B. Tuyère avec anneau déclencheur

Ce type de tuyères est divisé en deux catégories selon le mode de fonctionnement de l'anneau déclencheur. On trouve, ainsi :

B.1 Tuyère avec anneau déclencheur fixe

Pour contrôler le décollement de la couche limite, on fixe un déclencheur sur la paroi intérieure du divergent, ce qui a pour objet de perturber la couche limite et la faire décoller d'une manière symétrique dans les conditions de sur-détente, figure 1.12 (a). À très haute altitude (pression faible), l'écoulement se recolle derrière le déclencheur et la poussée se trouve ainsi supérieure en utilisant l'ensemble du rapport de section.

La transition entre les deux modes (basse altitude et haute altitude) dépend de plusieurs paramètres, notamment la taille de déclencheur. Cette tuyère possède pratiquement les mêmes performances que le concept double galbe. Par contre, l'existence de problèmes liés à la résistance à haute température, la fixation précise du déclencheur et la transition entre les deux modes ont affecté ses performances. Pour cette raison, l'intérêt pour ce concept a diminué depuis les années 70.

B.2 Tuyère avec anneau déclencheur temporaire

Ce concept est doté d'un déclencheur (insert) temporaire pour contrôler le décollement en mode basse altitude. Ce déclencheur est supprimé en mode de fonctionnement à vide. Par conséquent, ce dernier peut être éjectable ou ablatif respectivement (voir figure 1.12(b)). Le déclencheur peut être aussi une tuyère secondaire totale ou un insert partiel fixé à l'intérieur de la paroi de la tuyère. Ce type de déclencheurs entraîne une légère perte de performances en mode basse altitude comparativement à une tuyère galbée de même rapport de sections.

Des essais à chaud de la tuyère à déclencheur éjectable ont démontré la faisabilité de ce concept. Toutefois, il convient de souligner que ce concept est fortement dépendant d'un mécanisme fiable qui fournit un détachement brusque et symétrique de l'insert. Une éjection non symétrique entraînerait la génération de charges latérales. D'autre part, il existe un risque de collision en aval de la paroi de tuyère, car les inserts peuvent également

CHAPITRE I : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

éprouver un mouvement transversal vers la paroi. Ces limitations des inserts éjectables ont fait penser à l'utilisation des inserts ablatifs (en combustible solide consommable).

Au cours de l'ascension du lanceur, la taille de l'insert se réduit en continu jusqu'à sa consommation complète, ce qui donne en fin une tuyère galbée avec de meilleures performances en fonctionnement à haute altitude.

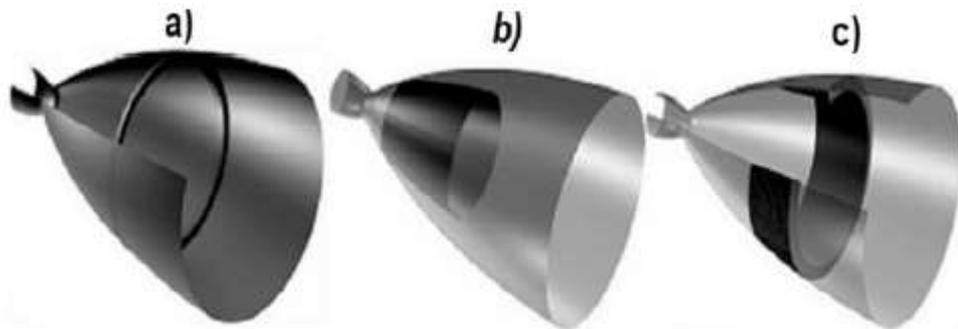


Figure 1.12 : Tuyères à anneau déclencheur, a) fixe, b) éjectable, c) ablatif.

Les principales incertitudes de ce concept sont le taux de consommation et la stabilité de l'insert. En outre, une consommation homogène, symétrique et bien définie en temps doit être garantie, en dépit d'éventuelles fluctuations locales de pression et de température près de la paroi de la tuyère.

C. Tuyère a injection de flux secondaire :

C.1 Tuyère a injection secondaire passive :

Ce concept repose sur la possibilité de contrôler la position de décollement du jet par l'injection secondaire d'un jet fluide, prélevé directement de l'atmosphère externe et introduite à l'intérieur de la tuyère par des fentes réalisées directement sur la paroi d'où l'appellation « Vented Nozzle » (voir figure 1.13 (a)). En mode hautes altitudes, ces fentes se ferment, ce qui a pour effet de faire fonctionner la tuyère en régime adapté à différentes altitudes de vol et améliorer ainsi les performances globales du moteur.

CHAPITRE 1 : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Parsley et Van-Stelle ont effectué des tests à chaud dans le but de caractériser les performances de ce concept. En 2007, Semenov et al réalisent une campagne de mesures expérimentales. Ces expériences ont montré que le gain sur le plan de performances reste limité (de l'ordre de 1 à 3 %). De plus, l'existence de charges latérales, et une fuite de gaz chauds vers l'extérieur en mode hautes altitudes, constituent des limitations rédhibitoires pour l'application de ce concept sur un lanceur.

C.2 Tuyère à injection secondaire active :

Un gaz à pression définie est injecté dans l'écoulement principal de la tuyère, normal ou suivant un angle, à partir de la paroi. L'écoulement sur-détendu peut-être, ainsi, forcé à se séparer au niveau de l'emplacement désiré (voir figure 1.13 (b)).

Sur ce concept, une expérience menée par Ward & Musical, montre qu'une grande quantité de gaz est requise pour induire une séparation significative de l'écoulement. En outre, aucune augmentation du rendement réalisée. Une autre alternative de ce concept a été proposée par Bonniot (voir figure 1.14 (a)).

L'idée principale de ce dispositif est de réduire le niveau de pression externe au niveau de la section de sortie de la tuyère. Cela implique qu'une tuyère secondaire soit positionnée près de la sortie du divergent principal.

Ce dispositif est probablement le plus prometteur, bien que la définition proposée (tuyère secondaire galbée) n'ait pas démontré une réelle efficacité : le moteur Vulcain-1 intègre en effet une des variantes proposées par l'auteur, mais sa sensibilité au décollement de jet n'est pas différente de celle des autres moteurs de même classe.

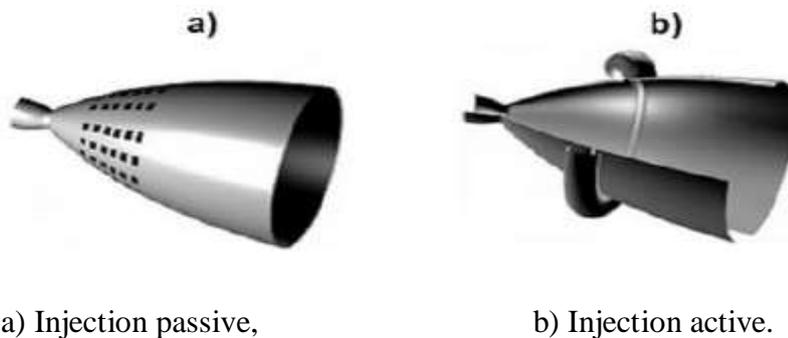
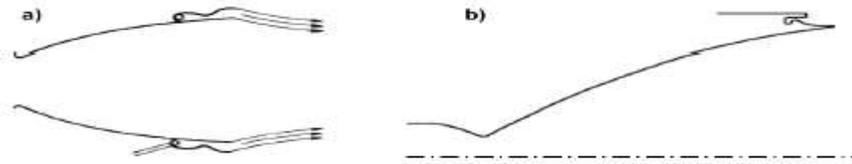


Figure 1.13 : Tuyère à injection de flux secondaire

CHAPITRE 1 : ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Récemment, Boccaletto a proposé d'installer une tuyère à corps central tronqué (Aerospike) à l'extrémité de la tuyère principale (voir figure 1.14(b)). Les expériences et les simulations numériques ont montré une potentielle amélioration de performances, néanmoins aucun résultat en fonctionnement n'est discuté.



a) Galbée, b) Aerospike (Boccajet).

Figure 1.14 : Tuyère à injection de flux secondaire près de la sortie, tuyère secondaire [09]

CHAPITRE 2 :
AERODYNAMIQUE
DES TUYERES
SUPERSONIQUE

CHAPITRE 2 : AERODYNAMIQUE DES TUYERES SUPERSONIQUE

2.1-Introduction :

Les capacités de charge utile d'un lanceur sont directement liées aux performances propulsives de ses moteurs fusés. La poussée d'un réacteur-fusée s'obtient en transformant une source d'énergie thermo-chimique, ou propergol, en énergie cinétique par combustion des ergols à pression constante dans une chambre de combustion. Pour augmenter la poussée, les gaz brûlés s'éjectant de la chambre de combustion sont accélérés à des vitesses supersoniques grâce à l'adjonction, en sortie de chambre, d'une tuyère convergente-divergente dont il faut assurer l'amorçage. Une telle tuyère, dite de Laval, n'est amorcée que si l'on obtient, selon la relation d'Hugoniot, des conditions soniques au col. En ce cas, pour une section de col A_C fixée, le débit massique des gaz \dot{m} est bloqué à sa valeur maximale et est uniquement dépendant des conditions régnant dans la chambre. Les conditions dans la chambre et au col étant fixées, la poussée F délivrée par la chambre de poussée, constituée de la chambre de combustion et de la tuyère convergente-divergente, dépend de la section de sortie A_E et de la pression ambiante p_a . En théorie monodimensionnelle d'un écoulement permanent non visqueux, la poussée s'écrit :

$$F = \dot{m}V_E + (p_E - p_a)A_E .$$

A pression chambre p_{ch} fixée, et pour une pression ambiante p_a donnée, il a été démontré, notamment par Déleroy, que le maximum de poussée est atteint si le rapport de sections A_E/A_C de la tuyère induit une pression des gaz en sortie p_E égale à la pression p_a . Une telle tuyère produisant une détente complète des gaz d'échappement à la pression ambiante p_a et formant un jet uniforme et parallèle à l'axe est appelée tuyère idéale. On dit que la tuyère est adaptée à la pression p_a , ou encore à l'altitude où règne ce niveau de pression au voisinage de la lèvre de la tuyère. A rapport de sections donné A_E/A_C d'une tuyère, correspondent donc un taux de détente nominal p_{ch}/p_E et une altitude d'adaptation $p_a=p_E$.

Les moteurs fusés actuels et futurs devant être adaptés aux hautes altitudes, le concept de tuyère idéale est exclu car il conduirait à une longueur et un poids de divergent prohibitifs. Les motoristes contraints par une spécification limitant le poids et la longueur du divergent d'une tuyère de

CHAPITRE 2 : AERODYNAMIQUE DES TUYERES SUPERSONIQUE

moteur spatial sont conduits à rechercher un optimum du rapport poussé sur poids pour un rapport de sections fixé.

Lorsque le moteur fusée d'un étage principal de lanceur doit fonctionner depuis l'allumage au sol (p_a égal à 10^5 Pa) jusqu'à de très hautes altitudes (p_a de l'ordre de 10^{-4} Pa), le rapport de sections de sa tuyère doit viser une pression d'adaptation p_a de niveau intermédiaire qui soit le plus bas possible mais de telle sorte que la sur détente au sol n'engendre pas le décollement du jet dans le divergent. Jusqu'aujourd'hui le fonctionnement en décollement de jet d'une tuyère à grand rapport de sections a été évité en raison des risques pour l'intégrité de la structure de vibrations dues aux charges latérales aérodynamiques induites par les instationnarités régnant dans un écoulement décollé. Des dispositifs de contrôle de décollement du jet ont été envisagés par les motoristes comme dans, mais ils se heurtent encore aujourd'hui au respect de spécifications industrielles.

La nécessité actuelle d'accroître les performances propulsives d'un lanceur conduit au principe général d'augmentation du rapport de sections des tuyères de ses moteurs fusés, pour augmenter la détente des gaz et l'impulsion spécifique, tout en respectant les spécifications de masse et d'encombrement. Les concepts de tuyère actuellement étudiés ou envisagés dépendent de la plage d'altitude de fonctionnement[10].

2.1. Configurations de décollement en régime de sur détente :

2.1.1. Processus du décollement supersonique :

Le phénomène de décollement est profondément lié au comportement dynamique de la couche 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.

Une expérience d'un décollement de l'écoulement supersonique sur une paroi plane est réalisée par Jean Déleroy où il a relevé les points suivants (figure 2.1) :

CHAPITRE 2 : AERODYNAMIQUE DES TUYERES SUPERSONIQUE

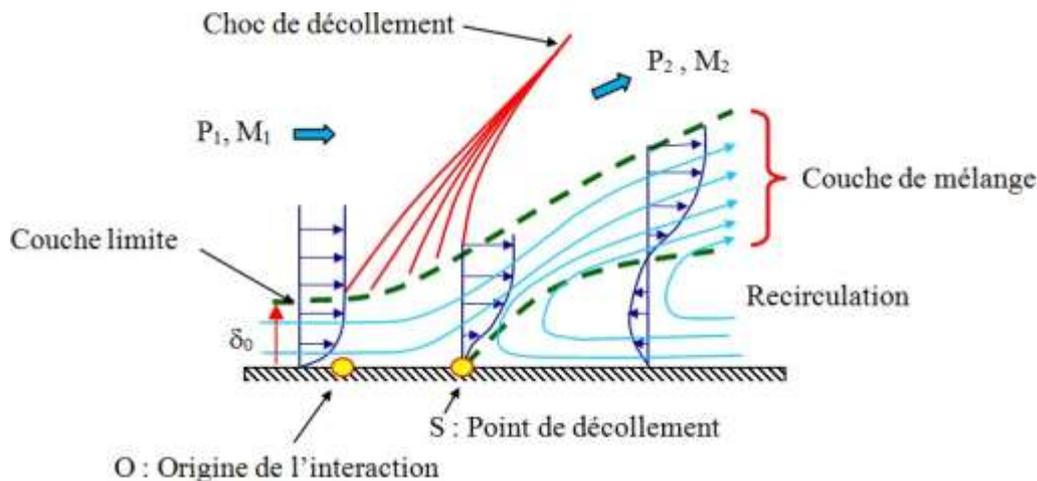


Figure 2.1 : Processus du décollement sur une plaque plane, Délery.

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

Conclusion :

$$\text{Décollement de la couche limite} \quad \Rightarrow \quad \tau_w = 0$$

CHAPITRE II : AERODYNAMIQUE DES TUYERES

Les études expérimentales et numériques montrent l'existence de deux types différents de décollements à l'intérieur des tuyères : le décollement libre (figure 2.2) et le décollement restreint (figure 2.3).

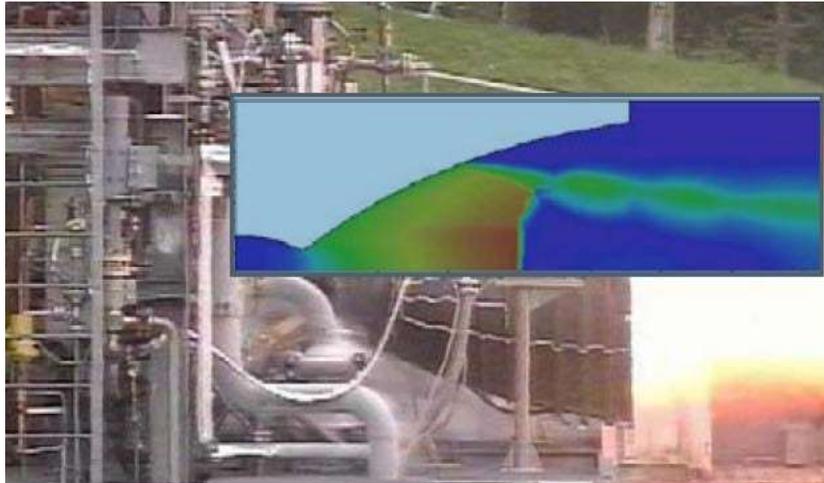


Figure 2.2 : Le décollement libre Calculs Navier-Stokes, moteur Vulcain. Etude DLR-ASTRIUM et banc P3.2 DLR à Lampoldshausen

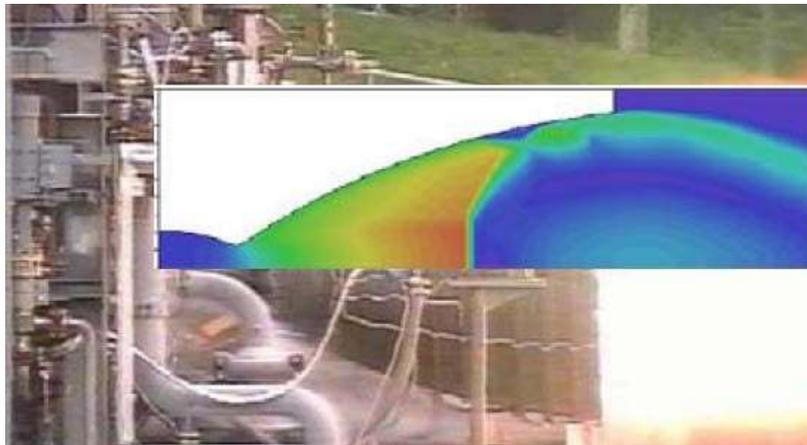


Figure 2.3 : Le décollement restreint Calculs Navier-Stokes, moteur Vulcain Etude DLR-ASTRIUM et banc P3.2 DLR à Lampoldshausen.

2.1.2. Décollement libre :

La couche limite décolle à l'intérieur du divergent sous l'effet du gradient de pression adverse. Le décollement libre désigné par FFS (Free Shock Separation) apparaît lorsque l'écoulement décollé s'éjecte librement de la tuyère (figure 2.4). La configuration du

CHAPITRE II : AERODYNAMIQUE DES TUYERES

décollement libre peut apparaître dans toutes les tuyères, idéales tronquée ou optimisée à contour parabolique en régime de sur-détente.

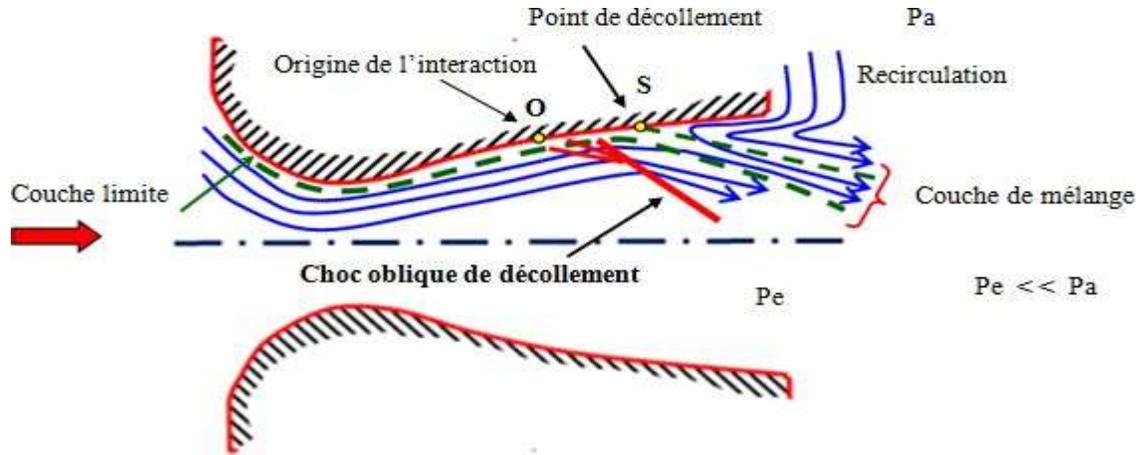


Figure 2.4 : Représentation schématique du décollement libre.

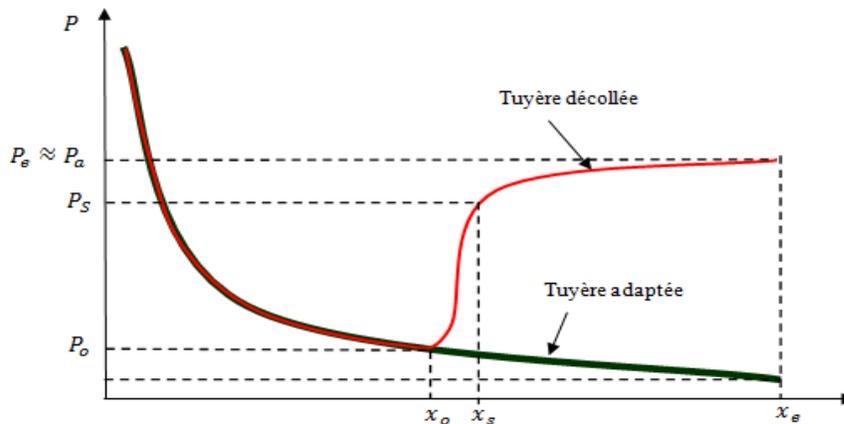


Figure 2.5 : Loi de pression pariétale le long de la tuyère en sur-détente.

