

UNIVERSITÉ SAAD DAHLEB DE BLIDA

Institut d'Aéronautique et des Études Spatiales

MÉMOIRE DE MAGISTER

En Aéronautique

Spatialité : Aéronautique

**SIMULATION NUMÉRIQUE DES ÉCOULEMENTS
SUPERSONIQUES DANS LES TUYÈRES DOUBLE GALBE.**

Par

Lynda LAGAB

Devant le jury composé de :

S. BOUKRAA	Professeur, U. de Blida	Président
S. BERGHEUL	Professeur, U. de Blida	Rapporteur
T. REZOUG	Professeur, U. de Blida	Examineur
M. SELLAM	Maitre de conférences, (HDR), U. d'Évry	Examineur
N. BEKKA	Maitre de conférences, (B), U. de Blida	Examineur

Blida, Janvier 2015

RÉSUMÉ

L'étude des tuyères supersoniques à compensation d'altitude équipant les moteurs fusées est un domaine de forte actualité qui préoccupe plusieurs équipes et organisations de recherche. Le concept double galbe représente le candidat le plus prometteur parmi d'autres plusieurs concepts proposés. Dans ce présent travail, nous étudions les écoulements supersoniques dans des différentes configurations de tuyères à double galbe grâce à la CFD.

Après une large étude bibliographique, nous avons exposé les équations fondamentales qui régissent l'écoulement dans les tuyères. À des fins de validation, nous avons reproduit plusieurs géométries étudiées auparavant, notamment la géométrie de la tuyère CNES PERSEUS de l'ONERA et les deux géométries de DLR (DG1 et DG3). La validation est basée sur la comparaison de nos résultats aux bases de données expérimentales et numériques de ces deux centres de recherche. Afin de ce faire, différents types de maillage ont été générés en utilisant Ansys-ICEM 14.0. Des calculs non-visqueux et d'autres visqueux, en utilisant le modèle de turbulence $k-\omega$ SST, ont été effectués sous l'environnement Ansys-Fluent 14.0. De nouvelles configurations de tuyères à double galbe ont été générées par un code basé sur la méthode des caractéristiques dans le cadre d'un autre projet en parallèle. Ces nouvelles configurations ont été étudiées par voie de la CFD. Les résultats obtenus sont comparés à ceux obtenus par la méthode des caractéristiques. Des calculs visqueux intégrant le modèle de turbulence $k-\omega$ SST ont été effectués pour pouvoir compenser les effets de la couche limite. Les résultats numériques obtenus dans la partie validation ainsi que dans la partie optimisation sont jugés très acceptables comparativement à d'autres résultats théoriques, numériques ou expérimentaux. Le profil ALPHA du premier cas test a été jugé meilleur que celui de CNES PERSEUS, parce que pour un plus petit rapport de sections, il fournit de meilleures performances par rapport à ce dernier. Les méthodes de génération de profils des autres cas tests ont été discutées et mis en question.

Mots clés : Tuyères Supersoniques; Tuyères Double Galbe; CFD; Ansys-Fluent 14.0; Ansys-ICEM 14.0; Turbulence, Modèle $k-\omega$ SST.

ABSTRACT

The study of supersonic altitude compensating of rocket engines nozzles is a highly topical area of concern for several teams and research organizations. Dual-Bell concept is the most promising among several other concepts proposed candidate. In the present work, we study the supersonic flows in different configurations of Dual-Bell nozzles through the CFD.

After an extensive literature review, we set out the basic equations governing the flow in the nozzle. For validation purposes, we reproduce several previously studied geometries, including the geometry of the CNES PERSEUS nozzle of ONERA and two DLR's geometries (DG1 and DG3). The validation is based on the comparison of our results to experimental and numerical data of these two research centers. To do this, different types of meshes were generated using ANSYS ICEM-14.0. Inviscid and viscous calculations, using the turbulence model $k-\omega$ SST were carried out under the ANSYS Fluent 14.0 environment. New configurations of Dual-Bell nozzles were generated by a model based on the method of characteristics in the context of a parallel project. These new configurations were studied by CFD. The results obtained are compared with those obtained by the method of characteristics. Viscous calculations using the turbulence model $k-\omega$ SST were performed in order to offset the effects of the boundary layer. The numerical results obtained in the validation and optimization parts are considered very acceptable compared to other numerical or experimental theoretical results. The ALPHA profile of the first test case was considered better than CNES PERSEUS, because for a smaller area ratio, it provides better performance compared to the latter. The methods of generating profiles of other test cases were discussed and questioned.

Keywords: Supersonic nozzles; Dual-Bell Nozzle; CFD; Ansys-Fluent 14.0; Ansys ICEM-14.0; Turbulence model; $k-\omega$ SST.

REMERCIEMENTS

بسم الله والحمد لله؛
أشكر الله على منحي الشجاعة والصبر والقدرة على اتمام هذه الأطروحة المقدمة لأجل نيل شهادة الماجستير للدراسات العليا بمعهد
علم الطيران والدراسات الفضائية، جامعة سعد دحلب بالبليدة .

Je tiens à remercier mon directeur de mémoire monsieur S. BERGHEUL de m'avoir témoigné durant ces trois années une totale confiance. Lors de ce travail qu'il m'a confié, il m'a aidé minutieusement avec amabilité et patience malgré ses occupations. J'ai beaucoup admiré sa simplicité, son ardeur au travail et ses qualités humaines. C'est ici pour moi l'occasion de lui témoigner toute ma gratitude.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude envers A. MOHAMMED TAIFOUR, dont j'ai beaucoup apprécié autant son aide que ses qualités humaines.

Ce mémoire est le résultat d'un travail effectué au laboratoire d'aéronautique de l'institut aérospatial. Je tiens, donc, à remercier chaleureusement Monsieur T. REZOUG de m'avoir recueilli dans son laboratoire durant ces années et d'avoir bien voulu participer au jury.

Je tiens également à adresser mes sincères remerciements à monsieur H. KBAB et monsieur M. SELLAM pour avoir co-encadré ce mémoire, pour leur grande disponibilité et leurs conseils objectifs.

Je remercie Monsieur S. BOUKRAA d'avoir accepté d'être le président du jury.

Mes vifs remerciements vont également à monsieur N. BEKKA de s'être intéressé à mon travail et d'avoir accepté de faire partie du jury.

Un grand merci à toute ma famille, mes parents, mes deux sœurs, mon frère et sa femme, pour tout le soutien qu'ils m'ont apporté, les valeurs qu'ils ont su me transmettre et les sacrifices qu'ils ont bien voulu opérer pendant ces longues années.

L. LAGAB

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ.....	2
REMERCIEMENTS	4
LISTE DES FIGURES	7
NOMENCLATURE	11
INTRODUCTION	13
GÉNÉRALITÉ SUR LES TUYÈRES	22
1.1 INTRODUCTION.....	22
1.2 PARAMETRES CARACTERISTIQUES D'UNE TUYERE	24
1.2.1 Le débit.....	25
1.2.2 La poussée.....	25
1.2.3 L'impulsion spécifique.....	26
1.3 LOGIQUE DE DEVELOPPEMENT DE TUYERES	27
1.4 TUYERES CONVENTIONNELLES.....	30
1.4.1 Types de profils	30
1.4.2 Régimes de fonctionnement d'une tuyère conventionnelle.....	41
1.4.3 Origine des charges latérales dans les tuyères optimisées	49
1.5 TUYERE A COMPENSATION D'ALTITUDE	51
1.5.1 Tuyère à décollement contrôlé	52
1.5.2 Tuyère à générateurs de Vortex.....	57
1.5.3 Tuyère à deux modes	58
1.5.4 Tuyère auto-adaptée.....	60
1.6 CONCLUSION	67
 CALCUL ANALYTIQUE DES ÉCOULEMENTS DANS LES TUYÈRES-APPROCHE QUASI-MONODIMENSIONNELLE	
.....	68
2.1 INTRODUCTION.....	68
2.2 RELATIONS DE LA DYNAMIQUE DES GAZ	68
2.2.1 L'approche quasi-monodimensionnelle	69
2.2.2 Écoulement isentropique	70
2.2.3 Nombre de Mach et vitesse du son.....	70
2.2.4 Loi des gaz parfaits	71
2.2.5 Température	71
2.2.6 Pression	71
2.2.7 Densité	72
2.3 ÉCOULEMENTS DANS LES TUYERES	72
2.3.1 Relations fondamentales.....	72
2.3.2 Relation section-vitesse.....	74
2.3.3 Le rapport de sections (rapport des aires)	76
2.4 METHODE DES CARACTERISTIQUES.....	78
2.4.1 Conception des profils de tuyères.....	79
2.4.2 Méthode des caractéristiques directe et inverse.....	80
2.5 CONCLUSION	81
 CFD — APPLICATION SUR LES ÉCOULEMENTS SUPERSONIQUE DANS LES TUYÈRES	82
3.1 INTRODUCTION.....	82
3.2 APPROCHE NON VISQUEUX — EQUATIONS D'EULER	83