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 (2.5). 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 O et S désignée par la zone d'interaction libre, il se produit une

CHAPITRE II : AERODYNAMIQUE DES TUYERES

croissance très rapide de la pression dû 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 P_a .

2.1.3. 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) (Figure 2.6). 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.

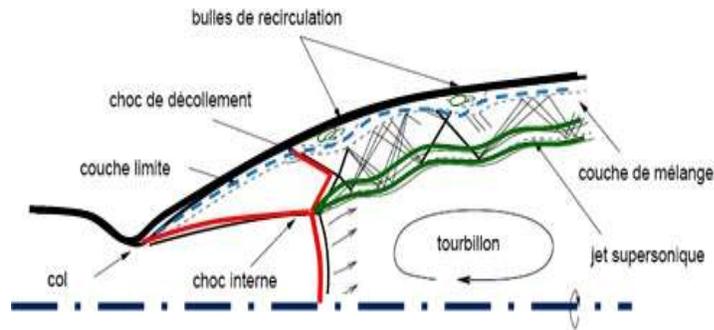


Figure 2.6 : Représentation schématique du décollement restreint.

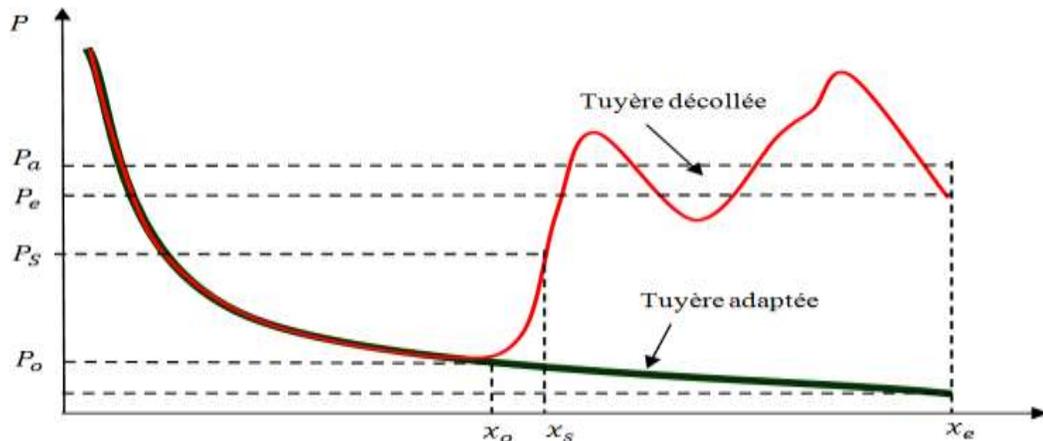


Figure 2.7 : Evolution de la pression pariétale dans le cas du décollement restreint.

Pour certains rapports de pression, la couche limite décolle puis recolle rapidement sur la paroi de la tuyère. L'évolution de la pression pariétale en aval du décollement est marquée par une succession de détente et de recompression, la pression pariétale dépassant parfois la pression ambiante (figure 2.7). 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

CHAPITRE II : AERODYNAMIQUE DES TUYERES

supersonique. [11]

2.2. Basculement de régime (FSS ↔ RSS) :

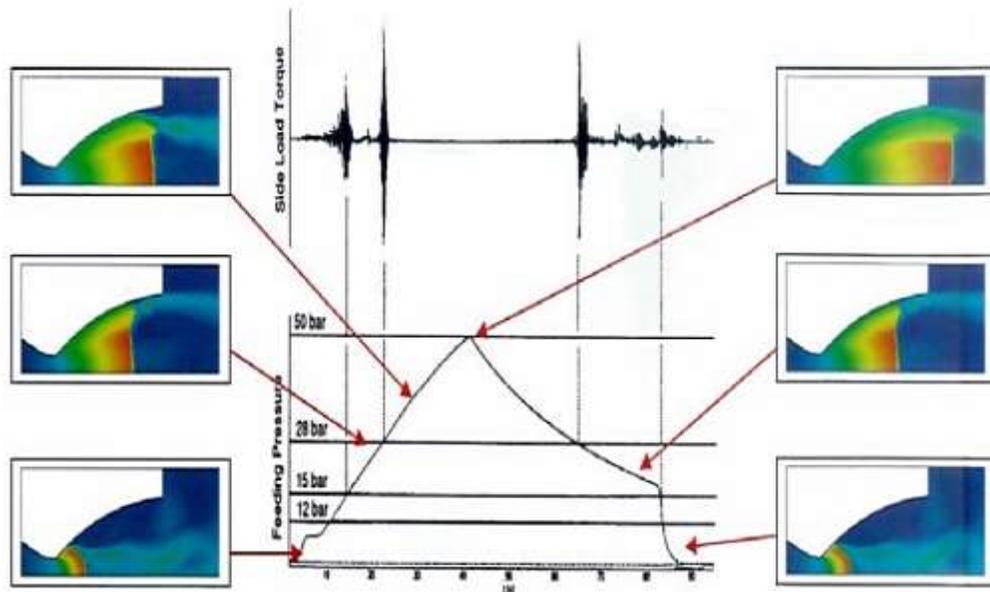


Figure 2.8 : Basculement entre décollement libre et restreint et inversement durant les transitoires (tuyère VAC-S1 testée au FOI)

Le phénomène de la transition entre décollement libre et décollement restreint (FSS↔RSS) se produit pendant les deux phases d’amorçage et d’extinction des moteurs fusées pour un rapport de pression NPR bien défini. Si le basculement du régime de décollement libre vers un régime de décollement restreint (FSS↔RSS) se produit au démarrage, le basculement dans le sens inverse (RSS↔FSS) se produit durant la phase d’extinction du moteur. Comme nous venons de le voir, le décollement restreint se caractérise par une zone de recirculation fermée, où les pressions sont inférieures à la pression ambiante. Pendant le phénomène de transition, cette zone de recirculation se referme et s’ouvre cycliquement, accompagnée d’une augmentation ou de chute de la pression dans la zone de retour selon l’ouverture ou la fermeture de la zone de recirculation. Cette transition cyclique

CHAPITRE II : AERODYNAMIQUE DES TUYERES

est connue dans la littérature spécialisée sous le nom de « end effect » (voir Figure 2.8).

2.3. Conclusion :

Dans le cas du régime de sur-détente dans les tuyères supersoniques optimisées en poussée, les études expérimentales et numériques ont révélées la coexistence et la cohabitation d'une grande diversité de phénomènes physiques. Les trois régimes d'écoulement : le régime subsonique, sonique et supersonique sont présents dans différentes zones du divergent. La couche limite du divergent enregistre un gradient de pression adverse. Lorsque ce dernier dépasse un certain seuil, la couche limite décolle de la paroi. Ce décollement est généralement de type décollement FFS et parfois de type RSS. Chaque type de décollement engendre une distribution de pression pariétale particulière. Un autre phénomène propre aux écoulements supersoniques se manifeste. Ce phénomène particulier est les ondes de choc. Différentes formes de chocs peuvent être rencontrées : les ondes de chocs droites, obliques, et les ondes de détente de Prandtl-Meyer. Ces chocs forment des structures particulières telles que : les réflexions régulières, les réflexions singulières et la structure de chocs en chapeau. L'interaction de ces différents phénomènes instationnaires entraîne des efforts mécaniques sur la paroi de la tuyère qui peuvent causer des vibrations et des déformations dans les tuyères. Ces efforts mécaniques appelés charges latérales (side-loads) constituent un problème crucial et contraignant dans la conception de la structure de la tuyère.

La problématique des charges latérales dans les tuyères propulsives des moteurs fusées reste un des enjeux majeurs dans l'industrie aérospatiale. En effet, lors des phases de démarrage et d'extinction des moteurs fusées, la structure interagit avec l'écoulement principal qui est siège de phénomènes physiques très complexes, conduisant ainsi à la génération des effets aéroélastiques qui peuvent amplifier davantage les charges latérales. En considérant cette problématique relevant du domaine multi physique, recours aux simulations numériques couplées paraît légitime et indispensable afin d'alléger le plan d'expérience, jugée chère et coûteuse. Cependant, pour des problèmes complexes tels que le calcul couplé pour des tuyères axisymétriques en écoulement turbulent, même avec un déploiement de grands moyens de calcul, le temps nécessaire pour achever ce type de simulation numérique reste exorbitant.

CHAPITRE II : AERODYNAMIQUE DES TUYERES

Finalement, il apparait clairement que :

- Les phénomènes rencontrés dans les tuyères supersoniques sont multiples et très complexes.
- Les topologies des écoulements ainsi que et les répartitions de la pression à la paroi de la tuyère, sont différentes suivant le profil et le rapport des pressions de fonctionnement de la tuyère.

Donc, il faut s'attendre à des difficultés dans la modélisation et la simulation numérique de ces écoulements compressibles dans les tuyères supersoniques. [12]

CHAPITRE 3 :
MODELISATION
DES TURBULENCES

CHAPITRE 3 : MODELISATION DES TURBULENCES

3.1 Introduction :

Ce chapitre est consacré en premier lieu à la présentation des modèles physiques et mathématique de la mécanique des fluides à travers un rappel des équations de Navier-Stokes compressibles instantanées puis moyennées qui sont à la base de la simulation numérique des écoulements turbulents dans les tuyères supersoniques.

Les équations de Navier-Stokes sont uniquement celles qui expriment la variation de la quantité de mouvement auxquelles on y ajoute les équations de conservation de la masse et de l'énergie. Ainsi, pour un écoulement de fluide visqueux, compressible en négligeant les forces volumiques extérieures (pesanteur, etc.).

La discrétisation de ces équations est ensuite illustrée en utilisant la méthode des volumes finis, utilisée dans le code du calcul numérique (*ANSYS-Fluent*). En deuxième lieu, nous exposerons les modèles de turbulence utilisés dans notre étude : Baldwin-Lomax, Spalart-Allmaras, $k-\varepsilon$ et $k-\omega$. Enfin, nous présenterons les différentes étapes suivies lors des simulations numériques (maillage, conditions initiales et aux limites, propriétés du gaz, convergence et post-traitement).[13]

3.2. Equations fondamentales des fluides compressibles :

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

Equation de conservation de la masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_j) = 0 \quad 3-1$$

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

Equation de conservation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho u_i u_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} (-p \delta_{ij} + \tau_{ij}) \quad 3-2$$

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

Equation de conservation de l'énergie :

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

Où q_j est le flux de chaleur dans la direction j , E_t l'énergie totale par unité de masse, qui s'exprime par la relation suivante, à partir de l'énergie interne et cinétique:

$$E_t = e + \frac{1}{2} u_k u_k \quad 3-4$$

Il faut ajouter aussi l'équation d'état du gaz parfait :

$$p = \rho r T \quad 3-5$$

r Étant la constante du gaz parfait.

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

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \delta_{ij} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad 3-6$$

Le flux de chaleur q_j en fonction de la température s'écrit :

$$q_j = -k \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad 3-7$$

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

$$Pr = \frac{\mu c_p}{k} = \gamma \frac{\mu c_v}{k} \quad 3-8$$

C_p et C_v représentent respectivement les chaleurs spécifiques à pression et à volume constants.

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 :

$$q_j = -k \frac{\partial T}{\partial x_j} = -\frac{\mu}{Pr} \frac{\partial h}{\partial x_j} \quad 3-9[14]$$

3.3. Equations moyennées :

La résolution exacte des équations de Navier-Stokes demeure encore très difficile et très coûteuse en temps, malgré les avancées technologiques observées sur la puissance des calculateurs. Afin de pallier ce problème, il convient de décomposer le mouvement instantané en une partie moyenne et une partie fluctuante. Cette décomposition, introduite au niveau des variables d'écoulement avant de moyenner les équations, s'effectue selon le formalisme de Favre On utilise une moyenne pondérée par la masse, $\tilde{\phi}$ obtenue en effectuant le rapport $\overline{\rho\phi}/\bar{\rho}$ et qui est appliqué à toutes les variables

excepté la masse volumique et la pression. Ainsi, une quantité instantanée ϕ de l'écoulement peut être décomposée selon Reynolds en une partie moyenne $\bar{\phi}$ et une partie fluctuante ϕ' :

$$\phi = \bar{\phi} + \phi' \quad \text{Où} \quad \bar{\phi} = \lim_{\Delta t \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{\Delta t} \right) \int_{t_0}^{t_0 + \Delta t} \phi(t) dt \quad 3-9$$

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

$$u_i = \frac{\overline{\rho u_i}}{\bar{\rho}} = \frac{1}{\bar{\rho}} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} \rho(\vec{x}, \tau) u_i(\vec{x}, \tau) d\tau \quad 3-10$$

La formule de Favre élimine les fluctuations de la densité, elle est donc considérée comme une simplification mathématique. La dérivation de ces équations moyennées de Favre (Favre-averaged Navier-Stokes équations) et ses discrétisations basées sur la méthode de volumes finis, utilisée dans le code *FASTRAN*.

Les grandeurs de fluide sont écrites selon la moyenne de Favre par la suite :

$$u_i = u_i + u_i', \quad \rho = \bar{\rho} + \rho', \quad p = \bar{p} + p', \quad h = \bar{h} + h' \quad \text{et} \quad e = \bar{e} + e' \quad 3-11$$

En remplaçant les quantités précédentes dans les équations de Navier-Stokes, nous obtenons, pour l'équation de continuité :

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_j) = 0 \quad 3-12$$

Pour l'équation de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\bar{\rho} u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_i u_j) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\bar{\mu} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \delta_{ij} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_i} (-\bar{\rho} u_i' u_j') \quad 3-13$$

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 utilisés dans le code *ANSYS-Fluent* utilisent le concept de la viscosité turbulente de Boussinesq, dans lequel la contrainte de

Reynolds est supposée être une fonction linéaire des taux de déformation :

$$-\overline{\rho u_i u_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \overline{\rho k} \delta_{ij} \quad 3-14$$

Où μ_t est la viscosité turbulente et k l'énergie turbulente $k = \frac{1}{2} \overline{u_i u_i}$. Les équations moyennées de *FANS* (Favre-averaged Navier-Stokes equations) sont obtenues en remplaçant l'équation 3-14 dans l'équation 3-13:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho u_i}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_i u_j}) = -\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\overline{\mu} + \mu_t) \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \delta_{ij} \right) \right] - \frac{2}{3} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{\rho k}) \quad 3-15$$

De même pour l'équation d'énergie :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\overline{\rho h}) + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{\rho u_j h}) = \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + u_j \frac{\partial \overline{p}}{\partial x_j} + \overline{\tau'_{ij}} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(k \frac{\partial \tilde{T}}{\partial x_j} \right) - \frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\rho u_j h} \quad 3-16$$

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

$$\frac{\partial}{\partial x_j} \overline{\rho u_j h} = \Gamma_t \frac{\partial h}{\partial x_j} = c_p \Gamma_t \frac{\partial T}{\partial x} \quad 3-17$$

Où Γ_t est la diffusivité turbulente $\Gamma_t = \frac{\mu_t}{Pr_t}$

Pr_t est le nombre turbulent de Prandtl fixé à 0.9.

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

$$\overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} = \overline{\rho \varepsilon} \quad 3-18$$

Si l'équation de ε n'est pas résolue (comme dans le modèle de Baldwin-Lomax), le terme est exprimé par :

$$\overline{\tau'_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}} = \mu_t \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_m}{\partial x_m} \delta_{ij} \right) \quad 3-19[15]$$

3.4. La couche limite :

La couche limite est une zone située au voisinage d'un corps immergé dans un fluide en mouvement, en dehors de laquelle, les effets de la viscosité sont négligeables. Elle est le siège de forts gradients des champs conservatifs.

3.5. Couche limite sans gradient de pression :

La précision et la performance d'une telle simulation numérique de l'écoulement turbulent sont conditionnées par la manière avec laquelle la région au voisinage des parois est modélisée. Pour mettre en évidence cet aspect on rappelle ici quelques généralités concernant la couche limite sans gradient de pression dans le cas bidimensionnel (cas d'une plaque plane turbulente). Pour une description plus détaillée, on pourra se reporter à Cousteix.

On peut distinguer deux zones principales dans la couche limite : la région interne et la région externe. Le raccord entre ces deux régions est assuré par la zone logarithmique. Le frottement dans l'écoulement est défini par :

$$\tau = -\rho \overline{u'v'} + \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad . \quad 3-21$$

$$-\rho \overline{u'v'} : \text{Frottement turbulent} \quad \mu \frac{\partial u}{\partial y} : \text{Frottement visqueux}$$

- La région interne

Elle correspond à la région près de la paroi où les effets de viscosité dominent du fait de la condition d'adhérence du fluide. Dans cette zone, les vitesses étant faibles, on utilise donc des échelles de vitesse et de longueur basées sur le frottement à la paroi et la viscosité. On peut ainsi définir la vitesse de frottement :

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}} \quad \text{Ou :} \quad \tau_p = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0} \quad 3-22$$

On introduit une vitesse et une distance adimensionnelles appelées les « variables de paroi ».

$$u^+ = \frac{u}{u_\tau} \quad \text{et} \quad y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu} \quad 3-23$$

Sous couche laminaire

Au voisinage immédiat de la paroi, les contraintes turbulentes tendent vers zéro et la viscosité laminaire domine largement la viscosité turbulente (voir figure 4.1), d'où :

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \quad 3-24$$

Par définition de la vitesse de frottement et en approchant la dérivée de la vitesse par son approximation linéaire, on peut écrire :

$$\tau_p = \rho_p u_\tau^2 = \mu \frac{\partial u}{\partial y} \approx \mu \frac{u}{y} \quad 3-24$$

Soit :

$$\frac{u}{u_\tau} = y \frac{\rho_p u_\tau}{\mu} \quad 3-25$$

On écrit une loi de la vitesse en fonction de la distance à la paroi. Si on réécrit cette expression en fonction des variables de paroi, on obtient la loi linéaire

$$u^+ = y^+ \quad 3-26$$

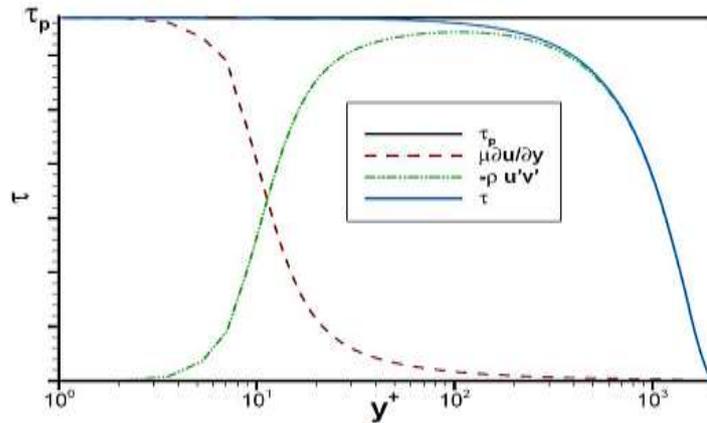


Figure 3.1 : Evolution des composantes du frottement dans la couche limite.

- La zone tampon

Dans cette zone, les effets visqueux diminuent devant le frottement turbulent mais ne sont pas complètement négligeables. Cette zone correspond à $5 \leq y^+ \leq 30$.

- La région externe

Dans cette région, la vitesse longitudinale s'éloigne peu de la vitesse u_e à l'extérieur de la couche limite. On représente donc le profil de vitesse dans cette zone par un profil déficitaire. La vitesse de frottement u_τ définie précédemment reste l'échelle de vitesse

du mouvement turbulent (ceci est vrai dans le cas des gradients de pression modérés). Par contre, l'échelle de longueur est basée sur l'épaisseur de la couche limite δ , qui correspond à la taille caractéristique des structures turbulentes.

$$\frac{u_e - \tilde{u}}{u_\tau} = F(n) \quad , \quad \text{avec} \quad n = \frac{y}{\delta} \quad 3-27$$

D'autre part, on a une relation entre le maximum de vitesse dans le sillage et le coefficient de frottement C_f :

$$C_f = \frac{\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}}{\frac{1}{2} \rho u_e^2} \quad ; \quad u_e^+ = \frac{u_e}{u_\tau} = \sqrt{\frac{2}{C_f}} \quad 3-28$$

Par l'équation (4.26), on a établi une relation directe entre le coefficient de frottement à la paroi et la détermination de la vitesse maximale dans le sillage. On voit donc l'importance de bien décrire le sillage de la couche limite afin d'évaluer correctement le coefficient de frottement

- la zone logarithmique

Elle appartient à la fois aux zones interne et externe qu'elle permet de raccorder. Cette zone vérifie donc les hypothèses de la zone tampon et celles de la région externe. Au-delà de la zone tampon, le frottement est essentiellement turbulent, la contribution due à la viscosité moléculaire disparaît devant la contrainte de cisaillement turbulent, on a donc :

$$\tau = \tau_p = -\rho \overline{u'v'} \quad 3-29$$

En utilisant la vitesse de frottement définie précédemment, on obtient pour la contrainte de Reynolds :

$$\overline{u'v'} = u_\tau^2 \quad 3-30$$

Cette vitesse de frottement apparaît donc comme une échelle caractéristique des fluctuations de vitesse. Comme la viscosité moléculaire n'intervient plus dans cette zone, il faut construire par analyse dimensionnelle, une expression pour $\partial u / \partial y$ avec les échelles déjà définies :

$$\frac{\partial u}{\partial y} = \frac{u_\tau}{Ky} \quad 3-31$$

En intégrant, on obtient :

$$u^+ = \frac{1}{k} \log(y^+) + C \quad 3-32$$

Où $k=0.41$ est la constante de Von Karman. C la constante d'intégration.

Les très nombreux essais en souffleries subsonique et transsonique montrent que la constante C universelle proche de 5. La loi logarithmique est valable pour des valeurs de y^+ supérieures à environ 30.

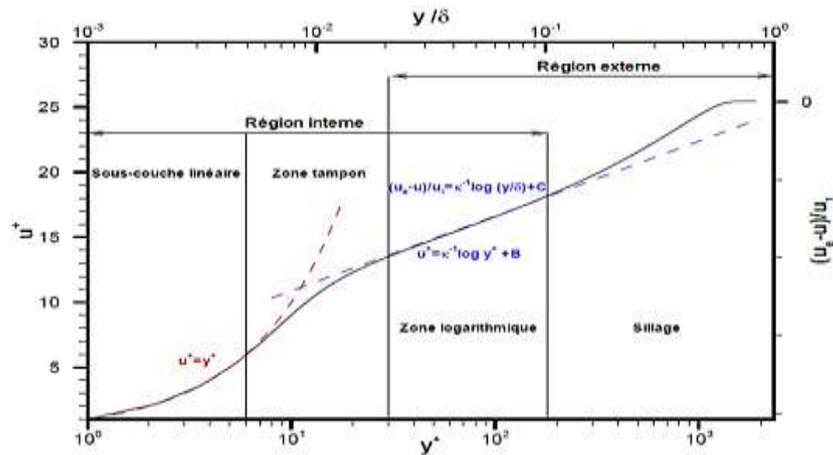


Figure 3.2 : Les différentes zones de la couche limite.

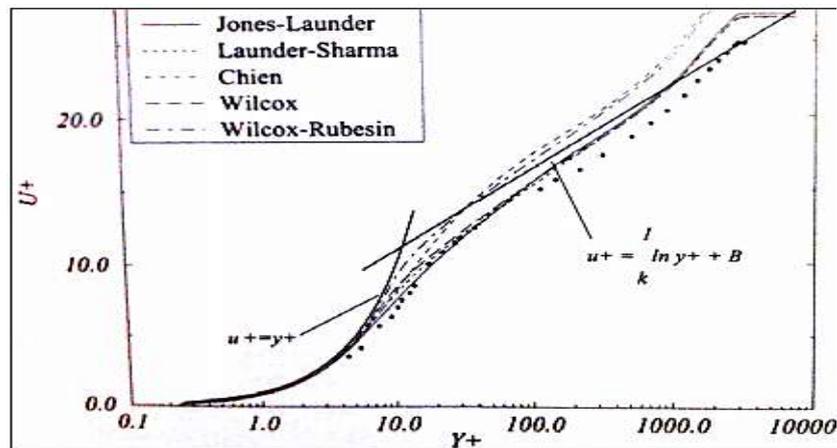


Figure 3.3 : Ecoulement turbulent sur une plaque plane.

Les expériences montrent que cette loi linéaire est valable tant que $u^+ = y^+$ (voir figure 3.2 et figure 3.3). [16]

3.6. Couche limite avec gradient de pression :

Le ralentissement de la couche limite trouve son origine principalement dans la présence d'un gradient de pression positif. Lorsque ce gradient de pression sera trop

fort, on aura un décollement de la couche limite. On a vu dans le paragraphe précédent que l'étendue de la zone logarithmique dépend des conditions extérieures de l'écoulement. Huang et Bradshaw montrent que la pente de la loi logarithmique reste constante pour une couche limite soumise à un gradient de pression positif, l'effet du gradient de pression se manifestant sur l'étendue de la zone logarithmique, qui se réduit au fur et à mesure que le gradient de pression augmente (voir figure 3.4).

Lorsque la couche limite est soumise à un gradient de pression, l'expression du frottement devient :

$$-\rho \overline{u'v'} = u_\tau^2 + y \frac{dp}{dx} \Leftrightarrow -\overline{u'v'}^+ = 1 + p^+ y^+, \text{ avec } p^+ = \frac{V}{\rho u_\tau^3} \frac{dp}{dx} \quad 3-33$$

Où $-\overline{u'v'}^+ = -\overline{u'v'}/u_\tau^2$ correspond donc à l'expression du frottement de la paroi.

Les différences entre couche limite ralentie (avec gradient de pression positif) et couche limite sans gradient de pression viennent de la localisation du maximum des fluctuations qui se déplace vers le milieu de la couche limite (Fig.4.5). On obtient finalement, dans le cas d'un gradient suffisamment important :

$$u^+ = \frac{2}{k} \sqrt{P^+ y^+} + C^{ste} \Leftrightarrow u = \frac{2}{k} \sqrt{\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx}} \sqrt{y} \quad 3-34$$

On voit donc l'existence d'une zone en racine au-dessus de la zone logarithmique, zone en racine dont la pente sera d'autant plus importante que le gradient de pression sera fort. D'après Simpson, l'écoulement moyen ne vérifie plus la loi de paroi (i.e. dans la région interne) lorsque $p^+ = V/\rho u_\tau^3 \cdot dp/dx \geq 0.05$.

Si on regarde l'évolution du coefficient de frottement suivant le gradient de pression (voir figure 4.4), on voit que u_e^+ augmente avec l'intensité du gradient de pression (u_e^+ correspond à la vitesse extérieure adimensionnée en variable de paroi), ce qui correspond à une diminution du coefficient de frottement pariétal C_f . Lorsque le frottement devient négatif, la couche limite décolle.

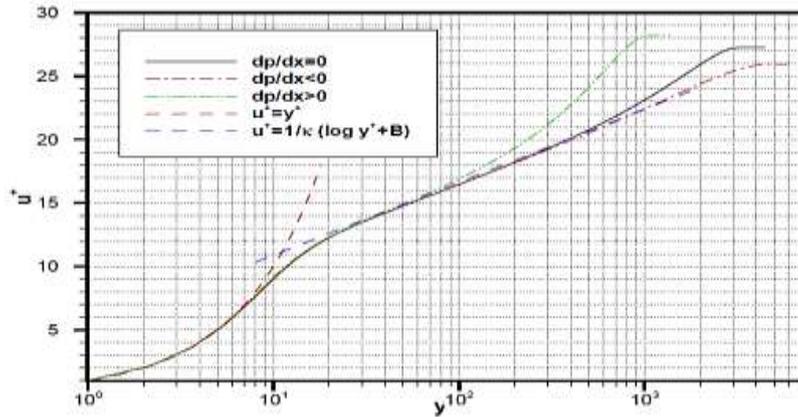


Figure 3.4 : Évolution de la couche limite suivant le gradient de pression.

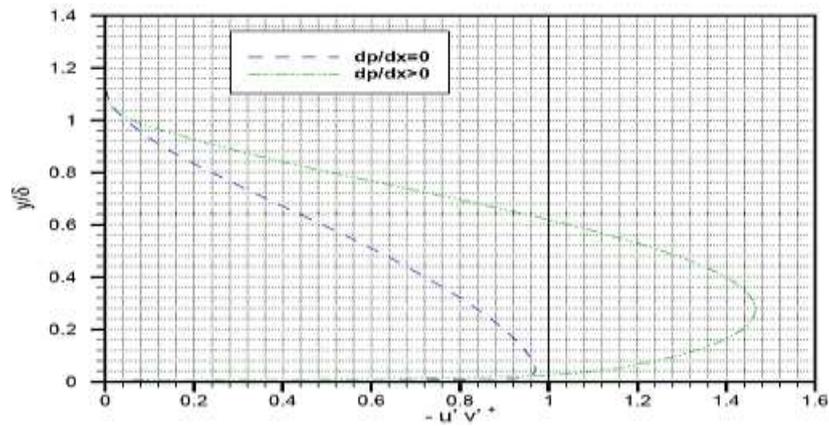


Figure 3.5 : contrainte turbulente en fonction de gradient de pression.

3.7. Hypothèses et lois de comportement :

- L'état du fluide

Les fluides considérés dans les écoulements de tuyères sont des gaz. La masse volumique des gaz est suffisamment faible pour que les effets de gravité puissent être négligés. On suppose également l'absence de toute force magnétique ou électrique sur le fluide. Ainsi les forces volumiques \vec{f} sont considérées nulles :

$$\rho \vec{f} = 0$$

- Le comportement thermodynamique

La loi d'état adoptée, décrivant les variations de pression statique liées aux variations de températures, est la loi du gaz parfait.

En supposant que le fluide dans la tuyère est un gaz parfait, la pression et l'énergie interne sont données par :

$$p = \rho r T$$

$$p = c_v T$$

Où T désigne la température absolue, C_v la chaleur spécifique à volume constant et r la constante du gaz considéré.

La constante du gaz r représente le rapport de la constante universelle des gaz parfait ($R=8.314 \text{ j.mole}^{-1}.K^{-1}$) la masse molaire du gaz considéré :

$$r = \frac{R}{M}$$

r : relié aux chaleurs spécifiques C_v , C_p par la relation de Meyer :

$$r = C_p - C_v \quad 3-39$$

La pression peut être donnée en fonction des grandeurs caractéristiques de l'écoulement par :

$$p = \rho(\gamma - 1)\left(E - \frac{1}{2}v^2\right) \quad 3-40$$

Où est le rapport des chaleurs spécifiques

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v} \quad 3-41$$

- Le comportement dynamique

Les fluides dans les écoulements de tuyères sont des fluides réels, c'est-à-dire de point de vue dynamique des fluides visqueux. En adoptant l'hypothèse du fluide Newtonien, le tenseur des contraintes visqueuses $\bar{\tau}$ est donné par la loi :

$$\bar{\tau} = 2\mu\bar{S} + \zeta(\text{div}(\bar{V}))\bar{I} \quad 3-42$$

Où η est le coefficient de viscosité moléculaire et μ le coefficient de viscosité volumique.

En utilisant l'hypothèse de Stokes : $3\zeta + 2\mu = 0$, le coefficient de viscosité volumique ζ est donné en fonction de μ par :

$$\zeta = -\frac{2}{3}\mu \quad 3-43$$

Le tenseur \bar{S} est le tenseur des taux de déformation, il est relié au gradient de vitesse par la relation :

$$\bar{\tau} = 2\mu\bar{S} + \eta(\text{div}(\bar{V}))\bar{I} \quad 3-44$$

Le tenseur est le tenseur des taux de déformation, il est relié au gradient de vitesse par la relation :

$$\bar{S} = \frac{1}{2} \left[\overline{\text{grad} \vec{V}} + \overline{(\text{grad} \vec{V})^t} \right] \quad 3-45$$

Le tenseur des contraintes peut être donné en fonction du vecteur vitesse \vec{V} par :

$$\bar{\tau} = \mu \left[\overline{\text{grad} \vec{V}} + \overline{(\text{grad} \vec{V})^t} \right] - \frac{2}{3} \mu (\text{div}(\vec{V})) \bar{I} \quad 3-46$$

- Le comportement thermique

Les fluides dans les écoulements de tuyères sont des fluides conducteurs de chaleur. Selon la loi de Fourier, le vecteur de flux de chaleur (flux de chaleur par unité de surface et de temps) \vec{q} , est proportionnel au gradient de température:

$$\vec{q} = -\lambda \overline{\text{grad}(T)} \quad 3-47$$

Où λ est le coefficient de la conductivité thermique.

Ce coefficient peut être écrit en fonction du nombre de Prandtl, qui exprime le rapport entre les effets thermiques et les effets visqueux. Le nombre de Prandtl s'écrit :

$$\text{Pr} = (\mu c_p) / \lambda \quad 3-48$$

Le nombre de Prandtl est supposé constant : $\text{Pr} = 0.72$ pour l'air.

La viscosité dynamique est donnée par la loi de Sutherland. Elle se mesure en pascal-seconde (Pa.s) :

$$\mu(T) = \frac{B_s \sqrt{T}}{1 + \frac{C_s}{T}} \quad 4-49$$

Dans le cas de l'air la formule de Sutherland est bien vérifiée jusqu'à des températures de 3000 K [133]. Les valeurs des constantes de la loi de Sutherland sont :

$$B_s = 1.454 \cdot 10^{-6} \quad \text{et} \quad C_s = 110.4 [17]$$

3.8. Méthodes et calcul numériques : Présentation du code :

Ce paragraphe est consacré à la présentation du code de calcul utilisé pour la résolution numérique des équations de Navier-Stokes moyennées obtenues précédemment. Ainsi, la discrétisation de ces équations est illustrée en utilisant la méthode des volumes finis, utilisée dans le code du calcul numérique (*ANSYS-Fluent*). Les différents modèles de turbulence utilisés dans notre étude de type *RANS*: Baldwin-

Lomax, Spalart-Allmaras, $k - \varepsilon$, $k - \omega$ et SST sont exposés en détail. Enfin, nous présenterons les différentes étapes suivies lors des simulations numériques (maillage, conditions initiales et aux limites, convergence et posttraitement).

3.8.1. 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 (figure 4.6), où P désigne le centre géométrique de la cellule.

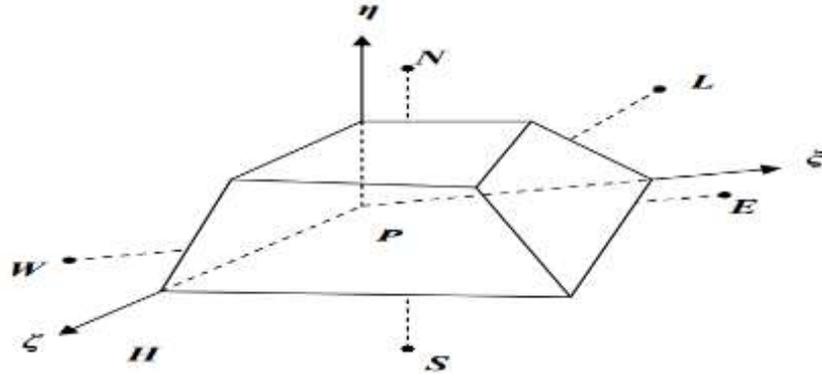


Figure. 4.6: Volume de contrôle dans une configuration tridimensionnelle.

L'équation de continuité dans le système de coordonnées $\xi \eta \zeta$, est donnée par l'équation :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial J \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_K} (J \bar{\rho} \varepsilon^K) = 0 \quad 4-50$$

L'intégration de l'équation (4.50) sur le volume de contrôle nous donne :

$$\frac{\bar{\rho}^n V_p^n - \bar{\rho}^{n-1} V_p^{n-1}}{\Delta t} + G_e - G_w + G_n - G_s + G_h - G_l = 0 \quad 4-51$$

G : représente le flux de la masse à travers les faces du volume de contrôle, n et $n-1$ représentent 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 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J \bar{\rho} \phi) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_K} [J \bar{\rho} (\vec{V} \varepsilon^K) \phi] = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_K} \left[J \Gamma g^{ik} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_K} \right] \quad 4-52$$

Où ϕ est une variable de l'écoulement, Γ la diffusivité effective, J la matrice jacobéenne et $\xi_K = \xi_K(x, y, z)$. Les termes 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: $\Gamma = \mu/\text{Pr} + \mu_t/\text{Pr}_t$. La méthode des volumes finis repose sur l'intégration de l'équation (4.52) sur le volume de contrôle:

$$\iiint_V \left[\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial t} (J \bar{\rho} \phi) + \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_K} \left\{ J \bar{\rho} (\bar{V} \varepsilon^K) \phi \right\} \right] J d\xi d\eta d\zeta = \iiint_V \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_K} \left[J \Gamma g^{ik} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_K} \right] J d\xi d\eta d\zeta$$

\bar{V} : Le vecteur vitesse. Il est préférable d'effectuer l'intégration terme par terme, d'où :
L'intégration du terme transitoire :

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

Le terme convectif est donné par :

$$C = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_K} \left\{ J \bar{\rho} (\bar{V} \varepsilon^K) \phi \right\}$$

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

$$G_e - G_w + G_n - G_s + G_h - G_l = G_e \phi_e - G_w \phi_w + G_n \phi_n - G_s \phi_s + G_h \phi_h - G_l \phi_l$$

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 :

$$D_m^1 = \frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial \xi_K} \left[J \Gamma g^{ik} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_K} \right] \quad K=1, 2, 3$$

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

$$\iiint_V D_m^1 J d\xi d\eta d\zeta = \left[J \Gamma g^{11} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_K} \right]_e - \left[J \Gamma g^{11} \frac{\partial \phi}{\partial \xi_K} \right]_w \quad [18]$$

CHAPITRE 4 :
RESULTATS ET
INTERPRETATIONS

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

4.1. Introduction :

Sur la base d'amélioration les performances propulsives des moteurs fusées qui sont intensifiées depuis une dizaine d'années, nous appuyant sur les acquis des recherches décrites aux chapitres précédents du présent travail, nous avons voulu étudier, plus en détail, combien et comment il était possible de s'affranchir des problèmes liés au décolllement de jet pour les moteurs opérant à basse altitude. Pour ce faire, nous avons d'abord proposé un nouveau concept de tuyère à corps central ; évalué leurs spécificités technologiques, ensuite nous avons restreint le champ d'investigation aux tuyères à l'écoulement interne de type convergent – divergent.

Pour les moteurs des étages inférieurs (étage principal et/ou boosters d'appoint), la conception des tuyères est fortement liée à la nécessité de faire fonctionner ces dispositifs à basse altitude, avec une pression ambiante d'environ 0.1 MPa. Par conséquent, le choix du taux de détente résulte du compromis entre la maximisation des performances en vol et le besoin de faire fonctionner la tuyère tout le temps en conditions de jet attaché (full flowing), en particulier au sol, afin d'éviter les surchargements dynamiques sur la structure, induits par un décolllement de jet éventuel.

L'idée d'intégrer un corps central conique au sein de la tuyère en utilisant la méthode des caractéristiques à haute température, constitue un apport original dans le domaine de la conception des tuyères. L'étude révèle des améliorations notables des caractéristiques de fonctionnement confirmées par voie numérique. La phénoménologie physique impliquée dans l'évolution de ce type d'écoulement supersonique revêt un caractère complexe au vu des phénomènes imbriqués à l'instar des ondes de choc, de leurs interactions avec la couche limite, des zones de recirculation qui peuvent ou évoluent à un mécanisme d'émission tourbillonnaire...etc.

L'étude de ce type de tuyère, est motivée par le fait que cette dernière atteignant des améliorations des performances démontrées, au sol et en vol, très satisfaisantes.

4.2. Application CFD sur la tuyère annulaire profilé :

L'objet de cette partie est de contribuer à l'étude de l'évaluation des charges latérales aérodynamiques induites par la sur-détente et le décolllement de jet dans les tuyères à l'aide d'un solveur physico-théorique (ANSYS_FLUENT).

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

Notre travail concerne la simulation numérique de l'écoulement supersonique, turbulent dans une tuyère annulaire axisymétrique. Le système des équations régissant cet écoulement turbulent est résolu à l'aide de la méthode des volumes finis. Le modèle de turbulence utilisé est celui à deux équations de transport K-SST Moner.

4.2.1 Domaine de calcul et conditions aux limites :

En profitant de la symétrie de l'écoulement par rapport à l'axe de la tuyère, le domaine de calcul est réduit à une demie tuyère délimitée par les frontières

Pour traiter un problème de simulation, il est nécessaire de définir les conditions aux limites. Ainsi, toutes les frontières du volume de contrôle dans lesquelles l'écoulement sera simulé, les régions en dehors du domaine de calcul et les propriétés du fluide de l'écoulement, doivent être spécifiées.