3.2.1 Lois de conservation.....	83
3.2.2 Formulation conservative.....	84
3.2.3 Discrétisation des équations d'Euler—méthode des volumes finis	85
3.3 ÉCOULEMENTS VISQUEUX DANS LES TUYERES	86
3.4 PRISE EN COMPTE DE LA TURBULENCE	88
3.4.1 Approches de la turbulence	89
3.4.2 Les équations de Navier-Stokes moyennées.....	92
3.5 LES MODELES DE TURBULENCE	94
3.5.1 Modèles de fermeture au premier ordre.....	95
3.5.2 Modèle de fermeture du second ordre.....	102
3.6 METHODES NUMERIQUES ET DISCRETISATION DU DOMAINE DE CALCUL.....	103
3.6.1 Méthodes numériques conventionnelles en CFD	103
3.6.2 Formulation volumes finis.....	106
3.6.3 Discrétisation des domaines de calcul	106
3.6.4 Écoulements proche paroi	112
3.6.5 Modélisation de la couche limite	113
3.7 CONCLUSION	115
VALIDATION DES MODÈLES DE CALCULS.....	116
4.1 INTRODUCTION.....	116
4.2 GEOMETRIE	117
4.3 MAILLAGE	118
4.4 CONDITIONS AUX LIMITES.....	119
4.4.1 Conditions d'entrée.....	119
4.4.2 Conditions de sortie	120
4.4.3 Condition de symétrie	120
4.4.4 Conditions aux parois solides	120
4.5 RESOLUTION.....	121
4.6 APPLICATION SUR LES TUYERES SUPERSONIQUES.....	122
4.6.1 Tuyère CNES PERSEUS (ONERA)	122
4.6.2 Tuyère DLR (German Aerospace Center)	135
4.7 CONCLUSION	143
OPTIMISATION DE PROFILS DE TUYÈRES À DOUBLE GALBE	144
5.1 INTRODUCTION.....	144
5.2 GEOMETRIES DES DIFFERENTS CAS TESTS.....	144
5.2.1 Le profil ALPHA.....	144
5.2.2 Le profil BÊTA	146
5.2.3 Le profil DELTA	147
5.2.4 Le profil KAPPA.....	148
5.3 MAILLAGE DE CALCUL	150
5.4 RESULTATS ET DISCUTIONS	150
5.4.1 Calcul non-visqueux.....	150
5.4.2 Calcul visqueux.....	156
5.4.3 Calcul des performances	162
5.5 CONCLUSION	163
CONCLUSION	165
RÉFÉRENCES	168

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1 : Pertes de performances dans les tuyères conventionnelles [5]	51
Tableau 3.1 : Avantages et inconvénients des différents modèles de turbulence.	103
Tableau 4.1 : Caractéristiques de la tuyère double galbe d'ONERA, [16].	123
Tableau 4.2 : Conditions aux limites du modèle non-visqueux en mode AM.....	125
Tableau 4.3 : Conditions aux limites du modèle visqueux.	130
Tableau 4.4 : Conditions de la pression à la sortie pour les différents cas tests.	130
Tableau 4.5 : Caractéristiques géométriques des tuyères DG1 et DG3 [13, 15, 18].	136
Tableau 4.6 : Conditions aux limites du modèle non-visqueux en mode AM.....	137
Tableau 4.7 : Conditions aux limites du modèle visqueux.	138
Tableau 4.8 : Conditions de la pression à la sortie pour les différents cas tests.	138
Tableau 5.1 : Données thermodynamiques et géométriques du profil ALPHA.	145
Tableau 5.2 : Comparaison des caractéristiques géométriques du profil ALPHA à celles de la référence [16].	145
Tableau 5.3 : Données thermodynamiques et géométriques du profil BÊTA.	146
Tableau 5.4 : Comparaison des caractéristiques géométriques du profil BÊTA à celles de DLR [18].	147
Tableau 5.5 : Données thermodynamiques et géométriques du profil DELTA.....	147
Tableau 5.6 : Comparaison des caractéristiques géométriques du profil DELTA à celles du DLR [18].	148
Tableau 5.7 : Données thermodynamiques et géométriques du profil KAPPA.	149
Tableau 5.8 : Comparaison des caractéristiques géométriques du profil KAPPA à celles du DLR, [165].	149
Tableau 5.9 : Conditions aux limites du cas test non-visqueux, profil ALPHA.	151
Tableau 5.10 : Conditions aux limites du calcul non-visqueux, profil BÊTA.....	152
Tableau 5.11 : Conditions aux limites du calcul non-visqueux, profil KAPPA.	155
Tableau 5.12 : Performances des tuyères ALPHA, BÊTA, DELTA et KAPPA, calcul Euler	162
Tableau 5.13 : Performances des tuyères ALPHA, BÊTA, DELTA et KAPPA, calcul visqueux.	162
Tableau 5.14 : Comparaison des performances de profil ALPHA issu de plusieurs modèles de calculs.....	163