Dans notre étude, les écoulements s'effectuent dans des domaines confinés et limités par la paroi de la tuyère. Nous avons, donc, à préciser pour chaque cas d'écoulement, quatre types de conditions aux limites, à savoir :

- Une entrée représentée par un segment de droit vertical, où l'écoulement est sonique. Il faut imposer deux conditions aux limites qui sont la pression et la température génératrices.
- Une frontière inférieure constituée d'un axe de symétrie horizontal, où une condition de symétrie est appliquée.
- Une sortie représentée par un segment de droit quasiment vertical, où l'écoulement est supersonique. Aucune condition aux limites n'est à imposer (extrapolation à l'intérieur du domaine).
- Une frontière supérieure constituée par la paroi de la tuyère. Une condition de non glissement est imposée.
 - Conditions d'écoulement à l'entrée du domaine ;
 - Conditions d'écoulement à la sortie du domaine ;
 - Conditions de symétrie ;
 - Conditions aux parois solides.

Les calculs sont réalisés pour un écoulement à haute température turbulent. Les conditions génératrices régnant dans la chambre de combustion sont : $P_c=40$ bars,

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

$T_c=2000K$. L'écoulement qui traverse la tuyère, s'accélère tout au long de celle-ci et s'éjecte à une grande vitesse aux conditions ambiantes : $P_0=1 \text{ bar}$, $T_0=288K (15^\circ C)$.

4.2.2 Réalisation et sensibilité au maillage :

Le maillage structurés multi-blocs à base de quadrilatères a été réalisé à l'aide du *GAMBIT*. Ce type de maillage permet en général d'obtenir une bonne résolution numérique. Il permet en outre un raffinement homogène au voisinage des parois afin de résoudre la sous-couche laminaire de la couche limite. Celle-ci est généralement décrite en utilisant la variable réduite y^+ définissant la hauteur de la première maille adjacente à la paroi. Le maillage de la tuyère est composé de plusieurs zones.

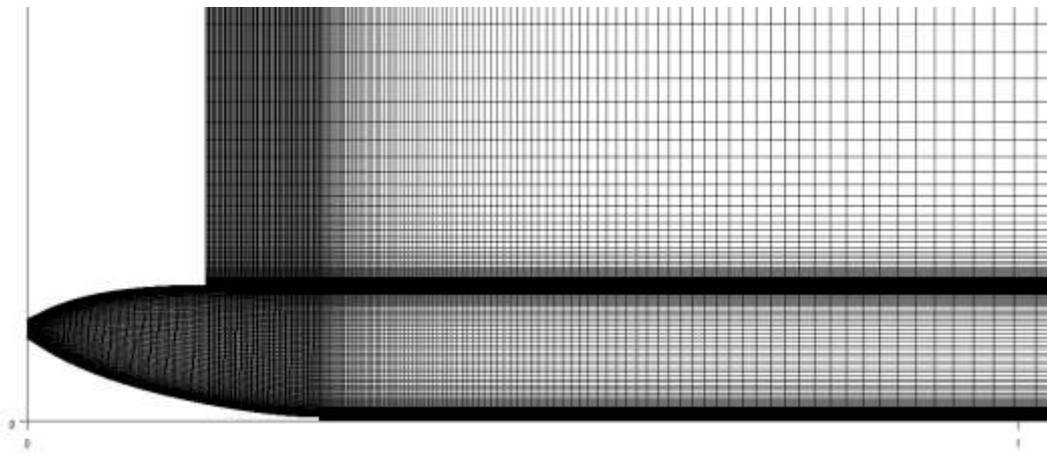


Figure 4.1 : Domaine de calcul global.

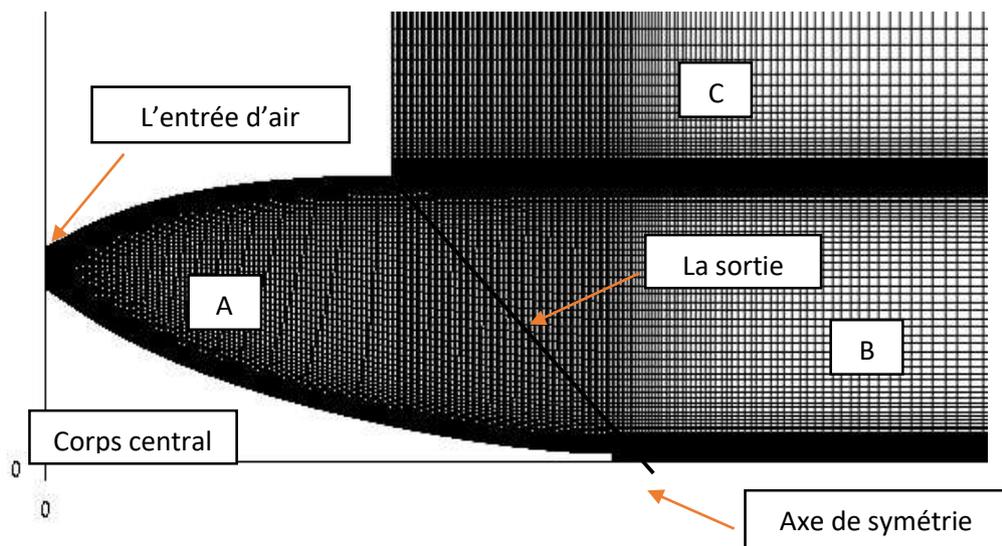


Figure 4.2: Maillage du domaine de calcul global.

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

- La zone (A) couvre le champ à l'intérieur de la tuyère. Le raffinement de maillage est également pris en compte sur les parois internes afin de mieux simuler la couche limite, elle contient le nombre de cellules le plus important.
- Les zones (B) et (C) couvrent le champ externe en aval de la tuyère.

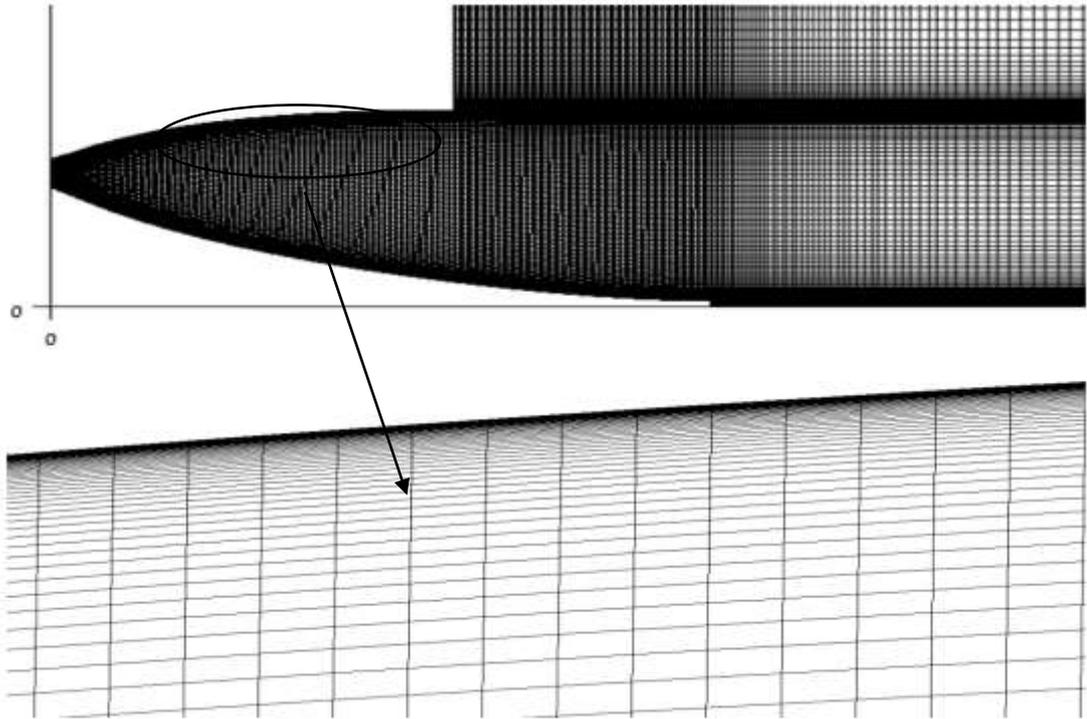


Figure 4.3 : Le maillage à l'intérieur de la tuyère.

4.2.3 Calcul du régime supersonique adapté :

Avant de présenter les résultats et la topologie de l'écoulement en régime de sur détente pour la tuyère, il est préférable d'avoir une vision sur les résultats de calcul du régime supersonique adapté.

La figure (4.4), montre l'évolution de la vitesse dans la tuyère. Dans le convergent qui représente la chambre de combustion, l'écoulement est subsonique ($Mach < 1$), il devient transsonique ($0.8 < Mach < 1.2$) dans le col, l'évolution de la vitesse est supersonique dans le divergent, elle atteint une valeur maximale de 1653 ($Mach = 2.95$) à la sortie de la tuyère.

$$M = \frac{V}{a} = \frac{1653}{\sqrt{1.4 \times 287 \times 781}} = 2.95$$

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

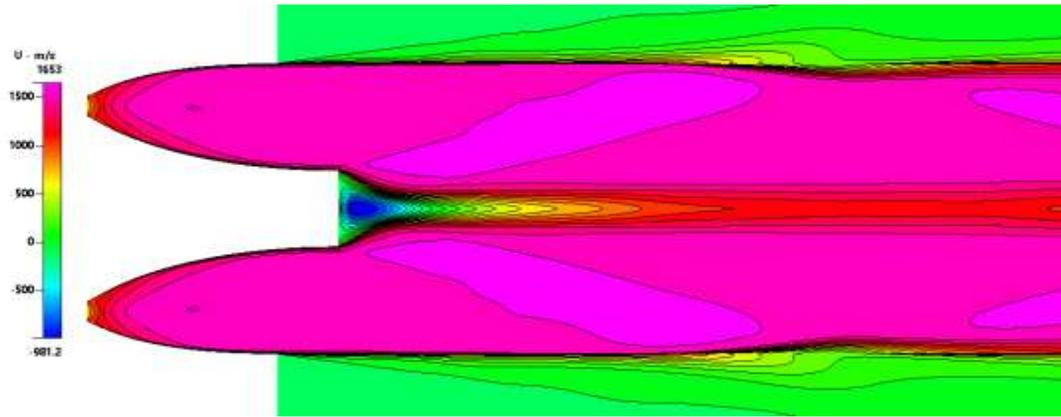


Figure 4.4: Les lignes Iso-vitesse dans la tuyère.

Pour NPR=10 :

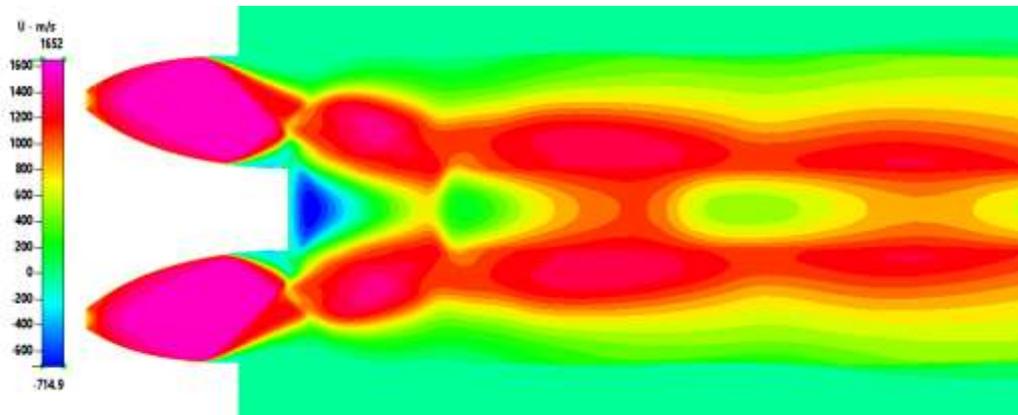
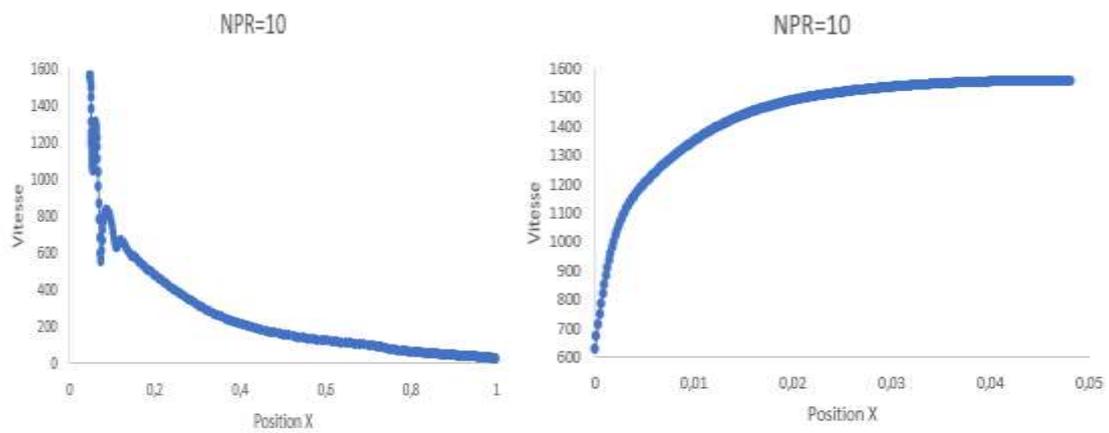


Figure 4.5 : Les lignes Iso-vitesse dans la tuyère pour NPR=10.



(a) variation de la vitesse au long de la tuyère (b) variation de La vitesse après tuyère

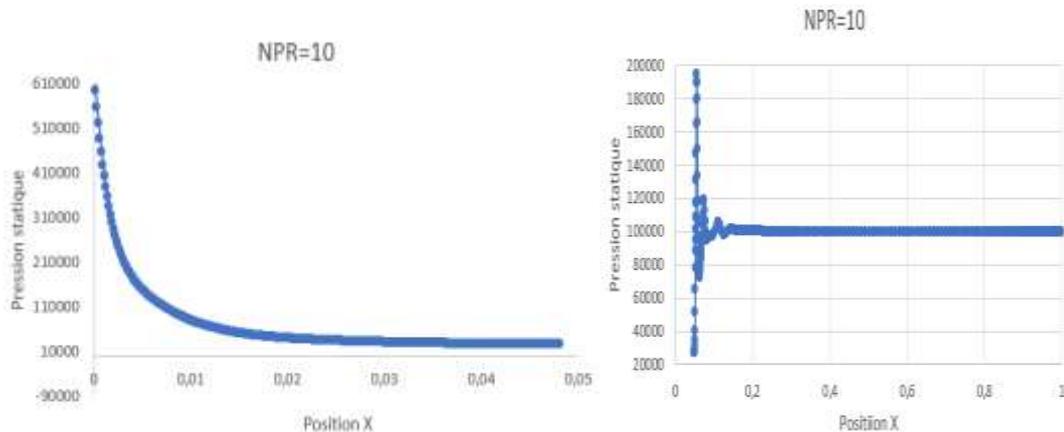
Figure 4.6 : Evolution de la vitesse au long de la tuyère.

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

La figure (4.5) montre la topologie de l'écoulement de la tuyère pour NPR=10. Au-delà de cette valeur critique, le choc fait décoller la couche limite de la paroi sur laquelle elle s'était développée, bien en amont de la lèvre. Le décollement ainsi créé va se produire dans la région située à l'intérieur de la tuyère. Au niveau du point de décollement, il se produit une compression rapide de l'écoulement interne à la tuyère depuis une pression non perturbée immédiatement avant le décollement jusqu'à la pression en aval du point de décollement).

Ce régime de sur-détente dans lequel la tuyère ne subit qu'une amorce de décollement est qualifié de sur-détente avec décollement naissant.

La figure (4.6a) montre le champ de vitesse dans la tuyère. L'écoulement est accéléré tout au long de la tuyère. Il passe par une vitesse faible à l'entrée du convergent à une vitesse sonique au col ($U=850m/s$) puis à une vitesse supersonique à la sortie du divergent où il atteint une vitesse maximale. Après la sortie de la tuyère (voir figure 4.6 (b)), on a une recirculation de l'écoulement de façon spirale donc, il y a une variation sinusoïdale de la vitesse (une accélération dans la partie loin du corps central, et une décélération dans la partie proche du corps central (trainée d'aspiration derrière cube (Bubble recirculation))). Quand on s'éloigne de la sortie de la tuyère, la vitesse diminue progressivement jusqu'à une vitesse nulle.



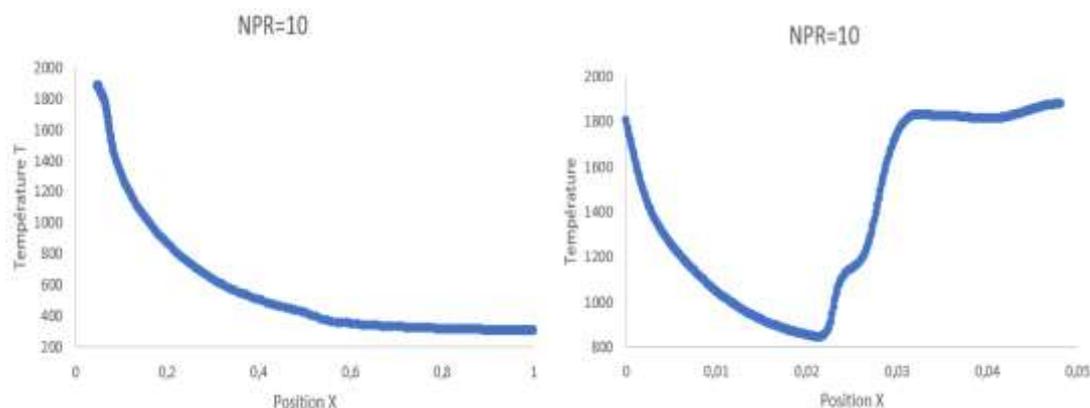
(a) Evolution de la pression dans la tuyère. (b) Variation de la pression après la tuyère.

Figure 4.7 : Contours de la pression à travers la tuyère pour NPR=10.

La figure 4.7 ci-dessus représente la variation de la pression tout au long de la tuyère à NPR=10. On remarque que la pression est maximale dans la sortie de chambre de combustion. L'écoulement suit une distribution de pression strictement décroissante

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

jusqu'à le point de décollement où elle augmente encore jusqu'à la valeur 1 bar (Voir figure 4.7a), et elle diminue à la sortie de la tuyère.



(a) Evolution de la température dans la tuyère. (b) Variation de la température après la tuyère.

Figure 4.8 : Contours de la température à travers la tuyère pour NPR=10.

Dans le régime de sur-détente, on constate la coexistence de plusieurs phénomènes physiques. Le maillage et le modèle de turbulence utilisés ont pu prédire fidèlement ces phénomènes physiques.

La figure 4.8 ci-dessus montre la variation de température tout au long de la tuyère à NPR=10, on remarque que la température est très élevée dans la sortie de la chambre de combustion qui atteint une valeur de 1800°C. Après elle commence à diminuer (détente des gaz) jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur de 820°C à la sortie de la tuyère. Après elle augmente au niveau du point de décollement qui atteint un environ de 1800°C (phénomène d'une onde de choc quasiment droite). Après elle revient à diminuer à la sortie de la tuyère (figure 4.8 (b)).

Pour NPR=25 :

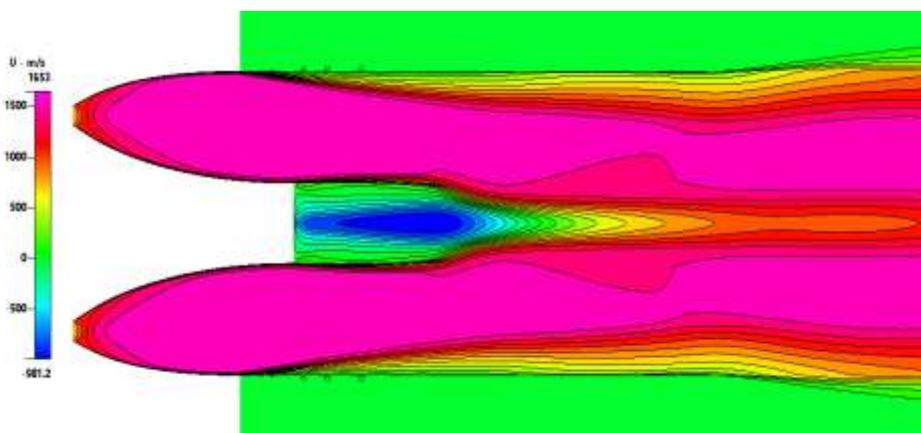
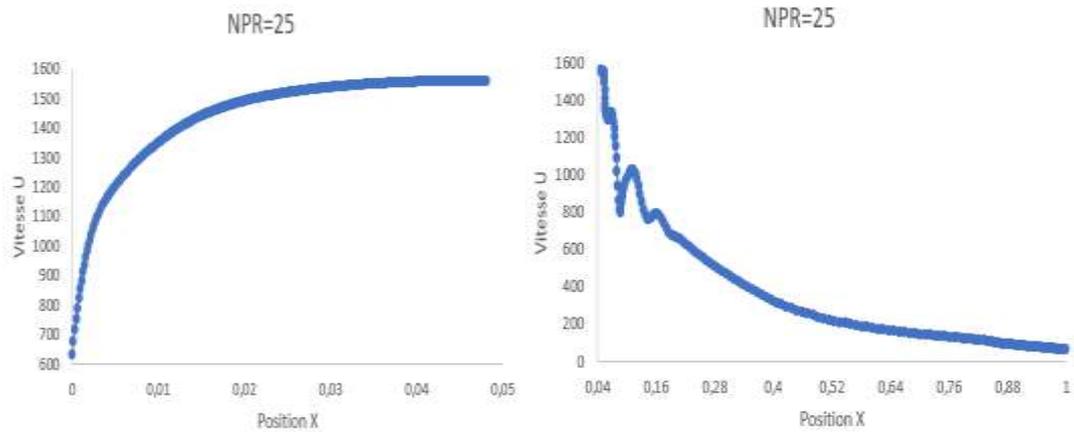


Figure 4.9 : Les lignes Iso-vitesse dans la tuyère pour NPR=25

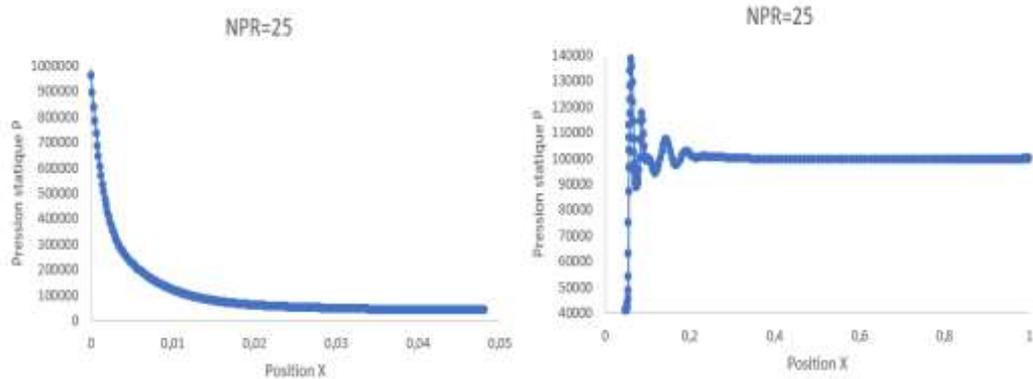
CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS



(a) La vitesse au long de la tuyère. (b) la vitesse après la sortie de la tuyère.

Figure 4.10 : Evolution de la vitesse au long de la tuyère.

La figure (4.9) montre la topologie de l'écoulement de la tuyère pour $NPR=25$. Au-delà de cette valeur critique, le choc fait décoller la couche limite aux proches parois sur laquelle elle s'était développée, bien en amont de la lèvre. Le décollement ainsi créé va se produire dans la région située à l'extérieur du corps central. Au niveau du point de décollement, il se produit une compression rapide de l'écoulement interne à la tuyère depuis une pression non perturbée immédiatement avant le décollement jusqu'à la pression en aval du point de décollement.



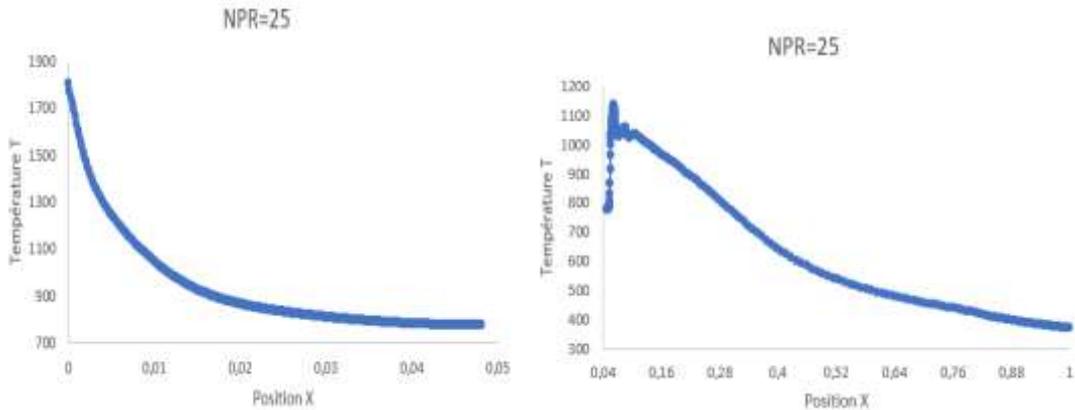
(a) Evolution de la pression dans la tuyère. (b) Variation de la pression après la sortie.

Figure 4.11 : Contours de la pression à travers la tuyère pour $NPR=25$.

La figure (4.10 (a)) montre le champ de vitesse dans la tuyère pour un rapport de pression de $NPR= 25$. L'écoulement est accéléré tout au long de la tuyère. Il passe par une vitesse faible à l'entrée du convergent (une vitesse subsonique) puis à une vitesse supersonique à la sortie du divergent où il atteint une vitesse maximale. A la sortie de la tuyère il y a une petite oscillation de la vitesse à cause de naissance des ondes de chocs (Voir figure 4.10 (b)).

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

La figure (4.11 (a)) ci-dessus représente la variation de la pression tout au long de la tuyère à NPR=25. On remarque que la pression est maximale dans la sortie de chambre de combustion qui atteint une valeur de 10 bars. L'écoulement suit une distribution de pression strictement décroissante jusqu'au point de décollement où elle varie d'une façon sinusoïdale (succession de variation des pressions) (Voir figure 4.11 (b)).



(a) La température au long de la tuyère. (b) La température après la sortie de la tuyère.

Figure 4.12 : Contours de la température à travers la tuyère pour NPR=25.

La figure (4.12) ci-dessus montre la variation de température tout au long de la tuyère à NPR=25, on remarque que la température génératrice dans la sortie de la chambre de combustion qui atteint une valeur de 1600°C. Après elle commence à diminuer (détente des gaz) jusqu'à ce qu'elle atteigne la valeur de 820°C à la sortie de la tuyère ce qui est confirmée par la méthode de conception (MOC). Après elle augmente au niveau du point de décollement qui atteint un environ de 1200°C. Après elle revient à diminuer jusqu'à la sortie de la tuyère.

Pour NPR=40 :

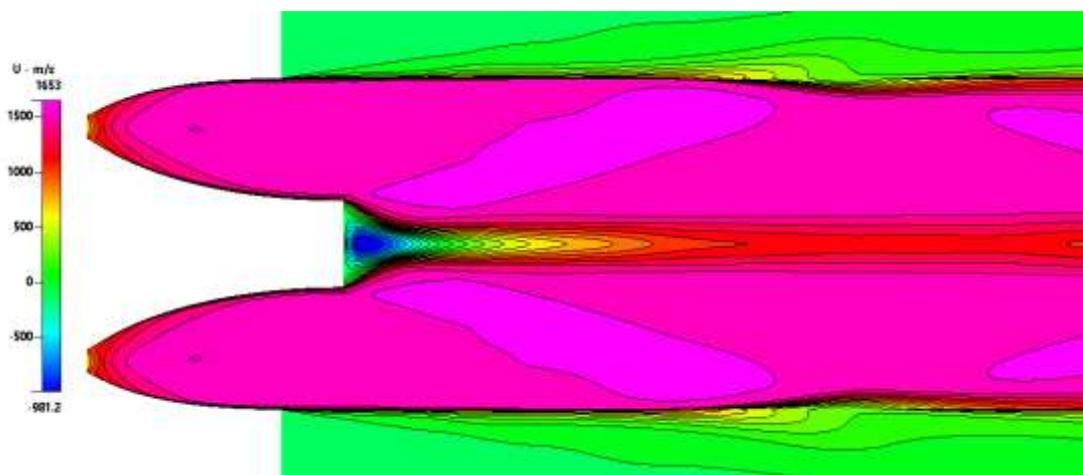
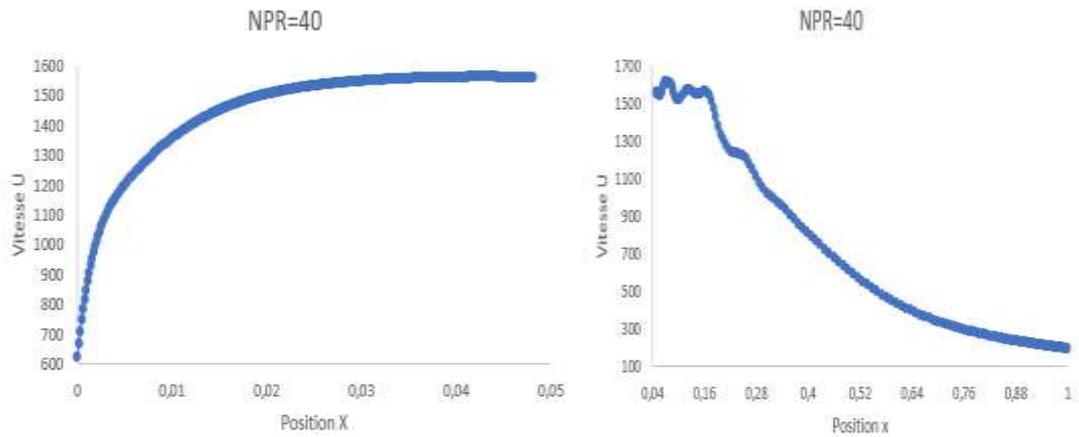


Figure 4.13 : Les lignes Iso-vitesse dans la tuyère pour NPR=40.

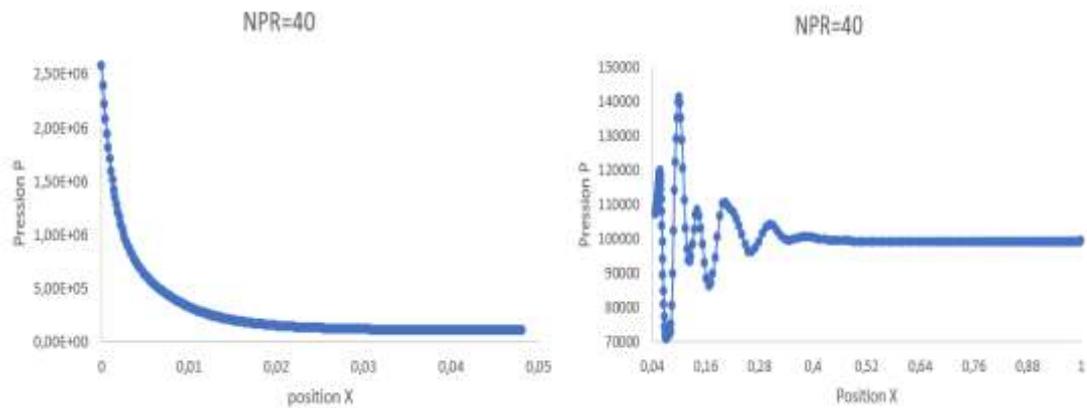
CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS



a) La vitesse au long de la tuyère.

(b) la vitesse après la sortie de la tuyère.

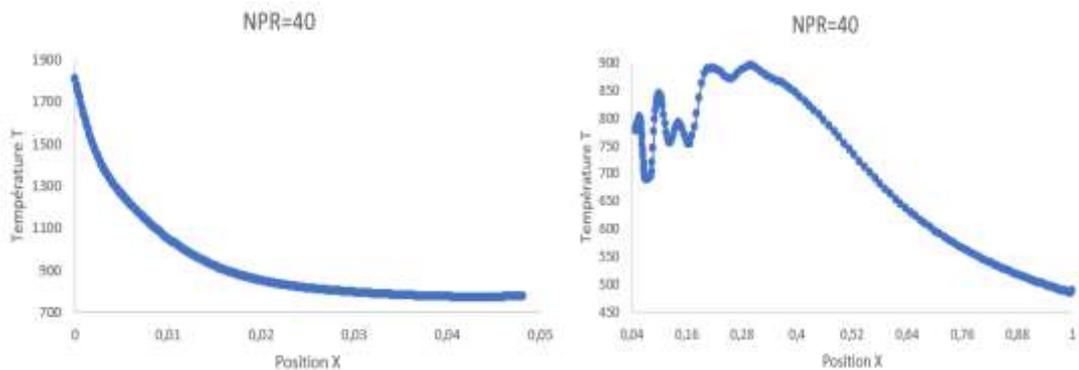
Figure 4.14 : Evolution de la vitesse au long de la tuyère pour NPR=40.



(a) Evolution de la pression dans la tuyère.

(b) Variation de la pression après la sortie.

Figure 4.15 : Contours de la pression à travers la tuyère pour NPR=40.



(a) Evolution de la température dans la tuyère.

(b) Variation de T après la sortie.

Figure 4.16 : Contours de la température à travers la tuyère pour NPR=40.

La figure (4.14) montre le champ de vitesse dans la tuyère. L'écoulement est accéléré tout au long de la tuyère. Il passe par une vitesse faible à l'entrée du convergent à une vitesse sonique au col ($U=850\text{m/s}$) puis à une vitesse supersonique à la sortie du divergent où il atteint une vitesse maximale égale à 1653m/s ($\text{Mach}=2,95$).

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

La figure (4.15) représente le profil de pression statique le long de la tuyère à l'adaptation, elle est complètement amorcée (fonctionnant en régime supersonique adapté), les gaz se détendent d'une pression de 40bar dans la chambre. L'écoulement suit une distribution de pression strictement décroissante depuis la pression génératrice jusqu'à la pression de sortie. Ce régime supersonique est appelé régime d'adaptation. Il se concrétise lorsque la pression au milieu ambiant P_a est égale à la pression d'adaptation. Dans ce cas la détente est complète dans la tuyère.

La figure (4.16 (a)) montre la variation de la température dans la tuyère. Elle est à l'entrée de la tuyère de 1800K. Elle diminue progressivement (détente des gaz) jusqu'à une valeur de 800K à la sortie.

La figure (4.16 (b)) représente l'évolution de la température après la sortie de la tuyère. Elle a une variation sinusoïdale à cause de la traînée d'aspiration derrière cube. Quand on s'éloigne de la sortie de la tuyère, la température diminue progressivement.

4.2.4. Effet de la couche limite sur M_{exit} pour la tuyère annulaire :

La figure(4.17) montre la variation de M_E tout au long de la section de sortie de la tuyère pour des différents NPR (NPR=05 / NPR=15/NPR=30/NPR=40).

On note que M_E simulé dans NPR=05 augmente légèrement de 0 jusqu'à 0.4 puis diminue à cause d'onde de choc oblique. Et augmente encore jusqu'à $M_E=1,2$ puis il redescend jusqu'à 0 en raison de la couche limite aux proches parois. (Figure 4.17).

Dans la figure (4.17) à NPR=30, on remarque que le nombre de Mach de la sortie augmente jusqu'à $M_E=3$ après il devient constant puis redescend jusqu'à $M_E=0$.

La figure (4.17) montre la variation de M_E tout au long de la section de sortie de la tuyère pour NPR=40. On note que M_E simulé avoisine la valeur de 3,00 (écoulement uniforme et parallèle à la sortie de la tuyère) et reste constant puis se dégrade jusqu'à la valeur 0 au proche du corps central à cause d'effet de la couche limite.

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

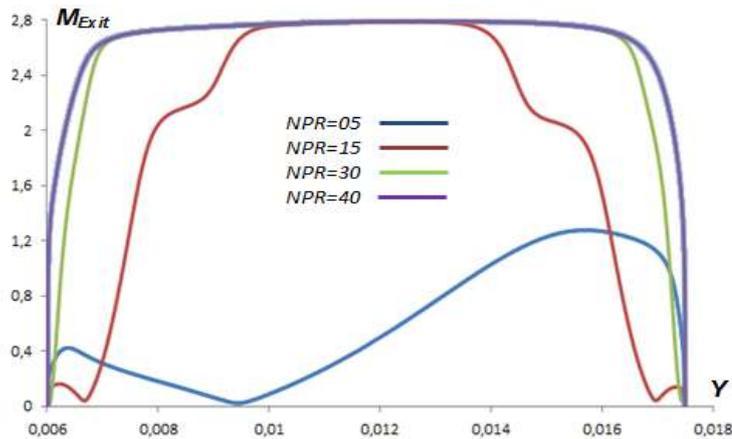


Figure 4.17 : Variation du nombre de Mach de sortie de la tuyère en fonction de Y pour différents NPR.

4.2.5 Les pressions pariétales :

La figure (4.18 (b)) montre l'évolution de la pression pariétale progressivement le long de la tuyère jusqu'à la position du point de décollement étendu (NPR=10). Le choc de décollement provoque une croissance rapide de la pression pariétale, ensuite elle s'infléchit et atteint un niveau relativement constant proche de la pression ambiante.

Lorsque le $NPR=10$, le gradient de pression adverse n'atteint pas la valeur critique au-delà de laquelle il y a un décollement de la couche limite, un choc oblique se forme à la lèvre de la tuyère. Sur la distance d'interaction proche de la sortie de la tuyère, la pression pariétale évolue depuis la pression statique non perturbée jusqu'à la pression p_E immédiatement en aval du choc et toujours sensiblement inférieure à la pression ambiante p_a . Ce régime de sur-détente dans lequel la tuyère ne subit qu'une amorce de décollement est qualifié de sur-détente avec décollement naissant.

La figure (4.18 (d)) montre l'évolution de la pression pariétale le long de la tuyère pour NPR=25. La pression pariétale diminue progressivement le long de la tuyère jusqu'à un point où il y a un décollement naissant au niveau de la lèvre de la tuyère. Il y a une faible intensité qui va influencer sur la stabilité de la tuyère.

La figure (4.18 (a)) montre la variation de la pression pariétale normalisée par la pression chambre le long de la tuyère pour NPR=40. La pression pariétale diminue progressivement le long de la tuyère jusqu'à 0.3bar et quitte le divergent sans un décollement (une tuyère parfaitement adaptée).

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

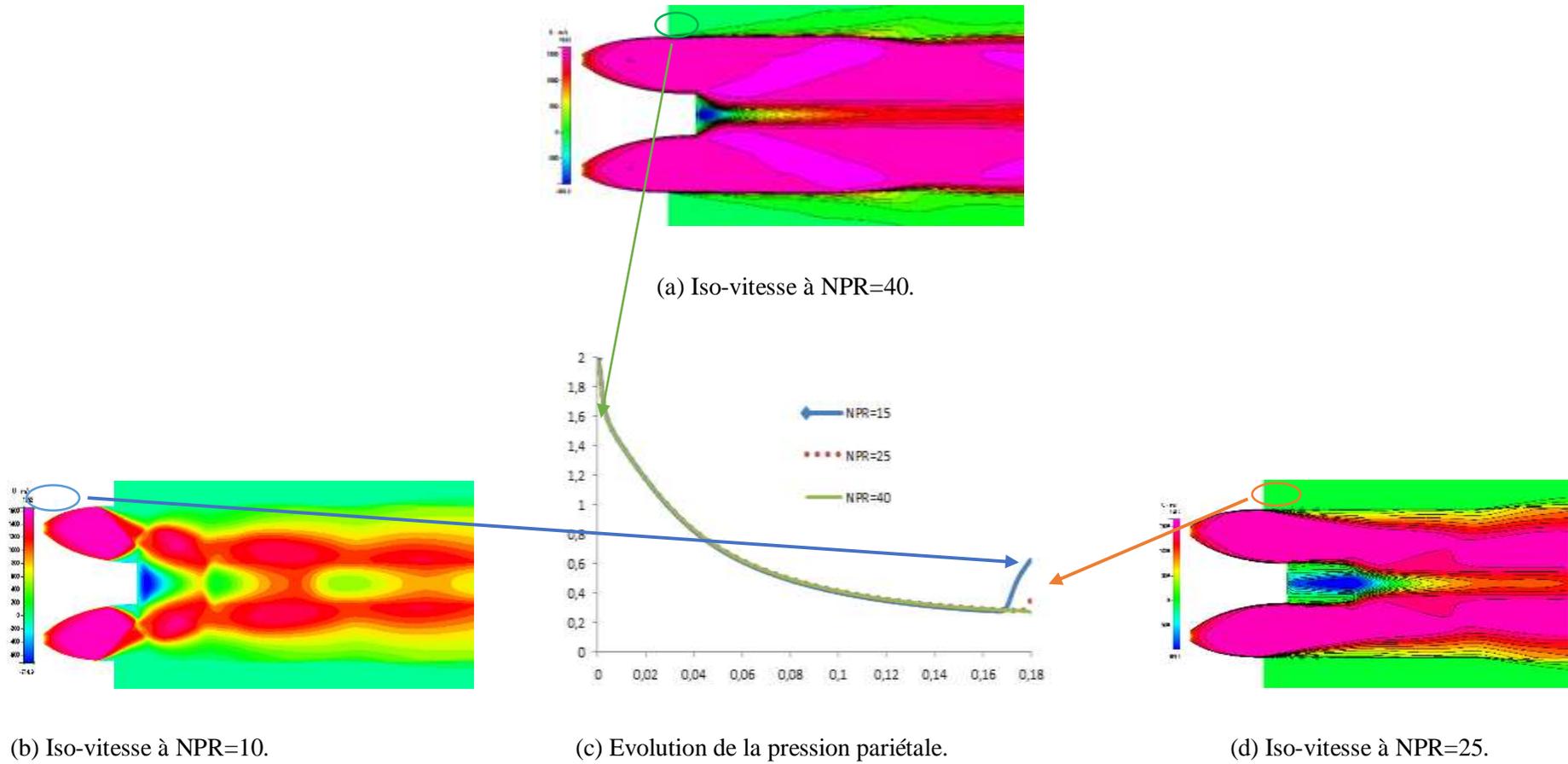


Figure 4.18 : Effet du NPR sur la topologie de l'écoulement dans la tuyère.