LISTE DES FIGURES

FIGURE 1: LES MODES DE FONCTIONNEMENT DE LA TUYERE DOUBLE GALBE, (GAUCHE) [1], (DROITE) [2].....	14
FIGURE 2: COMPARAISON DES PERFORMANCES DE LA TUYERE DOUBLE GALBE A CELLE DE LA TUYERE GALBEE OPTIMISEE [5].....	16
FIGURE 3: DISTRIBUTION DE LA PRESSION PARIETALE DANS LES TROIS CONCEPTS DE LA TUYERE DOUBLE GALBE [10].	17
FIGURE 4: DISTRIBUTION DE LA PRESSION PARIETALE DANS UNE TICCP EN MODE BASSE ALTITUDE, PENDANT LA TRANSITION ET EN MODE HAUTE ALTITUDE [13,14].	17
FIGURE 5: VARIATION DE PRESSION DANS LE DEUXIEME MODE DE FONCTIONNEMENT DE LA TUYERE DOUBLE GALBE, COMPARAISON DE L'ECOLEMENT VISQUEUX-VS-NON-VISQUEUX (GAUCHE) [13], CFD-VISQUEUX (DROITE) [2].	18
FIGURE 6: COMPARAISON DU NIVEAU DE CHARGE LATERALE ENTRE LA TUYERE DOUBLE GALBE ET LA TUYERE CONVENTIONNELLE TIC [13].	19
FIGURE 1.1: TUYERE CONIQUE DE LA FUSEE V2.	23
FIGURE 1.2: DEFINITION D'UNE TUYERE.	24
FIGURE 1.3: PERFORMANCES DE TUYERE EN FONCTION DE LA PRESSION AMBIANTE [22].	27
FIGURE 1.4: LOGIQUE DE DEVELOPPEMENT DE TUYERES (GAUCHE), TEST A SOUS-ECHELLE ET A L'ECHELLE—DEGRE DE COMPLEXITE (DROITE).....	28
FIGURE 1.5: CONTOUR DE MACH DANS UNE TUYERE CONIQUE 15°, TIC, TOC ET TOP AVEC $E = 43,4$. LES LIGNES EN GRAS INDIQUENT LA POSITION APPROXIMATIVE DE CHOC INTERIEUR [25].	31
FIGURE 1.6: COMPOSANTS DE BASE D'UN PROFIL IDEAL.	32
FIGURE 1.7: A) DEFINITION DU PROFIL CONIQUE, B) SCHEMA 3D.	32
FIGURE 1.8: ABAQUE DE 12 PROFILS IDEAUX AVEC UN CALCUL DE COUCHE LIMITE, [23].	34
FIGURE 1.9: METHODE D'ÄHLBERG ET AL. POUR UN PROFIL TIC OPTIMAL.	35
FIGURE 1.10: DEFINITION D'UN PROFIL TOC.	36
FIGURE 1.11: FAMILLE DE PROFIL TOC POUR $25^\circ \leq \theta_N \leq 34^\circ$, [23].	37
FIGURE 1.12: LIGNES CARACTERISTIQUES C+ ET C- DANS UN PROFIL DE TUYERE.	38
FIGURE 1.13: DEFINITION D'UN PROFIL CTIC	40
FIGURE 1.14: COMPARAISON DE DIFFERENTS PROFILS CONVENTIONNELS.	40
FIGURE 1.15: A) TUYERE 2D EN REGIME SOUS-DETENDU ($p_a/p_e, vac=0.66$), B) TUYERE 2D EN REGIME SUR-DETENDU AVEC REFLEXIONS DE MACH ($p_a/p_e, vac > 2.5$), [50].	41
FIGURE 1.16: DECOLLEMENT EFFECTIF LORS D'UN AMORÇAGE RAPIDE, [52].	42
FIGURE 1.17: A) REFLEXION REGULIERE, B) REFLEXION DE MACH, C) CHOC EN CHAPEAU. I : CHOC INCIDENT, IS : CHOC DE FOCALISATION, IR : CHOC REFLECHI, J : JET, SL : LIGNE DE GLISSEMENT, TP POINT TRIPLE, D : POINT DE DECOLLEMENT, V : TOURBILLON. [53].	43
FIGURE 1.18: A) STRUCTURE DE DISQUE DE MACH, PC, NOMINALE, B) STRUCTURE DE CHOCS EN CHAPEAU, PC, 95%NOMINALE, [59].	44

FIGURE 1.19: DECOLLEMENT LIBRE DANS LES TUYERES SUR-DETENDUES. CONTOURS ISO-MACH EN HAUT, CONTOURS ISOBARES ET LIGNES DE COURANT EN BAS [59].	45
FIGURE 1.20: REPRESENTATION SCHEMATIQUE DU DECOLLEMENT LIBRE, D'APRES [51].	45
FIGURE 1.21: REPRESENTATION SCHEMATIQUE DU DECOLLEMENT RESTREINT, D'APRES [51].	47
FIGURE 1.22: TRANSITION FSS→RSS→FSS DANS UNE TUYERE TOP (GAUCHE), ET UN FSS DANS TUYERE TIC (DROITE), [63].	48
FIGURE 1.23: A) SCHEMA DE DECOLLEMENT ASYMETRIQUE, B) CAS TEST D'UNE TUYERE PLANE DECOLLEE A S8CH-ONERA, [64].	49
FIGURE 1.24: SCHEMA SIMPLIFIE DES FORCES AERODYNAMIQUES SOURCES DES CHARGES LATERALES [63].	50
FIGURE 1.25: SCHEMATISATION DU PHENOMENE DE CHARGES LATERALES AERODYNAMIQUES, [72].	50
FIGURE 1.26: TUYERE DEPLOYABLE.	53
FIGURE 1.27: TUYERES A ANNEAU DECLENCHEUR, A) FIXE, B) EJECTABLE, C) ABLATIF, [25].	54
FIGURE 1.28: TUYERE A INJECTION DE FLUX SECONDAIRE, A) INJECTION PASSIVE, B) INJECTION ACTIVE, [25].	56
FIGURE 1.29: TUYERE A INJECTION DE FLUX SECONDAIRE PRES DE LA SORTIE, TUYERE SECONDAIRE A) GALBEE, B) AEROSPIKE (BOCCAJET).	56
FIGURE 1.30: TUYERE DOUBLE GALBE.	57
FIGURE 1.31: SCHEMATISATION DES STRUCTURES TOURBILLONNAIRES SUR UNE SURFACE ONDULEE, [99].	57
FIGURE 1.32: TUYERE A GENERATEURS DE VORTEX, A) DIVERGENT A PAROI ONDULEE, B) DIVERGENT POLYGONAL, [25].	58
FIGURE 1.33: TUYERE A DEUX MODES, A) TUYERE A DEUX COLS, B) DEUX MOTEURS CONCENTRIQUES.	59
FIGURE 1.34: DIVERGENT A SURFACE VARIABLE, [105].	60
FIGURE 1.35: TUYERE MUNIE D'UN COL A SECTION VARIABLE, LA FIGURE GAUCHE EST TIREE DE [25].	61
FIGURE 1.36: TUYERE A EXPANSION/DEFLECTION.	62
FIGURE 1.37: TUYERE A CORPS CENTRAL IDEAL PROFILE.	63
FIGURE 1.38: TUYERE A CORPS CENTRAL TRONQUE.	64
FIGURE 1.39: TUYERE PLANE A CORPS CENTRAL TRONQUE.	65
FIGURE 1.40: COMPARAISON CRITIQUE ENTRE LA TUYERE DE REFERENCE ET LES DIFFERENTS CONCEPTS A COMPENSATION D'ALTITUDE, LES SCORES CROISSANTS INDIQUENT DES CARACTERISTIQUES FAVORABLES, [112].	66
FIGURE 2.1: LA DIFFERENCE ENTRE L'APPROCHE QUASI-1D ET 1D.	69
FIGURE 2.2: CONFIGURATION GENERALE D'UN ECOULEMENT QUASI 1-D.	72
FIGURE 2.3: VOLUME DE CONTROLE UTILISE POUR ETABLIR LA FORME INTEGRALE DES EQUATIONS D'EULER QUASI-1D.	73
FIGURE 2.4: ÉVOLUTION DE LA VITESSE D'UN ECOULEMENT SUBSONIQUE DANS UN CONDUIT A SECTION VARIABLE.	74
FIGURE 2.5: ÉVOLUTION DE LA VITESSE D'UN ECOULEMENT SUPERSONIQUE DANS UN CONDUIT A SECTION VARIABLE.	75
FIGURE 2.6: DETENTE ISENTROPIQUE D'UN GAZ DANS UNE TUYERE CONVERGENTE-DIVERGENTE.	75
FIGURE 2.7: RELATION ENTRE LE RAPPORT DE SECTIONS ET, A) NOMBRE DE MACH, B) RAPPORT DE PRESSION, [5].	78
FIGURE 2.8: LIGNES CARACTERISTIQUES UTILISEES POUR GENERER UN PROFIL DE TUYERES SUPERSONIQUES.	79
FIGURE 2.9: ORGANISATION DU CALCUL DIRECT PAR LA METHODE DES CARACTERISTIQUES, [118].	80
FIGURE 2.10: ORGANISATION DU CALCUL INVERSE PAR LA METHODE DES CARACTERISTIQUES, [118].	80

FIGURE 3.1: COMPARAISON DES DIFFERENTES APPROCHES POUR LA SIMULATION NUMERIQUE DE LA TURBULENCE, [127].	89
FIGURE 3.2: DECOMPOSITION DU SPECTRE D'ENERGIE DE LA SOLUTION ASSOCIE A LA SIMULATION DES GRANDES ECHELLES, [129].	91
FIGURE 3.3: VOLUME DE CONTROLE DANS UNE CONFIGURATION TRIDIMENSIONNELLE, [146].	105
FIGURE 3.4: MAILLAGE STRUCTURE DANS UNE TUYERE DOUBLE GALBE, A) MULTI-BLOCS, B) MONOBLOC.	107
FIGURE 3.5: ÉTAPES DE MAILLAGE PAR LA TRIANGULATION DE DELAUNAY EN 2D, [148].	108
FIGURE 3.6: PROGRESSION ET ALGORITHME DU MAILLAGE PAR LA METHODE FRONTALE, [149].	109
FIGURE 3.7: PROGRESSION DU MAILLAGE SUR UNE GRILLE (METHODE D'OCTREE), [149].	109
FIGURE 3.8: EXEMPLE DU MAILLAGE HYBRIDE UTILISE POUR LA SIMULATION D'UN ECOULEMENT DANS UNE TUYERE, [150].	110
FIGURE 3.9: MAILLAGE ADAPTE POUR LA CAPTURE DE "CHOCs" (ECOULEMENT SUPERSONIQUE), [151].	111
FIGURE 3.10: SUBDIVISION EXPERIMENTALE DE LA REGION PROCHE- PAROI, [153].	112
FIGURE 3.11: LOI UNIVERSELLE DE DISTRIBUTION DE LA VITESSE POUR LES TUBES LISSES, [148].	114
FIGURE 4.1: EXEMPLE D'UNE GEOMETRIE 2D DE LA TUYERE DOUBLE GALBE AVEC UN CONVERGENT.	117
FIGURE 4.2: TYPES DES CONDITIONS AUX LIMITES UTILISEES DANS LES SIMULATIONS DES DIFFERENTS CAS TESTS.	121
FIGURE 4.3: GEOMETRIE DE LA TUYERE CNES PERSEUS.	123
FIGURE 4.4: MAILLAGE STRUCTURE DE LA TUYERE CNES PERSEUS.	124
FIGURE 4.5: CONDITIONS AUX LIMITES IMPOSEES DANS LE MODELE.	124
FIGURE 4.6: CONTOURS D'ISO-MACH DANS LA TUYERE CNES PERSEUS EN MODE AM, NPR=806, PRESENTE ETUDE.	126
FIGURE 4.7: CONTOURS D'ISO-MACH DANS LA TUYERE CNES PERSEUS EN MODE AM, NPR=806, [16].	126
FIGURE 4.8: COMPARAISON ENTRE LA PRESSION PARIETALE CALCULEE PAR FLUENT ET PAR MOC [16] EN MODE AM, NPR=806.	127
FIGURE 4.9: MAILLAGE DE LA TUYERE CNES PERSEUS AVEC CONVERGENT ET CAISSON, A) MAILLAGE STRUCTURE, B) MAILLAGE NON STRUCTURE.	129
FIGURE 4.10: MAILLAGE DANS LA REGION PROCHE DE LA PAROI.	131
FIGURE 4.11: CONTOURS D'ISO-MACH DANS LA TUYERE CNES PERSEUS EN MODE, A) AM, B) SM.	132
FIGURE 4.12: DIFFERENTES EVOLUTIONS DE PRESSION PARIETALE CALCULEES PAR FLUENT COMPAREES A CELLES DE [16].	133
FIGURE 4.13: CONTOURS D'ISO-MACH DANS LA TUYERE CNES PERSEUS EN MODE TRAN, NPR=137.	134
FIGURE 4.14: COMPARAISON DES RESULTATS DE MAILLAGES STRUCTURE ET NON-STRUCTURE POUR NPR=435.	135
FIGURE 4.15: GEOMETRIE DE LA TUYERE DLR (DG3) ET LES CONDITIONS AUX LIMITES IMPOSEES.	1366
FIGURE 4.16: CONTOURS D'ISO-MACH DANS LA TUYERE DLR /DG3 EN MODE AM, NPR=529.	137
FIGURE 4.17: COMPARAISON DE LA PRESSION PARTIALE EN MODE AM, NPR=594, DE LA PRESENTE ETUDE A CELLE DU DLR [13].	138
FIGURE 4.18: COMPARAISON DE LA PRESSION PARTIALE EN MODE AM, NPR=529, DE LA PRESENTE ETUDE A CELLE DU DLR [13].	138

FIGURE 4.19: CONTOURS D'ISO-MACH DANS LA TUYERE DG1 EN MODE TRAN, NPR=50, ET EN MODE AM (NPR=594). ...	140
FIGURE 4.20: CONTOURS D'ISO-MACH DANS LA TUYERE DG3 EN MODE TRAN (NPR=48), ET EN MODE AM (NPR=132)...	141
FIGURE 4.21: COMPARAISON DE LA PRESSION PARTIALE DANS LA TUYERE DG1 EN MODE TRAN ET EN MODE AM DE LA PRESENTE ETUDE ET CELLE DU DLR [13].	142
FIGURE 4.22: COMPARAISON DE LA PRESSION PARTIALE DANS LA TUYERE DG3 EN MODE TRAN ET EN MODE AM DE LA PRESENTE ETUDE ET CELLE DU DLR [13].	142
FIGURE 5.1: COMPARAISON ENTRE LE PROFIL ALPHA ET CELUI DE P. REIJASSE ET AL. [16].	146
FIGURE 5.2: COMPARAISON ENTRE LE PROFIL BÊTA ET CELUI DU DLR [18].	147
FIGURE 5.3: COMPARAISON ENTRE LE PROFIL DELTA ET CELUI DE R. STARK ET AL. [18].	148
FIGURE 5.4: COMPARAISON DES PROFILS ALPHA, BÊTA, DELTA ET KAPPA AUX PROFILS DES REFERENCES [16,18].	149
FIGURE 5.5: MAILLAGE DE CALCUL DU PROFIL ALPHA.	150
FIGURE 5.6: CONTOURS D'ISO-MACH DANS LA TUYERE ALPHA, NPR=800.	151
FIGURE 5.7: COMPARAISON ENTRE LA PRESSION PARIETALE DU PROFIL ALPHA CALCULEE PAR FLUENT ET PAR MOC [166] EN MODE AM, NPR=800.	152
FIGURE 5.8: CONTOURS D'ISO-MACH DANS LA TUYERE BÊTA, NPR=100.	152
FIGURE 5.9: COMPARAISON ENTRE LA PRESSION PARIETALE DU PROFIL BÊTA CALCULEE PAR FLUENT ET PAR MOC [166], NPR=100.	153
FIGURE 5.10: CONTOURS D'ISO-MACH DANS LA TUYERE DELTA, NPR=1285.	154
FIGURE 5.11: COMPARAISON ENTRE LA PRESSION PARIETALE DU PROFIL DELTA CALCULEE PAR FLUENT ET PAR MOC [166] EN MODE AM, (NPR=1285).	154
FIGURE 5.12: CONTOURS D'ISO-MACH DANS LA TUYERE KAPPA. NPR=2145.	155
FIGURE 5.13: COMPARAISON ENTRE LA PRESSION PARIETALE DU PROFIL KAPPA CALCULEE PAR FLUENT ET PAR MOC [166] EN MODE AM, (NPR=2145).	156
FIGURE 5.14: SCHEMA EXPLICATIF DE LA CORRECTION DE COUCHE LIMITE, [118].	157
FIGURE 5.15: CONTOURS D'ISO-MACH PROFIL ALPHA (CALCUL VISQUEUX).	159
FIGURE 5.16: COMPARAISON ENTRE LA PRESSION PARIETALE DU PROFIL ALPHA CALCULEE PAR FLUENT (EULER, $k\Omega$ -SST) ET PAR MOC [166] EN MODE AM, (NPR=800).	159
FIGURE 5.17: A) STATIONS , b) PROFILS MOYENS DE VITESSE (VUE 3D).	161
FIGURE 5.18: A) PROFILS MOYENS (VUE 2D), b) ÉVOLUTION DE Δ^* LE LONG DU PROFIL ALPHA.	161
FIGURE 5.19: PROFIL ALPHA CORRIGE.	162