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

4.3.1. Application CFD sur la tuyère supersonique MLN :

Avec le même objet de la partie précédente cette partie concerne la modélisation numérique de l'écoulement turbulent dans la tuyère axisymétrique MLN. Le système des équations régissant cet écoulement est résolu par la méthode des volumes finis. Le modèle de turbulence utilisé est celui à deux équations de transport K-SST Moner.

4.3.2. Domaine de calcul et conditions aux limites :

Les conditions aux limites sont représentées dans la figure (4.19) Les calculs sont réalisés pour un écoulement à haute température turbulent. Les conditions génératrices régnant dans la chambre de combustion sont : $P_c=40 \text{ bar}$, $T_c=2000\text{K}$. L'écoulement qui traverse la tuyère, s'accélère tout au long de celle-ci et s'éjecte à une grande vitesse aux conditions ambiantes : $P_0=1 \text{ bar}$, $T_0=288\text{K}$ (15°C).

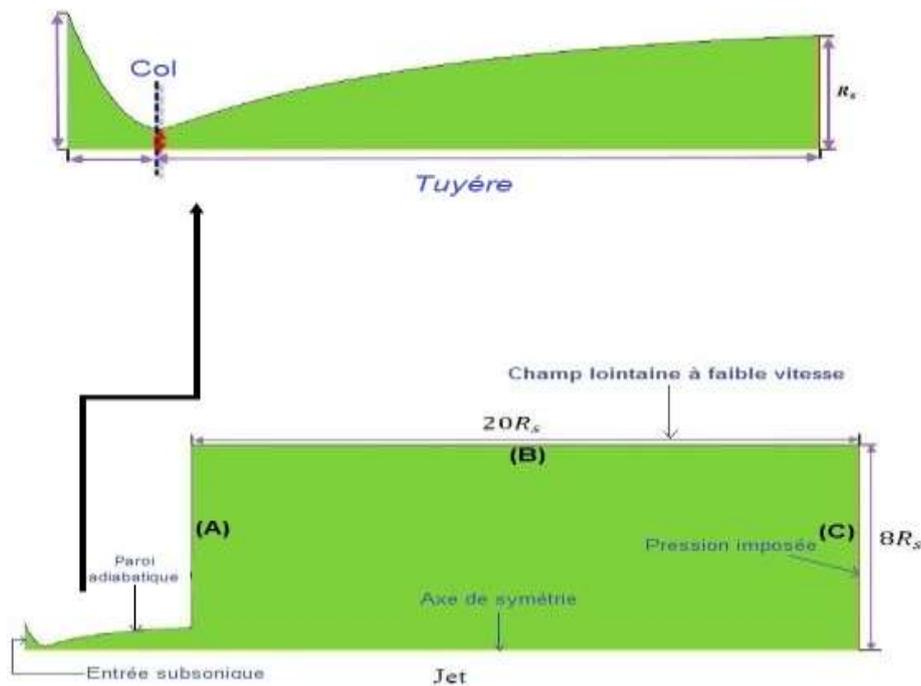


Figure 4.19 : Domaine de calcul et conditions aux limites.

- A la sortie (frontière (C)), la pression statique P_a est supposée ;
- Aux parois solides (la paroi de la tuyère et la paroi verticale (A) du jet), la condition de non-glissement est imposée. Ces parois solides sont considérées adiabatiques ;
- La frontière B correspond à une entrée lointaine à faible vitesse. Pour cette raison, le fluide entrant subit une évolution isentropique depuis les conditions ambiantes. Sur l'axe de tuyère, la condition de symétrie est imposée.

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

En profitant de la symétrie de l'écoulement par rapport à l'axe de la tuyère, le domaine de calcul est réduit à une demie tuyère délimitée par les frontières (voir figure 4.20).

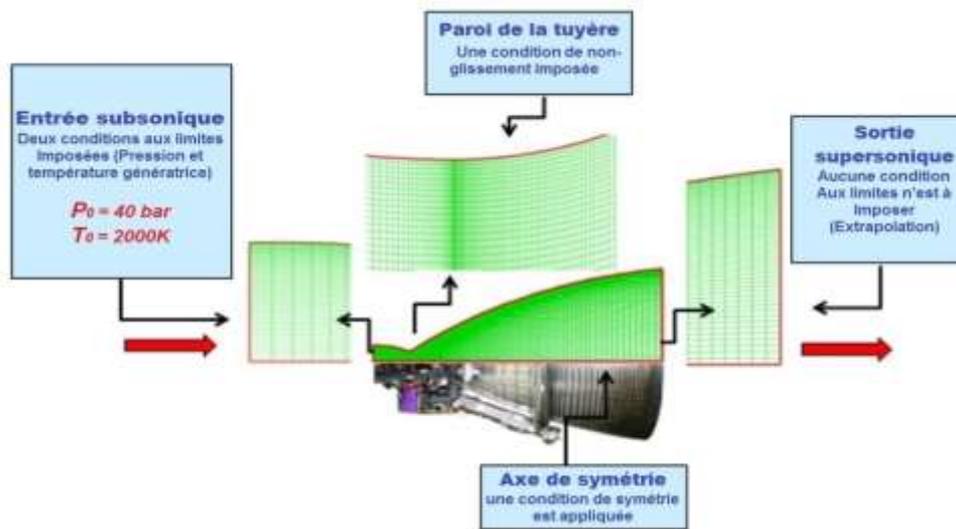


Figure 4.20 : Domaine de calcul de la tuyère et conditions aux limites.

- Une entrée représentée par un segment de droite vertical, où l'écoulement est subsonique. Il faut imposer deux conditions aux limites qui sont la pression P_0 et la température génératrices T_0 .
- Une frontière inférieure constituée d'un axe de symétrie horizontal, où une condition de symétrie est appliquée. Une frontière supérieure constituée par la paroi de la tuyère. Une condition de non-glissement est imposée.
- Une sortie représentée par un segment de droite vertical, où l'écoulement est supersonique. Aucune condition aux limites n'est à imposer.

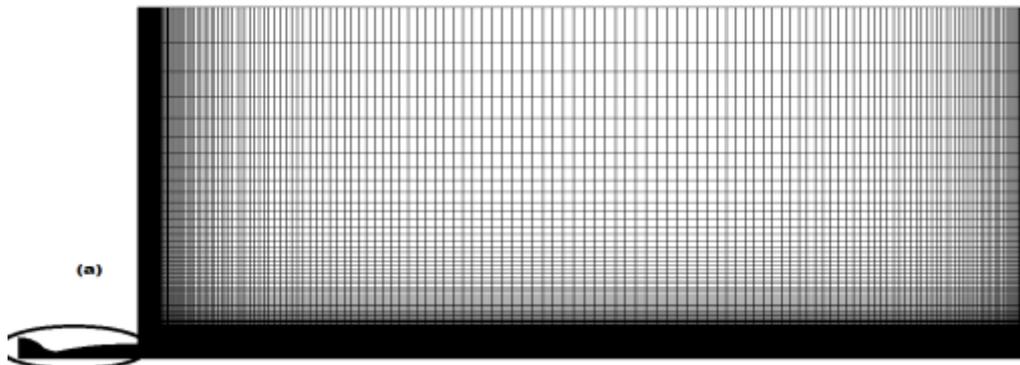
4.3.3. Réalisation et sensibilité au maillage :

Le maillage de géométrie de la tuyère MLN est fait par le même logiciel mailleur et de la même manière comme le maillage de la tuyère précédente.

Afin d'étudier la sensibilité des solutions, trois maillages structurés avec différentes densités de mailles ont été testés : maillage *A* composé de 456000 cellules, maillage *B* de 764000 cellules et maillage *C* de 998000 cellules. Dans les trois cas, 70% des cellules sont distribuées dans le divergent de la tuyère, avec un traitement particulier aux proches parois.

On remarque que le saut de pression détecté pour les maillages *B* et *C* est similaire. Le maillage *C* prédit un point de séparation en amont par rapport aux maillages *A* et *B*, le maillage *C* sera retenu dans la suite de notre étude paramétrique. Le maillage des tuyères *MLN* et *CAN* respectivement est composé de plusieurs zones (voir la figure 4.21).

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS



(a)-Domaine de calcul global



(b)- Maillage à l'intérieur de la tuyère.

Figure 4.21 : Maillage structuré multi-Blocs de la tuyère *MLN*.

-La zone (1), maillant l'intérieur de la chambre de combustion.

- La zone (2) couvre le champ à l'intérieur de la tuyère. Le raffinement de maillage est également pris en compte sur les parois internes afin de mieux simuler la couche limite, elle contient le nombre de cellules le plus important.

- Les zones (3) et (4) couvrent le champ externe en aval de la tuyère.

La figure (4.22) ci-dessous représente le maillage utilisé pour le calcul numérique. Il est composé de deux blocs :

-Le bloc demi-tuyère en rouge qui est composé de deux parties. Un premier maillage raffiné près de la paroi pour prendre en compte la couche limite et l'autre avec un pas constant près de l'axe de la tuyère.

- Le bloc extérieur en vert, raffiné à la sortie de la tuyère et relâché en aval. Le raccord des domaines de maillage se fait par une continuité de maillage à chaque intersection.

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

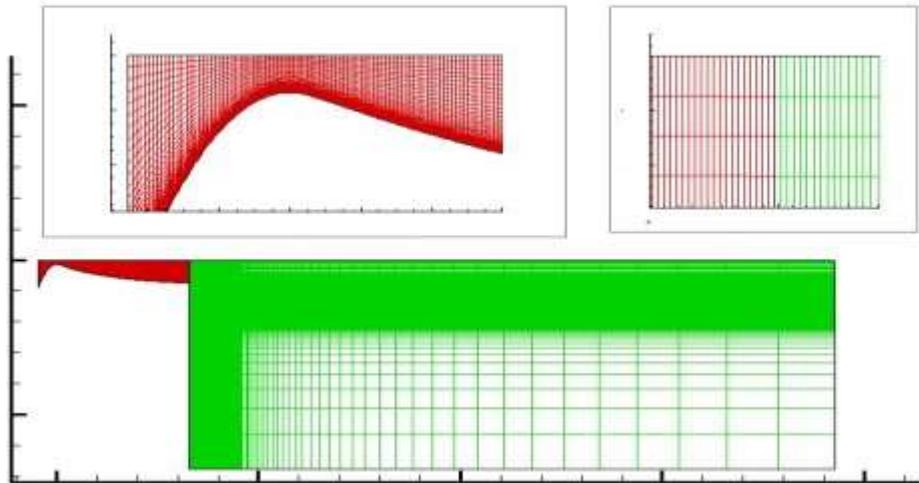


Figure 4.22 : Maillage de demi-tuyère et du milieu extérieur.

4.4.1. Régime en sur-détente avec décollement naissant (NPR=10) :

4.4.1.1. Evolution du nombre de Mach et pression pariétale au long de la tuyère

MLN (NPR=10) :

La figure (4.23) représente L'évolution du nombre de Mach au long de la tuyère MLN :

- Dans le convergent qui représente la chambre de combustion, $M < 1$ donc l'écoulement est subsonique.
- Dans le col, $0.8 < \text{Mach} < 1.2$ donc l'écoulement est transsonique (une tuyère amorcée).
- Dans le divergent, l'évolution du nombre de Mach varié d'une valeur de $M=1$ jusqu'à une valeur maximale de 3.00 avant la sortie (écoulement supersonique), où nous voyons qu'il y a un décollement de la couche limite, un choc oblique se forme à la lèvre de la tuyère mais ne pénètre pas à l'intérieur de la tuyère. Il n'y a pas un point de décollement situé en amont car la couche limite décolle à la lèvre de la tuyère. Sur la distance d'interaction proche de la sortie de la tuyère, donc une deuxième détente se produit juste à la sortie

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

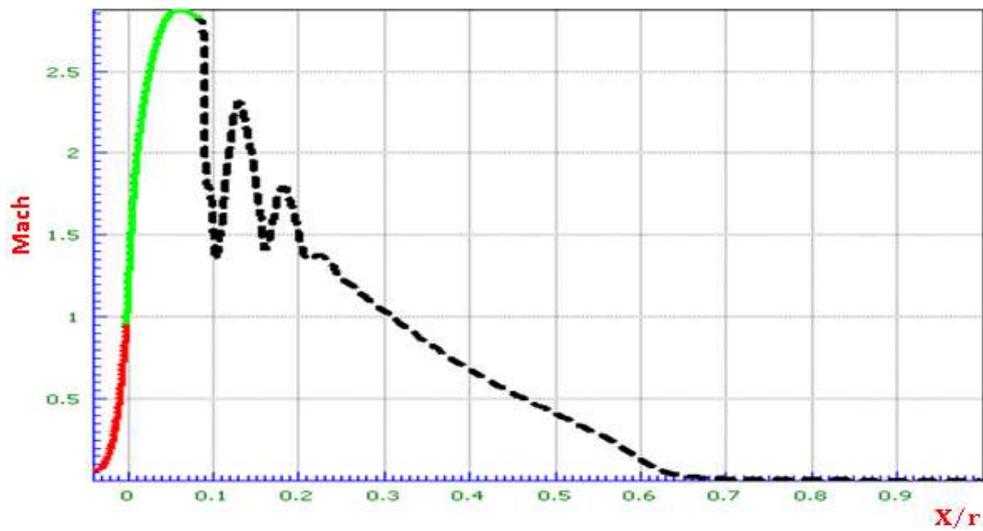
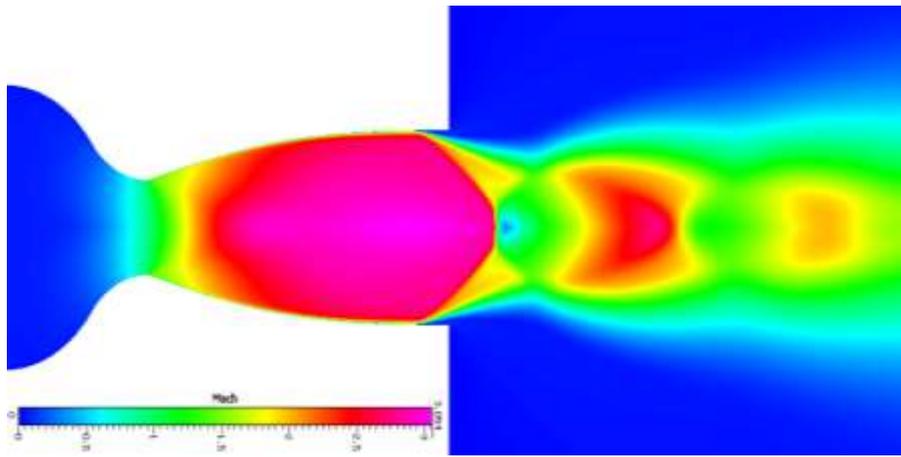


Figure 4.23 : Evolution du nombre de Mach au long de la tuyère MLN.

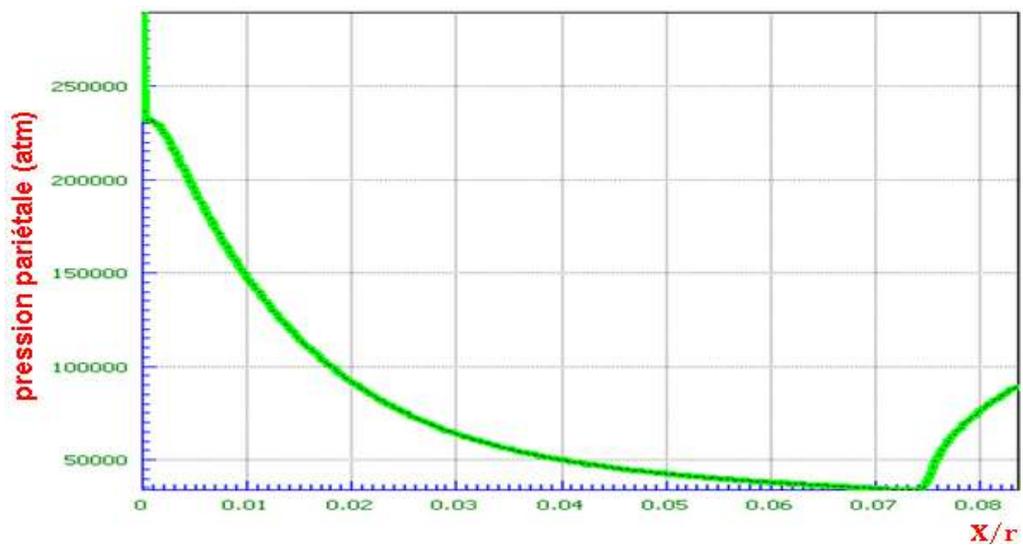


Figure 4.24 : Distribution de la pression pariétale de la tuyère MLN.

La figure (4.24) montre la variation de la pression pariétale tout au long de la tuyère MLN :

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

- La pression pariétale évolue depuis la pression statique non perturbée jusqu'à la pression P_e immédiatement en aval du choc et toujours sensiblement inférieure à la pression ambiante P_a . Ce régime de sur-détente dans lequel la tuyère ne subit qu'une amorce de décollement est qualifié de sur-détente avec décollement naissant.

4.4.1.2. Variation de la température dans la tuyère MLN (NPR=10) :

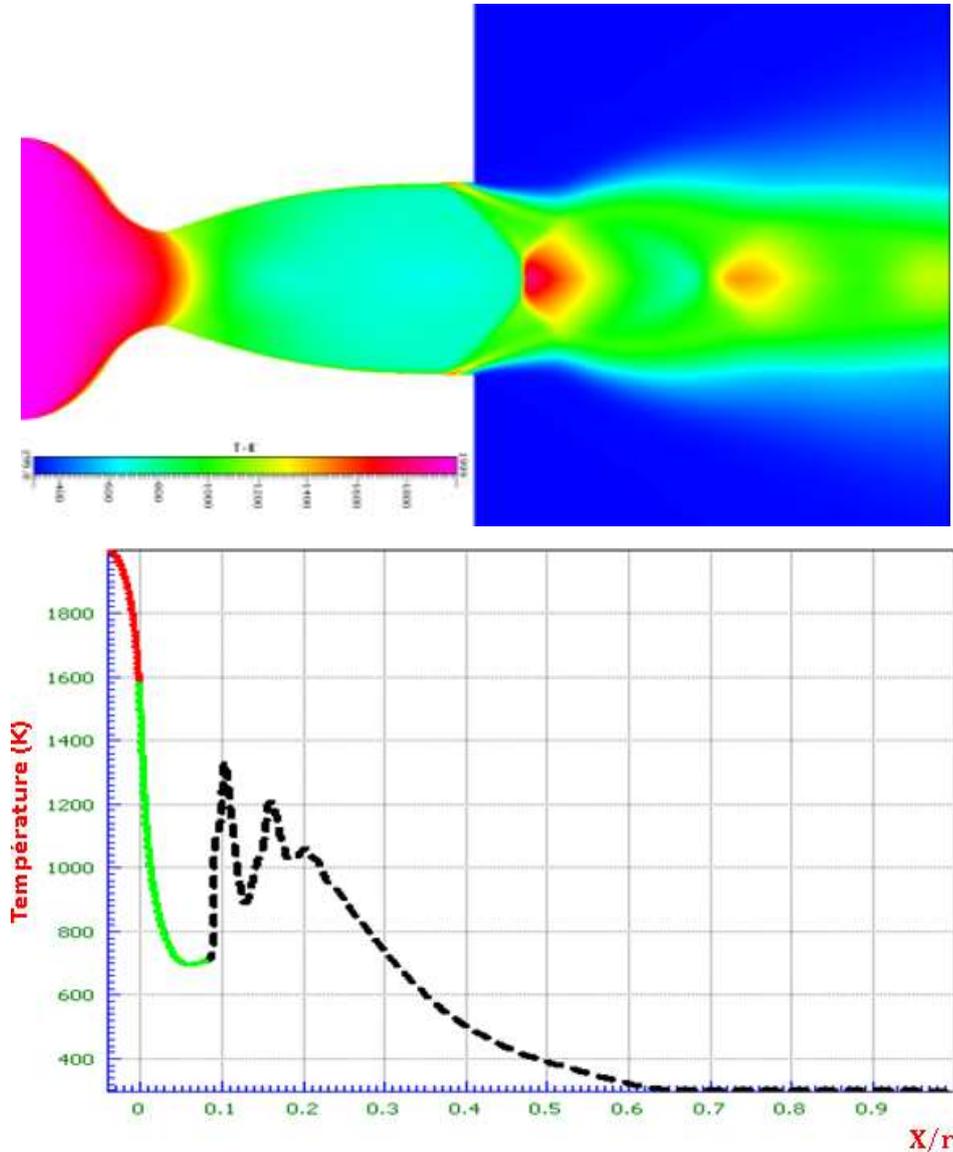


Figure 4.25 : La variation de la température à travers la tuyère MLN.