NOMENCLATURE

Notations latines

a	Vitesse du son	[m/s]
A	Section (surface)	[m ²]
A_c	Section au col	[m ²]
C_v	Capacité calorifique à volume constant	[J/kg/K]
C_p	Capacité calorifique à pression constante	[J/kg/K]
D	Diamètre	[m]
E_t	Énergie totale	[J/kg]
e	Énergie Interne	[J/kg]
F	Poussée	[N]
g	Accélération d'attraction universelle	[m/s ²]
H	Enthalpie totale	[kJ/kg]
I_{sp}	Impulsion spécifique	[s]
k	Énergie cinétique massique de la turbulence	[kJ/kg]
$\dot{r}$	Débit massique	[kg/s]
P_0	Pression totale	[Pa]
P	Pression statique	[Pa]
P_w	Pression statique pariétale	[Pa]
q_j	Flux de chaleur	[W]
R	Constante spécifique de l'air sec	[J/kg/K]
R_{th}	Rayon au col	[m]
t	Temps	[s]
T	Température	[K]
T_0	Température d'arrêt	[K]
u	Composante axiale de la vitesse	[m/s]
u_r	Vitesse de frottement pariétal	[m/s]
U_e	Vitesse en champ lointain	[m/s]
v	Volume de contrôle élémentaire, si indiqué	[m ³]
v, u_2	Composante verticale de la vitesse	[m/s]
λ_c	Coefficient de conductivité thermique	[W/m/K]
x	Abscisse cartésienne	[m]
y	Ordonnée cartésienne	[m]
y^+	Distance adimensionnelle de la première maille à la paroi	
C_p	Coefficient de pression	
C_D	Coefficient de débit	
C^*	Vitesse caractéristique	
C^+, C^-	Lignes caractéristiques montante et descendante	
E_{ij}	Taux de déformation moyen	
$\vec{F}$	Le vecteur de flux	
K_c	Nombre d'ondes de coupure caractéristique	
M_D	Nombre de Mach de conception	
$\vec{n}$	Vecteur unitaire normal à la surface	
Pr	Nombre de Prandtl	
Pr_t	Nombre de Prandtl turbulent	
Re	Nombre de Reynolds	

Re_t	Nombre de Reynolds turbulent
S_{ij}	Tenseur de déformation

Grec

μ	Viscosité dynamique	[Pa·s]
μ_t	Viscosité turbulente	[Pa·s]
ν	Viscosité cinématique	[m ² /s]
ν_t	Viscosité cinématique turbulente	[m ² /s]
Ω	Volume de contrôle	[m ³]
ρ	Masse volumique	[kg/m ³]
ε	Taux de dissipation de la turbulence, $\sim u^3/\ell$ ou rapport de sections de tuyère, si indiqué	[m ² /s ³]
γ	Rapport des chaleurs spécifiques à pression et à volume constant	
σ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses	
δ_{ij}	Tenseur de Kronecker	
τ_w	Cisaillement pariétal	

Symboles

$\bar{x}$	Valeur moyenne
x	Valeur fluctuante
Δ	Opérateur gradient
$\Delta \cdot$	Opérateur divergence
χ^*	Valeur à vitesse du son
∂	Dérivée partielle

Abréviations

ACN	Altitude Compensating Nozzle
AM	Altitude Mode
CD	Converging-Diverging nozzle
CFD	Computational Fluid Dynamics
CNES	Centre National d'Études Aéronautiques
CNSA	China National Space Administration
CTIC	Compressed Truncated Ideal Contour
DBN	Dual-Bell Nozzle
DES	Detached Eddy Simulation
DNS	Direct Numerical Simulation
DLR	Deutsches Zentrum für Luft- und Raumfahrt, German Aerospace Center
EAP	Étage d'Accélération à Poudre
EPC	Étage Principal Cryotechnique
ESA	Agence Spatiale Européenne
ESC	Étage Supérieur Cryotechnique
FSS	Free Shock Separation
FSCD	Flow Separation Control Device
LEA	Laboratoire d'Études Aérodynamiques de Poitiers, France
LES	Large Eddy Simulation

MOC	Method of Characteristics
NACA	National Advisory Committee for Aeronautics
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NASDA	National Space Development Agency of Japan remplacée par JAXA: Japan Aerospace Exploration Agency, Oct. 1, 2013
NPR	Nozzle Pressure Ratio
ONERA	Office National d'Études et de Recherches Aérospatiales
PERSEUS	Projet Étudiant de Recherche Spatiale Européen Universitaire et Scientifique
P.D.E	Partial Differential Equations
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RSM	Reynolds Stress Model
RSS	Restricted Shock Separation
SL	Slip Line
SM	Sea Mode
SSME	Space Shuttle Main Engines
SST	Shear Stress Tensor
TDK	Two-Dimensional Kinetics
TIC	Truncated Ideal Contour
TOC	Thrust-Optimized Contour
TOP	Thrust-Optimized Parabolic
TP	Triple Point
VNAP2	A Computer Program for Computation of Two-dimensional, Time-dependent, Compressible, Turbulent Flow
V2	Vulcan 2

INTRODUCTION

Tous les moteurs fusées à ergol liquide utilisés, sur pratiquement tous les lanceurs qui mettent sur orbite : satellites, sondes spatiales et vaisseaux spatiaux avec équipage, s'appuient sur des tuyères galbées de géométrie fixe. Ces types de tuyère limitent les performances du moteur, car elles fonctionnent à une efficacité optimale en un seul point le long de la trajectoire du vol. Ainsi, au cours du processus de conception, un compromis doit être fait entre les performances au niveau de la mer (décollage et montée en atmosphère) et des performances à vide (en atmosphère raréfié), afin de satisfaire au mieux les exigences de la mission dans les limites des performances de la tuyère. Une contrainte supplémentaire est le rapport de section de la tuyère, qui doit être limité pour éviter le décollement de la couche limite dans la partie divergente de la tuyère au niveau de la mer. Plusieurs auteurs ont remarqué que dans ces conditions (aux basses altitudes), la pression de la chambre de combustion demeurant insuffisante pour que l'écoulement soit uniformément supersonique dans tout le divergent de la tuyère, il y a une recompression de l'écoulement à travers une onde de choc pour s'adapter à la pression extérieure. Cet état de fonctionnement est dit régime de "sur-détente". La structure complexe (onde de choc accompagnée d'un décollement) de l'écoulement ainsi généré peut avoir un caractère fluctuant très important. Le caractère instationnaire et dissymétrique de l'écoulement dans la tuyère provoque des charges latérales néfastes sur la structure de la tuyère. À ces contraintes, s'ajoutent les exigences de la poussée, dite de "lift-off", de moteur, poids et assemblage qui peuvent également limiter la taille de la tuyère. Tous ces facteurs contribuent à des limitations de performances du moteur à hautes altitudes.

Inversement, une tuyère à rapport de section variable permet d'optimiser l'impulsion délivrée sur toute la trajectoire du vol, entraînant des gains de performances spectaculaires. Une tuyère à compensation idéale d'altitude (ACN, *Altitude Compensating Nozzle*) est de varier en continu le rapport de section de sortie de telle sorte que la tuyère reste toujours à pression adaptée. Dans le but de gain de performances, les ACN ont été étudiés dans plusieurs travaux, mais toujours les défis du poids, du coût, de la complexité mécanique et du refroidissement ont empêché leur mise en œuvre sur les lanceurs réels.

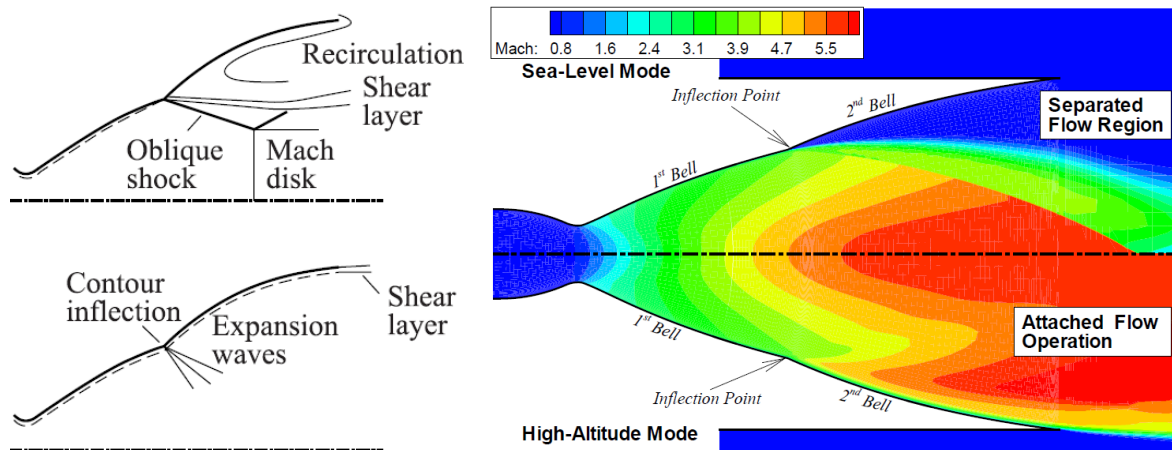


Figure 1: Les modes de fonctionnement de la tuyère double galbe, (gauche) [1], (droite) [2].

Un concept ACN qui évite beaucoup de ces difficultés est le concept de la tuyère double galbe. La tuyère double galbe repose sur le principe de forcer l'écoulement à décoller de la paroi de la tuyère à l'emplacement désiré en imposant un point d'inflexion, ce qui augmente la poussée du lanceur à basses altitudes. L'inflexion du contour assure un décollement contrôlé et symétrique, par conséquent elle limite la production de fortes charges latérales connues dans les tuyères classiques. Durant la montée, le jet se dilate progressivement jusqu'à ce qu'il recolte définitivement à la paroi de la tuyère en aval du point d'inflexion, comme le montre la Figure 1. Une fois que le flux est attaché et la pression de sortie de la tuyère est supérieure à la pression ambiante, le rapport de section effectif élevé résulte l'augmentation des performances pour le reste de la montée. Dans le cas idéal, l'effet net est d'avoir deux tuyères dont chacune est optimisée pour une partie différente de la trajectoire du vol. Des études de mission ont démontré que les performances de telle ACN (tuyère double galbe) à deux modes est très proche de l'efficacité optimale d'une tuyère idéale qui a un rapport de section maximum donné [3].

Le concept ACN double galbe—Résumé de littérature

Le concept d'une tuyère avec une inflexion du profil a été proposé en 1949 par Foster et Cowles [4], pour contourner la limitation du rapport de section de tuyères des moteurs principaux de lanceurs, qui ont à supporter une large gamme de pression ambiante.

Les premières études, de faisabilité, de la tuyère double galbe à la fois expérimentale (e.g. Horn et Fisher [3]) et analytique (e.g. Hagemann et al. [5]) ont été réalisées dans les années 90. Toutes les analyses des performances ont confirmé le gain potentiel de performances pour un lanceur de configuration parallèle (comme le lanceur Européen Ariane 5) présentant une tuyère double galbe sur le moteur principal. L'étage principal d'un tel lanceur fonctionne dans une large gamme d'altitudes – du niveau de la mer à environ 150 km, pour le Vulcain 2, imposant des exigences étroites en matière de rapport de section pour assurer un écoulement attaché en tout temps. La tuyère double galbe offre deux modes de fonctionnement, i.e. deux altitudes où les moteurs peuvent être optimisés. Le petit rapport de section à l'extrémité du profil de base (base nozzle) offre un fonctionnement en toute sécurité à basses altitudes et une poussée comparable à celle d'une tuyère galbée, optimisée, (TOC : Thrust-Optimized Contour) de même rapport de section. Après la transition vers le mode hautes altitudes, l'écoulement recolte sur la paroi de l'extension, en utilisant l'ensemble du rapport de section pour générer une poussée supérieure à hautes altitudes. Le gain de performances obtenu à partir de ces études dépend fortement du moteur de référence choisi et les diverses hypothèses faites sur le comportement de l'écoulement dans la tuyère double galbe. Frey et Hagemann [5,6] ont prédit un gain en charge utile jusqu'à 72% si une tuyère double galbe a été utilisée sur le moteur FSS1 [7]. Immich et Caporicci [7,8] ont indiqué un gain en charge utile jusqu'à 33% ou 1400Kg dépendamment de l'utilisation du lanceur. Une augmentation de l'impulsion spécifique de 10s a été calculée par Miyazawa [9].

Cependant, le concept de la tuyère double galbe, a plusieurs inefficacités inhérentes qui réduisent ses performances de l'optimum théorique. Des pertes supplémentaires (de l'ordre de 3%) sont générées durant le fonctionnement en mode basses altitudes en raison de la traînée d'aspiration due au non-rattachement de l'écoulement sur l'extension de la tuyère et en mode hautes altitudes due à l'inflexion du profil de la tuyère (0,1 à 1,2 % par rapport à une tuyère optimisée) [5,7]. La Figure 2 montre une comparaison entre la tuyère double galbe avec deux tuyères TOC à rapport de section égale à celui du premier galbe, respectivement, à celui du deuxième galbe.

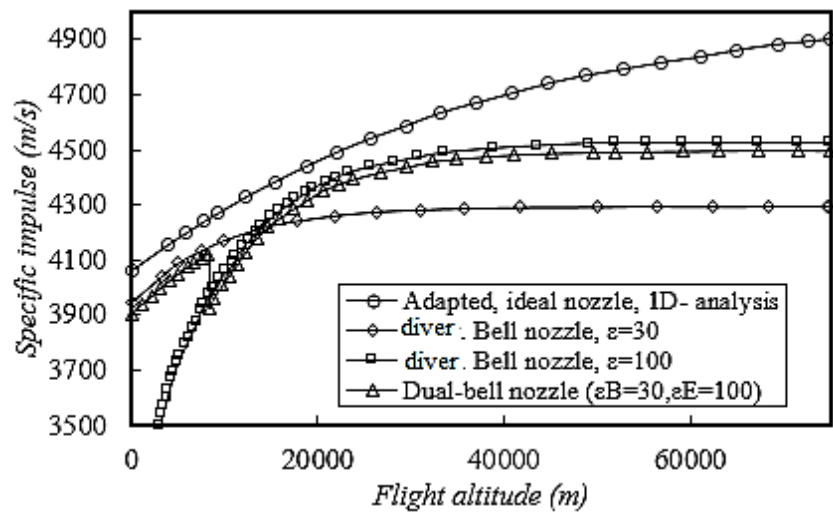


Figure 2: Comparaison des performances de la tuyère double galbe à celle de la tuyère galbée optimisée [5].

Types de concepts de la tuyère double galbe

Différents types de conception de l'inflexion de la paroi et l'extension de la tuyère ont été examinés dans les études analytiques et expérimentales allemandes [6, 10, 11] avec une attention particulière à la dépendance du comportement de transition entre les deux modes de fonctionnement sur le type d'extension de la tuyère. Plusieurs conclusions ont été tirées de ces études.

Trois types d'extensions (extension à pression constante, à gradient de pression favorable et à gradient de pression adverse) ont été testés. Un profil TIC (truncated ideal contour : contour idéal tronqué) a été opté pour le premier galbe (Base Nozzle), et ainsi les trois configurations sont notées TICCP, TICNP et TICPP respectivement. La distribution de la pression pariétale de ces trois configurations est donnée à la figure 3. La configuration TICNP conduit à un décollement non contrôlé à l'intérieur de l'extension, comme on peut l'observer dans une tuyère conventionnelle de profil conique ou TOC [10, 12]. Au contraire, les configurations TICCP et TICPP permettent une transition plus rapide entre les deux modes basses altitudes et hautes altitudes [6]. Cependant, des expériences antérieures sur les tuyères conventionnelles comportant un gradient de pression adverse ont révélé des problèmes de charges latérales importantes. Ainsi la configuration TICCP a été sélectionnée en tant que meilleur candidat pour les futures recherches.