La figure (4.25) représente la variation de la température dans la tuyère MLN :

- Nous remarquons que la température dans la partie convergente est égale 2000K. Elle diminue progressivement jusqu'à un point dans la divergente où Le choc oblique de décollement symétrique à la lèvre de la tuyère menée à produire une deuxième détente qui développe et augmente la température encore une fois sous forme de disque de mach.

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

4.4.1.3. Evolution de la composante horizontale de la vitesse dans la tuyère MLN (NPR=10)

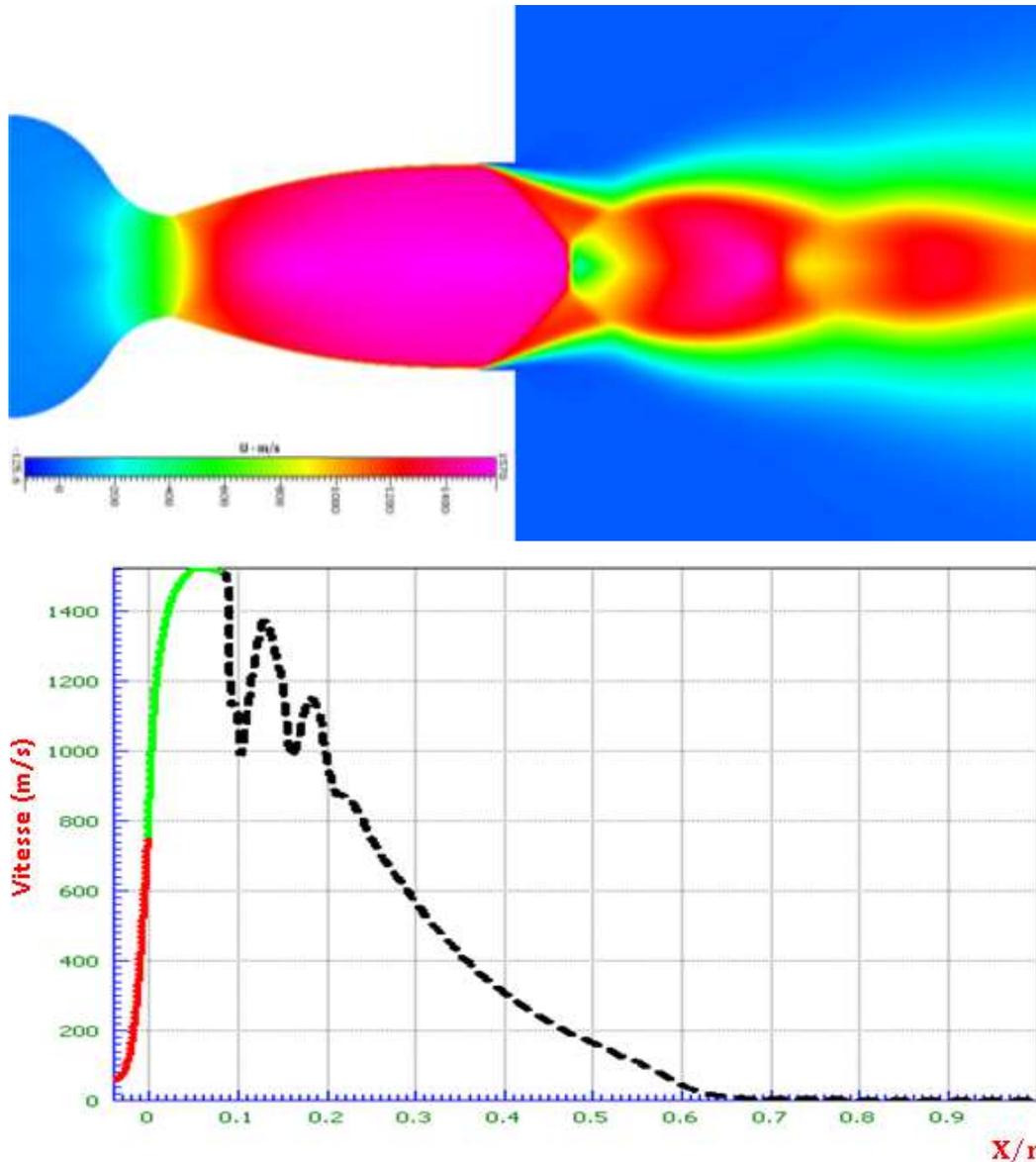


Figure 4.26 : Evolution de la vitesse dans la tuyère MLN.

La figure (4.26) représente la vitesse tout au long de la tuyère MLN :

- Tout d'abord l'écoulement est accéléré tout au long de la tuyère. Il passe par une vitesse faible à l'entrée du convergent à une vitesse sonique au col, puis à une vitesse supersonique à la partie divergent où il atteint une vitesse maximale égale $\approx 1600\text{m/s}$. La vitesse décroissante à la lèvre de la tuyère car il y a onde de choc oblique symétrique crée un disque de mach où le décollement se développe plusieurs fois dans le milieu extérieur.

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

4.4.2. Régime en sur-détente (NPR=25) :

4.4.2.1. Evolution de la composante horizontale de la vitesse dans la tuyère MLN (NPR=25) :

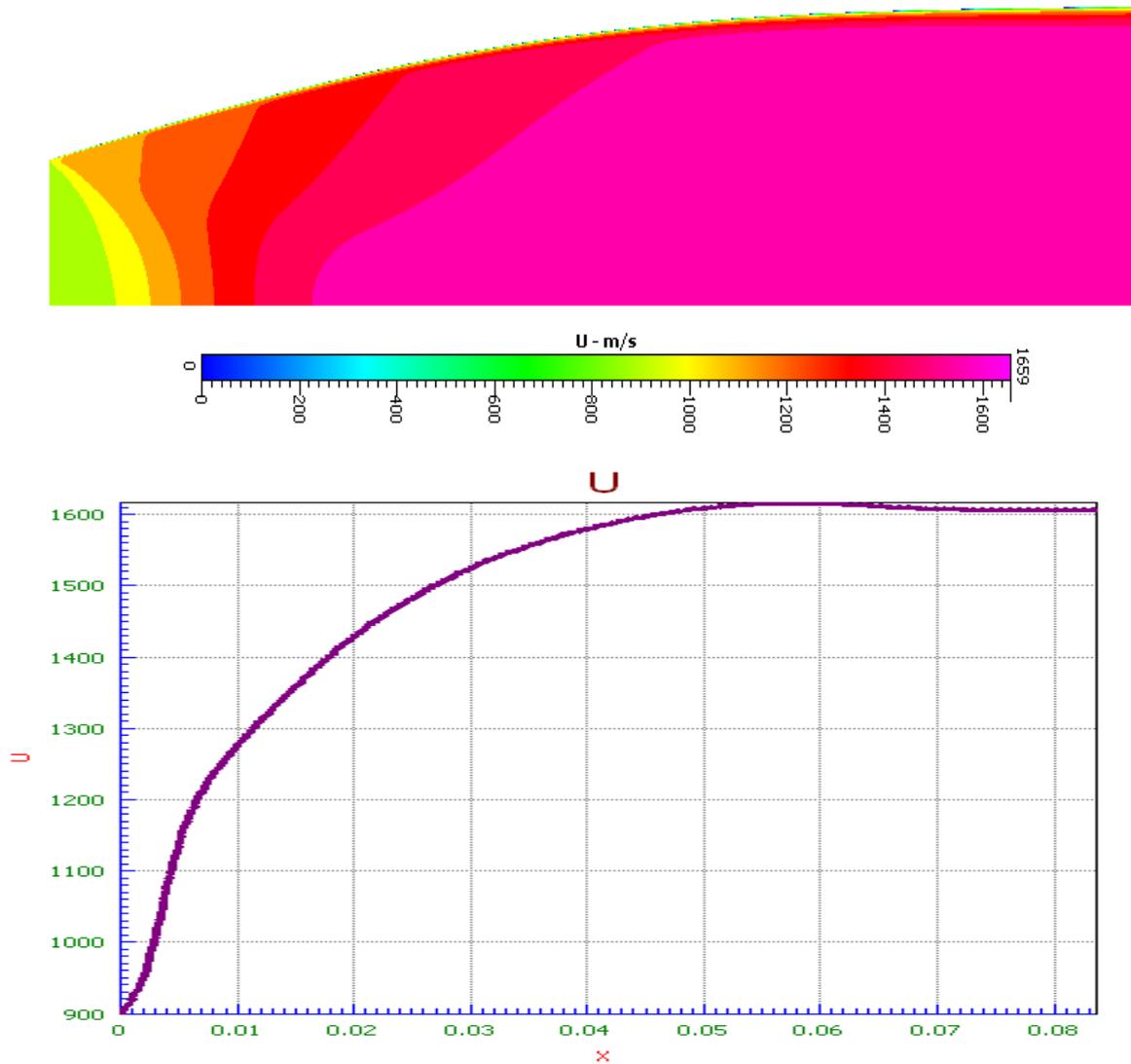


Figure 4.27 : Evolution de la vitesse horizontale dans la tuyère MLN

La figure (4.27) montre l'évolution de la vitesse du fluide au long de la tuyère MLN pour $NPR=25$.

Dans la zone de Kernel la vitesse augmente mais reste toujours sonique, dans la zone non-uniforme la vitesse évolue et commence à atteindre des valeurs supersoniques, après, en entrant dans la zone uniforme, le fluide atteint la vitesse maximale (1600 m/s).

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

A la sortie de la tuyère le choc fait décoller la couche limite proche aux parois sur lesquelles elle s'était développée, bien en amont de la lèvre. Au niveau du point de décollement, il se produit une compression rapide de l'écoulement interne à la tuyère depuis une pression non perturbée immédiatement avant le décollement jusqu'à la pression en aval du point de décollement.

4.4.2.2. Evolution de la pression statique dans la tuyère MLN (NPR=25) :

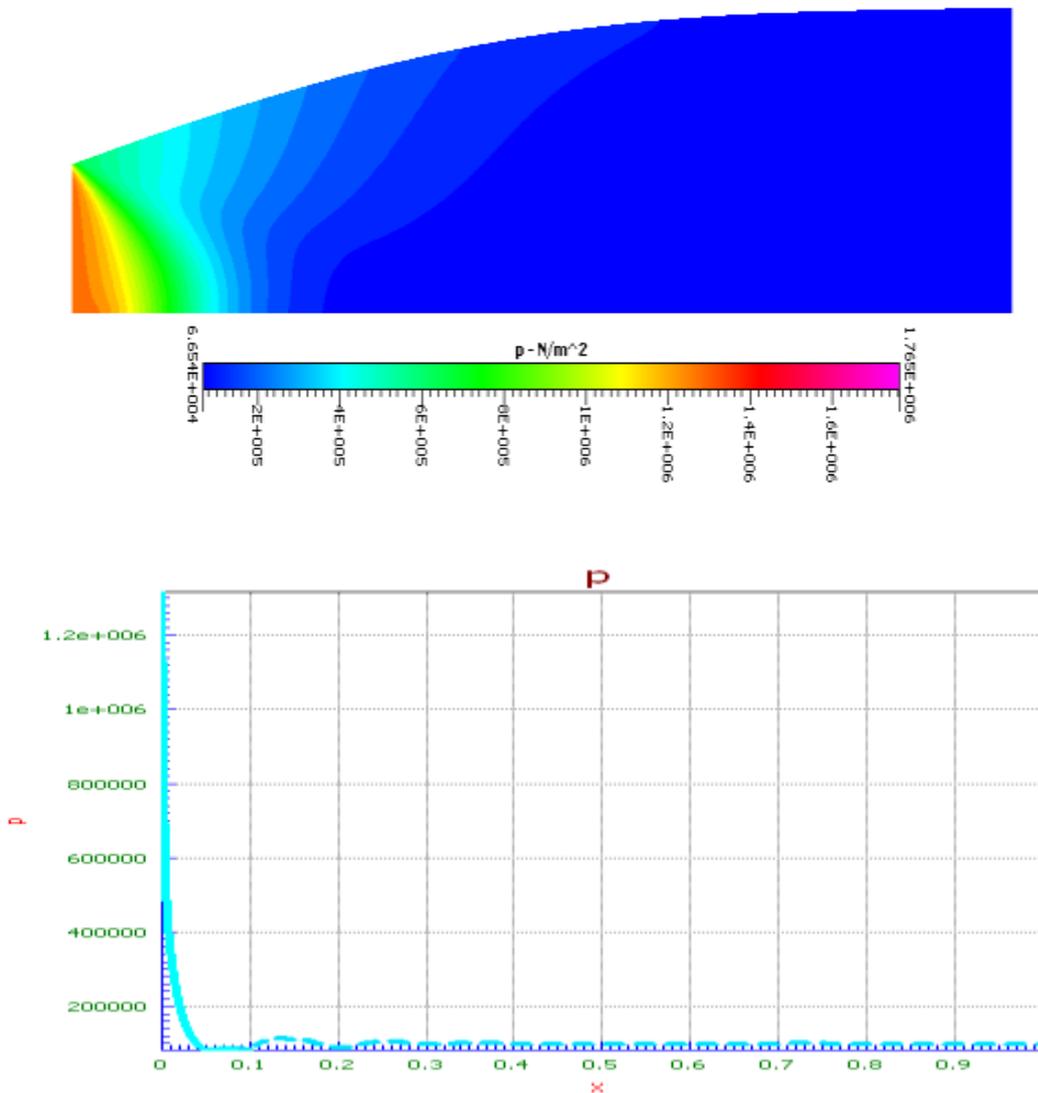


Figure 4.28 : Distribution de la pression statique tout au long de la tuyère MLN.

La figure (4.28) ci-dessus représente la variation de la pression tout au long de la tuyère pour NPR=25. On remarque que la pression est maximale à la sortie de la chambre de combustion qui atteint une valeur de 12 bars. L'écoulement suit une distribution de pression strictement décroissante jusqu'au point de décollement.

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

4.4.3. Régime d'adaptation de la tuyère MLN (NPR40) :

4.4.3.1. Evolution de la composante horizontale de la vitesse (NPR=40)

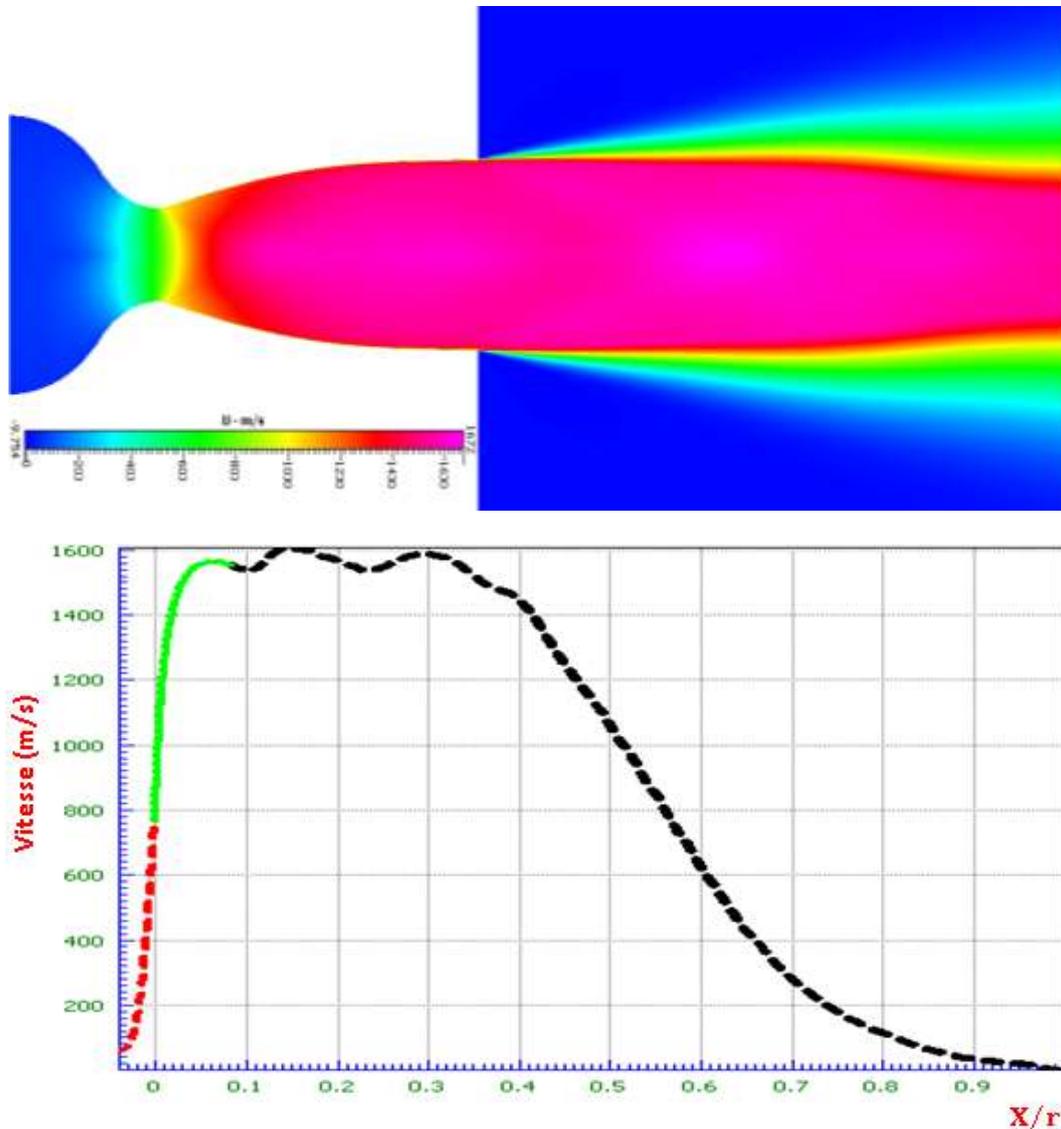


Figure 4.29 : Evolution de la vitesse horizontale dans la tuyère MLN.

La figure (4.29) montre la variation de la vitesse dans la tuyère MLN :

- L'écoulement est accéléré tout au long de la tuyère. Il passe par une vitesse faible à l'entrée du convergent à une vitesse sonique au col ($U=800\text{m/s}$) (car le nombre de Mach est égale $M = \frac{V}{a} = \frac{U}{\sqrt{\gamma r T}} = \frac{800}{\sqrt{1.4 \cdot 287 \cdot 1700}} \approx 1$), puis à une vitesse supersonique à la sortie du divergent où il atteint une vitesse maximale égale à 1600m/s . la vitesse est décroissante plus on s'éloigne de la tuyère.