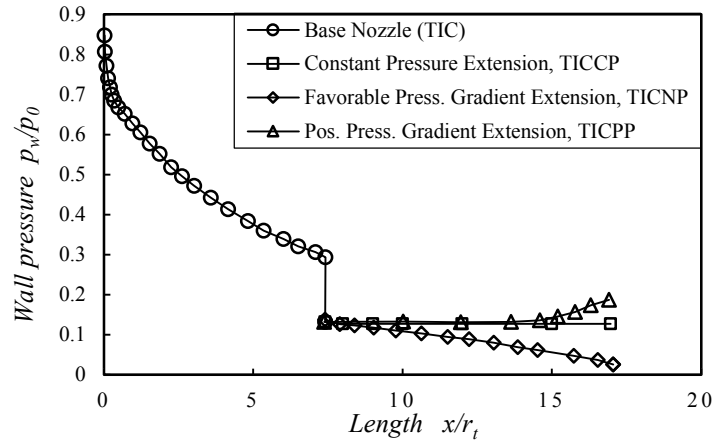


Figure 3: Distribution de la pression pariétale dans les trois concepts de la tuyère double galbe [10].

Plusieurs campagnes de mesures expérimentales en gaz froid et chaud et plusieurs simulations numériques ont été réalisées pour étudier plus profondément la configuration TICCP durant ces deux modes de fonctionnement et la transition entre ces derniers [11-20], Figure 4. L'effet de l'angle de divergence de l'extension [13, 14], l'effet de la densité des gaz froids [15], l'effet de l'injection de gaz au niveau du point d'inflexion [12] sur la transition ont été analysés.

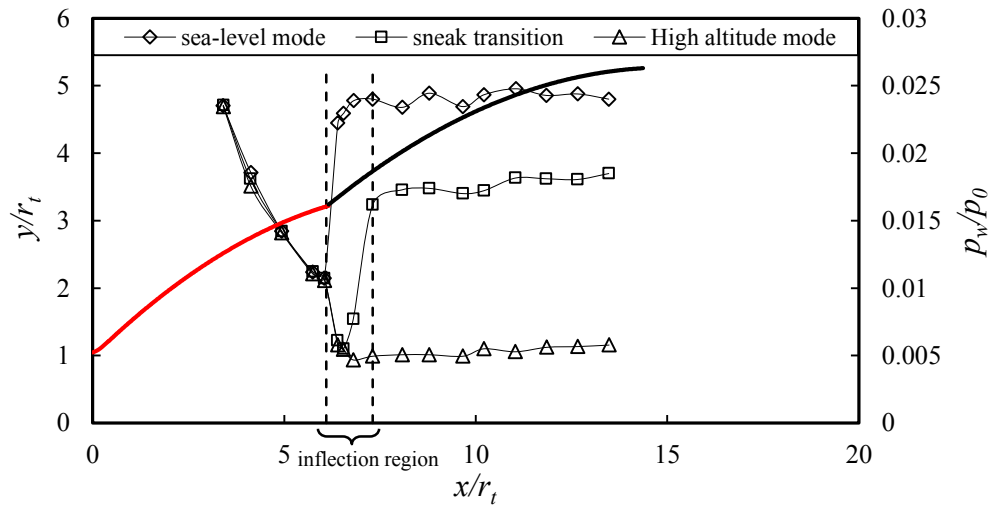


Figure 4: Distribution de la pression pariétale dans une TICCP en mode basses altitudes, pendant la transition et en mode hautes altitudes [13,14].

Une forte hystérésis a été observée aux alentours du rapport de pression de transition (NPR_{tr}) avec une valeur plus élevée pour le démarrage. Cet effet d'hystérésis se trouve soutenir le concept TICCP car il empêche l'interaction entre les deux modes de fonctionnement [10]. La Figure 5 illustre la distribution de la

pression pariétale théorique, expérimentale [13] et issue d'un calcul CFD visqueux [2, 21] en mode hautes altitudes. En raison des effets de viscosité à l'intérieur de la couche limite, la tendance de la pression, a une pente négative et non une discontinuité comme théoriquement prévu. Cet effet a déjà été prédit par Martelli et al. [21]. L'extension doit, alors, être divisée en deux parties : la région d'inflexion, où le gradient de pression est négatif, et la partie résiduelle, où la pression pariétale est constante [13]. Martelli et al. relèvent une troisième région à gradient de pression négatif à l'extrémité de l'extension.

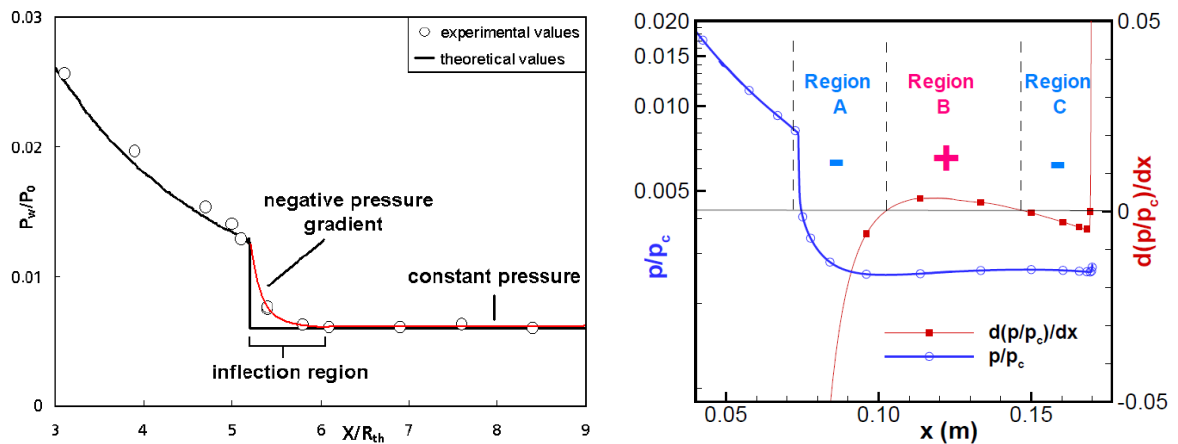


Figure 5: Variation de pression dans le deuxième mode de fonctionnement de la tuyère double galbe, comparaison de l'écoulement visqueux-vs-non-visqueux (gauche) [13], CFD-visqueux (droite) [2].

Stark et Génin [13] ont remarqué qu'avant la transition réelle où l'écoulement se recolte brusquement sur l'ensemble de l'extension, la pression pariétale chute dans la région d'inflexion, Figure 4, et le point de décollement se déplace en aval de l'inflexion. Cette évolution qui précède la transition réelle est nommée "sneak transition". En application réelle du moteur-fusée, la pression totale reste constante durant la montée. La variation de NPR est uniquement due à la variation de la pression ambiante par le changement d'altitude. Cette variation est très lente, de sorte que la sneak-transition sera un autre enjeu crucial pour la qualification du concept de la tuyère double galbe. La sneak-transition peut être la source de charges latérales très élevées du même ordre de grandeur que celles rencontrées lors de la phase de démarrage [13], Figure 6.

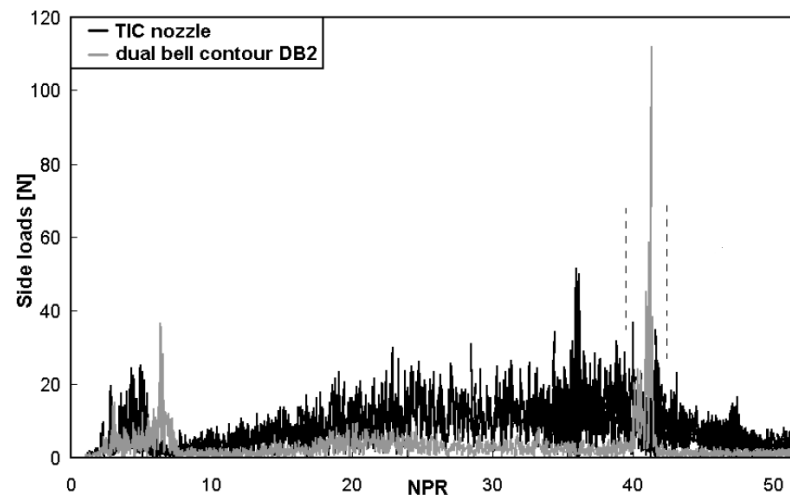


Figure 6: Comparaison du niveau de charge latérale entre la tuyère double galbe et la tuyère conventionnelle TIC [13].