4.4.3.2. Evolution de la composante verticale de la vitesse (NPR=40) :

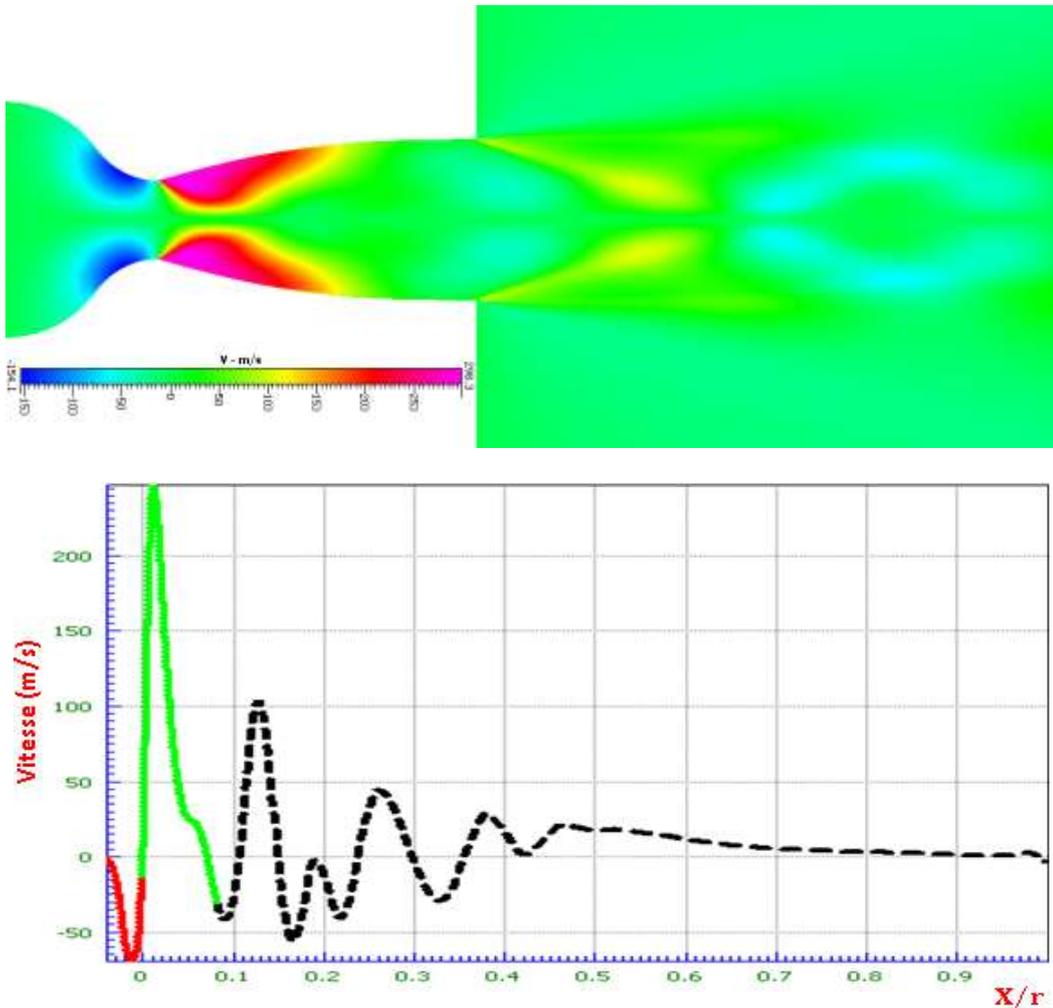


Figure 4.30 : Evolution de la vitesse tout au long de la tuyère MLN.

La figure (4.30) montre l'évolution de la vitesse dans la paroi :

- Tout d'abord la variation de la composante de la vitesse verticale est sinusoïdale, ce genre de phénomène qui est causé par la variation de cisaillement après la sortie de la tuyère par rapport à l'axe X c'est-à-dire toujours on voit qu'il y a une partie positive et l'autre négative, plus on s'éloigne de la tuyère, le phénomène s'inverse.

- Nous remarquons que la vitesse au début de la partie convergente est égale à 0m/s après, elle diminue progressivement à une vitesse négative (proche paroi) après elle augmente et prend une valeur de 0m/s au niveau du col, elle continue sa croissance dans la partie divergente jusqu'à une

valeur maximale égale à 298.3m/s (proche paroi), elle diminue une autre fois jusqu'à atteindre une valeur inférieure à 0m/s, elle continue sa variation pour prendre une valeur stable en s'éloignant de la tuyère.

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

4.4.3.3. Variation de La température à travers la tuyère MLN (NPR=40)

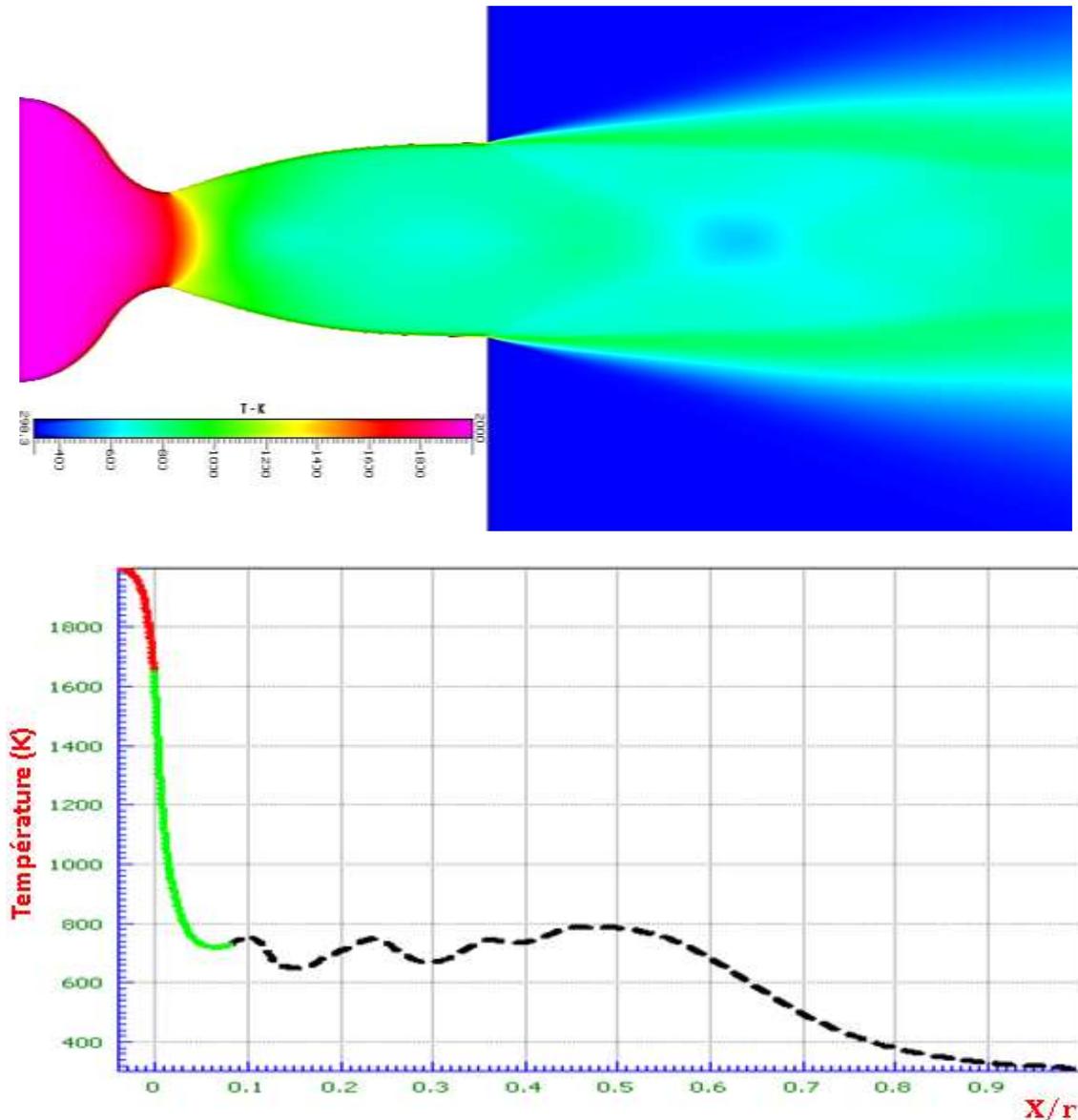


Figure 4.31 : Variation de la température à travers la tuyère MLN.

La figure (4.31) ci-dessus représente la variation de la température dans la tuyère MLN :

- Nous remarquons que la température dans la chambre de combustion est égale 2000K.
- Dans le col, la température prend une valeur de 1700K. Puisque l'écoulement est complètement isentropique dans la paroi, alors l'évolution de la température est proportionnelle à la pression, en se référant à la loi des gaz parfaits, Elle diminue progressivement (détente des gaz) jusqu'à une valeur $\approx 800\text{K}$ à la sortie.

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

4.4.3.4. Variation du nombre de Mach et pression pariétale dans la tuyère MLN (NPR=40)

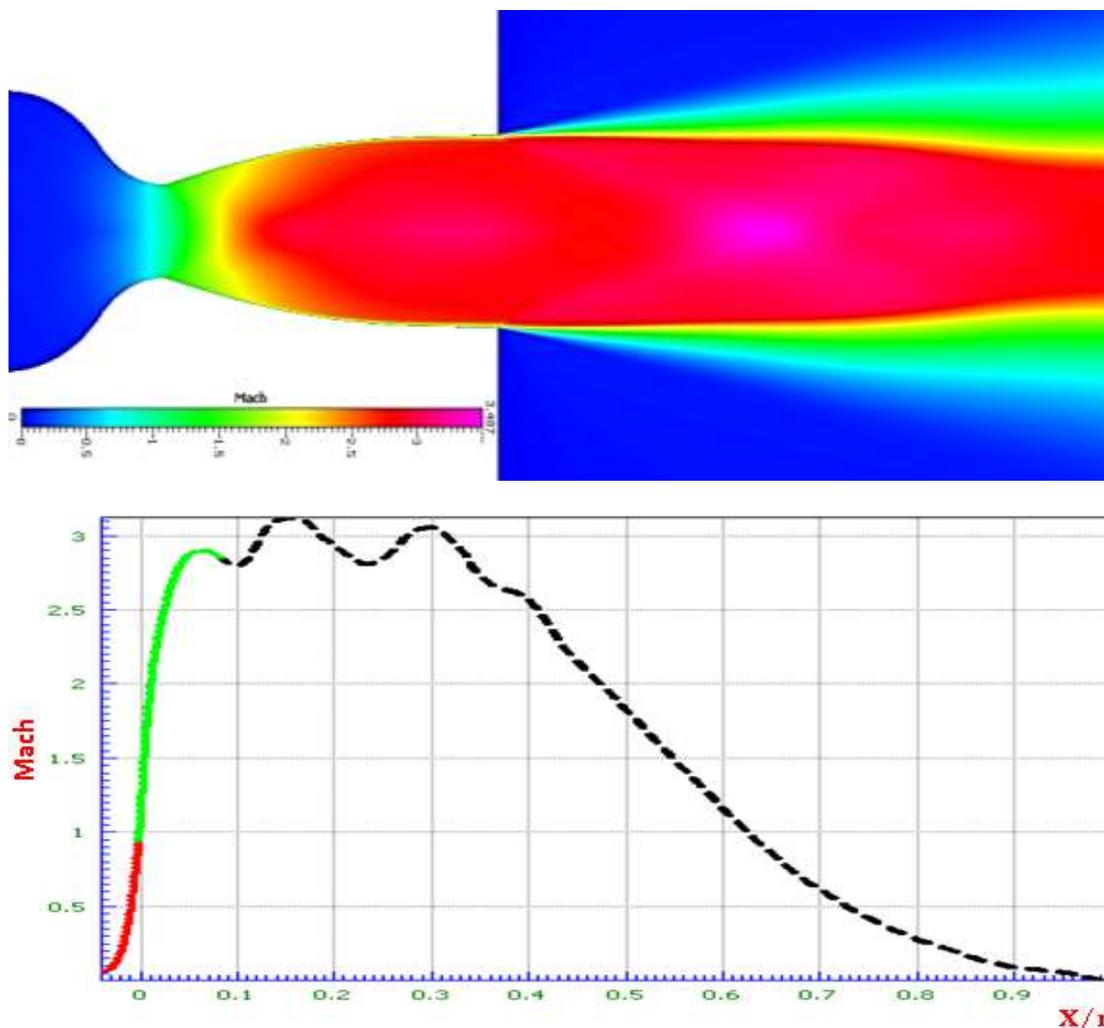


Figure 4.32 : Evolution du nombre de Mach le long de la tuyère MLN.

La figure (4.32) montre l'évolution du nombre de Mach dans la tuyère MLN en (NPR=40) :

- Dans le convergent qui représente la chambre de combustion, $M < 1$ donc l'écoulement est subsonique.
- Dans le col, $0.8 < \text{Mach} < 1.2$ donc l'écoulement est transsonique (une tuyère amorcée).
- Dans le divergent, l'évolution du nombre de Mach varie d'une valeur de $M=1$ (paramètres de criticités) jusqu'à une valeur maximale 3.2 à la sortie de la tuyère à cause d'une suite de détentes du gaz par un faisceau d'ondes de détente, un élargissement du jet supersonique est observé à la sortie de la tuyère. Donc l'écoulement est supersonique.

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

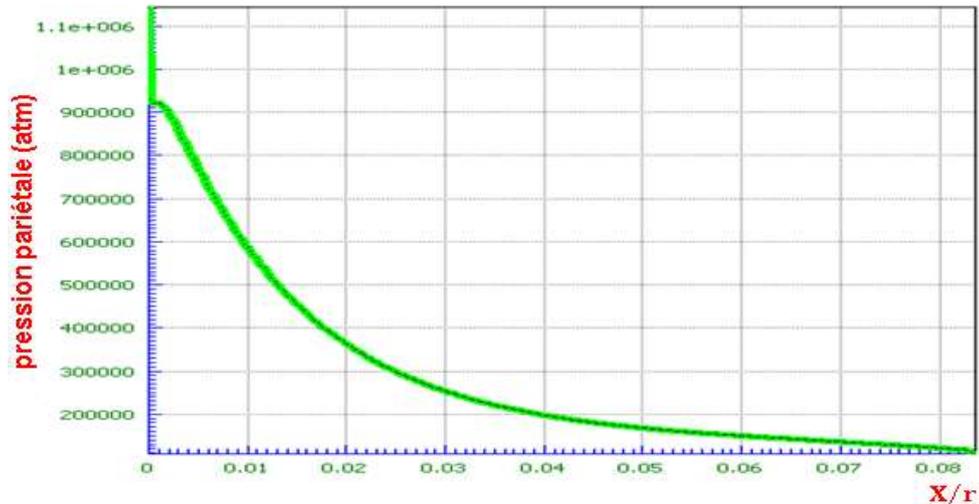


Figure 4.33 : Distribution de la pression pariétale de la tuyère *MLN*.

La figure (4.33) représente la variation de la pression pariétale sur la tuyère *MLN* en régime adapté ($NPR=40$) :

- A l'adaptation, suit une distribution de pression décroissante jusqu'à la pression de sortie qui est égale à la pression ambiante ($P_e = P_a$). Au voisinage de la lèvre de la tuyère, les lignes de courant du jet quitte le divergent sans aucune différence de pression statique (absence de décollement). Le phénomène d'onde de choc disparaît, alors la tuyère est parfaitement adaptée. Donc la tuyère ne fonctionne correctement que pour une seule valeur d'adaptation ($NPR=40$)

4.4.4. Effet de la couche limite sur M_{exit} pour la tuyère *MLN* :

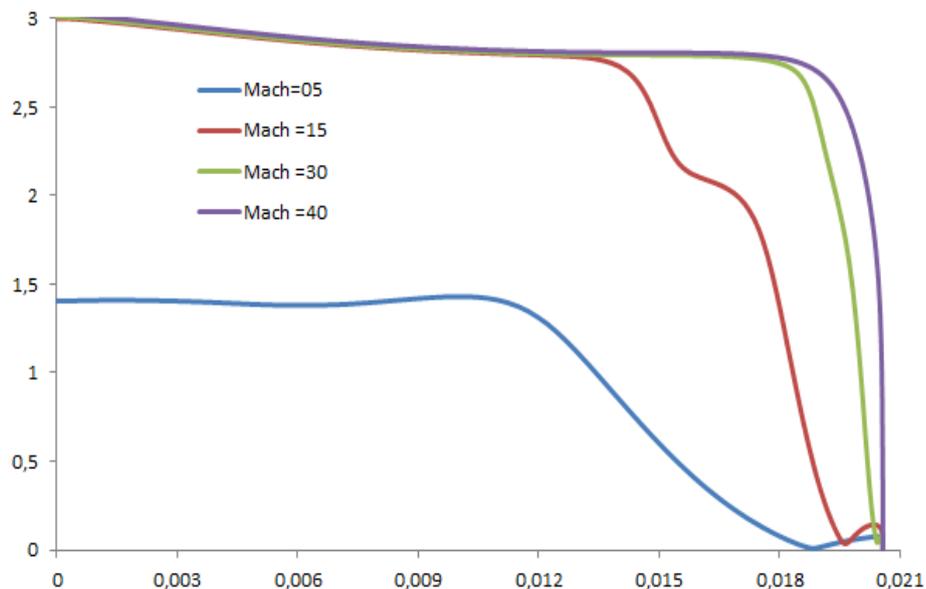


Figure 4.34 : Variation du nombre de Mach à la sortie de la tuyère *MLN* en fonction de *Y* pour différents *NPR*.

CHAPITRE 4 : RESULTATS ET INTERPRETATIONS

La figure (4.34) montre la variation de M_E tout au long de la section de sortie de la tuyère MLN pour des différents NPR (NPR=05 / NPR=15/NPR=30/NPR=40).

On remarque que le M_E simulé à NPR=05 reste constant à la valeur (1,4), puis commence à diminuer jusqu'à la valeur (0) à cause d'onde de choc oblique.

Dans la figure (4.34) à NPR=30, on note que le M_E commence une légère dégradation à partir de la valeur (3), arrivant à la distance 0.02 le M_E diminue rapidement jusqu'à atteindre la valeur (0) en raison de l'effet de la couche limite.

La figure (4.34) montre la variation du M_E à la sortie de la tuyère MLN pour NPR=40, le M_E simulé avoisine la valeur (3) (écoulement uniforme et parallèle), puis commence à diminuer légèrement tout au long de la tuyère, en arrivant à la distance 0.021, il marque une chute rapide jusqu'à atteindre la valeur 0, à cause de l'effet de la couche limite.

***CONCLUSION
GENERALE***

CONCLUSION GENERALE

L'étude de l'écoulement des fluides compressibles (gaz et vapeur) fait appel non seulement aux notions de base de la mécanique des fluides, mais également à celles de la thermodynamique par l'intermédiaire des équations d'état et de celles des transformations particulières tel que la transformation isothermique et la transformation isentropique.

L'amélioration des performances d'une tuyère passe par la maîtrise des charges latérales et des charges thermiques qu'elle doit endurer lors de ses régimes de sur-détente, à l'allumage puis durant un fonctionnement permanent. Dans cette optique, les efforts de recherche doivent se concentrer sur :

- La prédiction de la position du décollement, stable en moyenne, mais dont les fluctuations intéressent le niveau des charges aérodynamiques et les phénomènes thermo-chimiques locaux (flux de chaleur).
- La compréhension des structures d'interférences de chocs très particulières aux tuyères sur-détendues fortement optimisées, et des mécanismes de basculement entre les deux types de décollement, libre et restreint.
- La caractérisation de la contribution de la structure aux charges latérales enregistrées par la tuyère.
- L'étude des conséquences thermiques de la présence d'un choc et d'une vaste région décollée où s'engouffre l'oxygène de l'air externe.

Tous les résultats obtenus dépendent de plusieurs paramètres qui sont la géométrie et le maillage, le nombre de Mach, la température, la pression pariétale et la vitesse.

Au cours du processus de conception des tuyères, un compromis doit être trouvé entre les performances au niveau de la mer (décollage et montée à basse altitude) et celles à vide (haute altitude) afin de mieux satisfaire les exigences de la mission dans les limites des performances de la dite tuyère.

Nous avons contribué à l'étude et à l'évaluation physico-théorique des performances en différents régimes des deux tuyères :

1-tuyère MLN

2- tuyère à corps central profilé

CONCLUSION GENERALE

Nous avons effectué une comparaison entre les deux, et à présent nous allons citer les avantages de l'une par rapport à l'autre.

Les travaux de recherche dans cette thèse sont focalisés sur les points suivants :

- Etude sur les écoulements supersoniques adaptés (NPR 40) et sur-détente (NPR 10, NPR 25) et les phénomènes qui se produisent quand nous changeons le rapport de pression ambiante et atmosphérique.

- Le décollement libre est un paramètre pressenti important pour expliquer les charges latérales dans les tuyères, le gradient de pression pariétale est élevé et sera accompagné par des chocs de grande amplitude.

- Le décollement restreint est un paramètre qui définit la stabilité de la tuyère, et qui induit des ondes de compression et de détente dans le jet supersonique.
- D'après nos études physico-théoriques, nous constatons que la tuyère à corps central profilé est plus stable que la tuyère MLN, car le décollement restreint est causé par le corps central.
- Dans la tuyère à corps central profilé, le nombre de Mach est plus élevé et est uniformément distribué à la sortie en comparaison avec la tuyère MLN.

A la fin, nous avons conclu que le corps central est un moyen efficace pour parer aux perturbations issues dans les tuyères fonctionnant en plein régime, comme il augmente la poussée dans la tuyère ainsi que sa rigidité, comme il permet à diminuer le volume de la tuyère donc économiser le cout de construction et l'énergie consommée pour lancer la fusée.