Problématique

Dans ce contexte et comme le montre la Figure 6, les charges latérales générées dans la tuyère TIC pendant le régime d'écoulement décollé est trois fois plus élevé par rapport au concept double galbe, DBN (Dual-Bell Nozzle). Cependant, la transition en mode hautes altitudes dans la DBN conduit à un pic de charges latérales qui est deux fois plus élevé que les charges latérales maximales de la tuyère TIC. La sneak-transition conduit à des charges latérales du même ordre de grandeur que la tuyère TIC en régime décollé. D'ici vient l'importance d'optimiser la forme du profil de la DBN afin de minimiser les charges latérales pendant la transition et d'étudier les différents facteurs qui gouvernent cette dernière.

Objectifs

Le caractère prédictif des méthodes numériques pour la simulation des charges latérales lors d'un fonctionnement réel de tuyère de moteur-fusée est encore loin d'être atteint compte tenu de la grande diversité des paramètres physiques. Néanmoins l'outil numérique représente aujourd'hui un incontestable progrès pour la visualisation globale des écoulements tridimensionnels et de leurs topologies moyenne et instantanée, la simulation des phénomènes physiques stationnaires comme la dynamique de structures cohérentes, et il constitue une aide précieuse à l'interprétation physique des résultats expérimentaux. Ce constat sur les capacités prédictives des approches numériques a motivé le retour en grâce des méthodes physico-théoriques, très peu coûteuses en temps de calcul.

L'objectif de ce mémoire est de contribuer à l'étude et à l'évaluation à l'aide d'un outil numérique des caractéristiques aérodynamiques du concept de la tuyère double galbe. La base de données produite durant ce projet de magistère sur plusieurs profils du concept DBN, issue d'un calcul analytique par la méthode des caractéristiques, contribuera à la compréhension du mécanisme de décollement de jet et ses charges latérales induites.

Structure du mémoire

Suite à cette introduction sur les tuyères double galbes, l'étude de la problématique envisagée est réalisée en cinq chapitres et une conclusion générale.

Le premier chapitre est une revue bibliographique détaillée sur les performances des tuyères de moteurs fusées, la logique de leur développement, les différentes configurations de tuyères conventionnelles, leurs problèmes et leurs régimes de fonctionnement. Enfin les différents concepts de tuyères à compensation d'altitudes seront présentés.

Le deuxième chapitre est consacré au développement des équations quasi-monodimensionnelles et leurs hypothèses simplificatrices. Un bref rappel sur la méthode des caractéristiques (MOC) sera exposé à la fin de ce chapitre.

Le troisième chapitre introduit l'application de la CFD pour les calculs de tuyères. Les deux voies, calculs visqueux et non-visqueux, seront présentées ainsi leurs équations gouvernantes (les équations d'Euler compressible dans le cas non-visqueux et les équations de Navier-Stokes compressibles avec la modélisation de la turbulence dans le cas visqueux). Les critères de choix du maillage selon le modèle étudié feront l'objet de la dernière section de ce chapitre.

Le quatrième chapitre est dédié à la présentation d'une série de cas tests pour des fins de validation de nos modèles de calculs. Deux tuyères seront étudiées. La première, est la tuyère double galbe CNES PERSEUS de l'ONERA. La deuxième, est la tuyère double galbe du centre DLR (German Aerospace Center). Nos résultats de calculs non-visqueux et visqueux seront comparés aux résultats expérimentaux et numériques de ces deux groupes de recherche.

Le chapitre cinq est consacré à la simulation des nouvelles géométries de tuyères double galbes obtenues par un code basé sur la MOC dans le cadre d'un projet

global qui porte sur l'optimisation des profils de tuyères double galbes. Plusieurs profils seront étudiés et les résultats de simulations seront comparés à ceux obtenus par la MOC. Chaque cas test sera discuté séparément.

Le mémoire se termine par une conclusion générale qui reprend les objectifs du travail et les principaux résultats obtenus. Enfin, les perspectives envisagées pour la poursuite de cette étude seront abordées.

CHAPITRE .1

GÉNÉRALITÉ SUR LES TUYÈRES

1.1 Introduction

La propulsion de l'étage principal d'un lanceur est assurée par un moteur alimenté en oxygène et en hydrogène liquide, également appelé ergols cryogéniques. Ces derniers sont brûlés dans une chambre de combustion pour produire des gaz qui sont ensuite accélérés dans une tuyère de détente ; fournissant ainsi la poussée.

Une tuyère est un appareil où l'énergie cinétique d'un fluide est augmentée au cours d'une évolution adiabatique. Cette augmentation d'énergie cinétique entraîne une chute de pression grâce à une modification appropriée de la section d'écoulement.

Typiquement, une tuyère présente trois parties essentielles.

-**Le convergent** : c'est la partie amont de la tuyère, son rétrécissement contribue à l'accélération des gaz ;

-**Le col** : c'est la partie du canal qui a la plus petite section et qui permet d'avoir des conditions soniques ($M=1$) et par le choix de ses dimensions, elle fixe le point de fonctionnement du moteur ;

-**Le divergent** : c'est la partie aval de la tuyère. Il permet d'accélérer l'écoulement à des vitesses supersoniques selon la relation d'Hugoniot, lorsque le col est amorcé.

Cette configuration est proposée la première fois par Carl De Laval vers la fin du 19^{ème} siècle et elle est, ainsi, souvent désignée tuyère "de Laval" ou, tout simplement, tuyère CD (Converging-Diverging nozzle).

Les tuyères servent principalement à assurer la propulsion des différents engins comme les avions, les fusées ou les missiles (e.g. la tuyère CD de la fusée V2 équipant un missile balistique développé en 1938 par l'Allemagne nazie, Figure 1.1).



Figure 1.1: Tuyère conique de la fusée V2.

En générale, les tuyères sont caractérisées par certain nombre de paramètres, notamment le débit massique, les rapports de pression et de section, la poussée, le coefficient de poussée et la vitesse caractéristique.

Elles doivent remplir de multiples fonctions, à l'instar :

- Détente optimale des gaz de combustion (une poussée maximale lors du régime de croisière) ;
- Pertes de charge minimales lorsque la tuyère est adaptée au régime du vol (régime d'adaptation de tuyère).

Après la seconde guerre mondiale, l'étude des tuyères est devenue un domaine d'actualité, de concurrence et de compétitivité entre les États-Unis, l'Union Européen, la Russie, le Japon et la Chine. Plusieurs agences de programmes (ESA, CNES, CNSA,...), d'organismes de recherches (NASA, ONERA, NASDA, DLR, LEA-Poitier,...) et industriels (Boeing, Rocketdyne, Pratt & Whitney, Snecma Moteurs, Volvo Aero, Astrium, Mitsubishi Heavy Industries,...) travaillent sur l'amélioration des performances des moteurs fusées et les tuyères propulsives.

1.2 Paramètres caractéristiques d'une tuyère

Généralement, un moteur-fusée accélère une quantité de masse sous la forme d'un gaz à haute vitesse. Le moteur éjecte la masse de gaz dans une direction de manière à obtenir une réaction dans la direction opposée (loi d'action-réaction). Dans un moteur à ergols, un combustible et un comburant sont injectés dans une chambre de combustion où ils sont mélangés et brûlés. En règle générale, la chambre de combustion est une conduite de diamètre constant avec une longueur suffisante pour permettre la combustion complète du mélange avant que la tuyère accélère les produits de combustion, Figure 1.2. La tuyère est définie à partir du point où le diamètre de la chambre commence à diminuer.

En termes simples, la tuyère utilise les conditions génératrices de température ($T_0=T_c$) et de pression ($P_0=P_c$) de la chambre de combustion afin de créer une poussée en accélérant les gaz de combustion à une vitesse supersonique, Figure 1.2. La vitesse de sortie (v_e) qui peut être obtenue est gouvernée par le rapport d'expansion de la tuyère (ϵ), défini comme le rapport entre l'aire de sortie et l'aire au col, $\epsilon = A_e/A_t$.

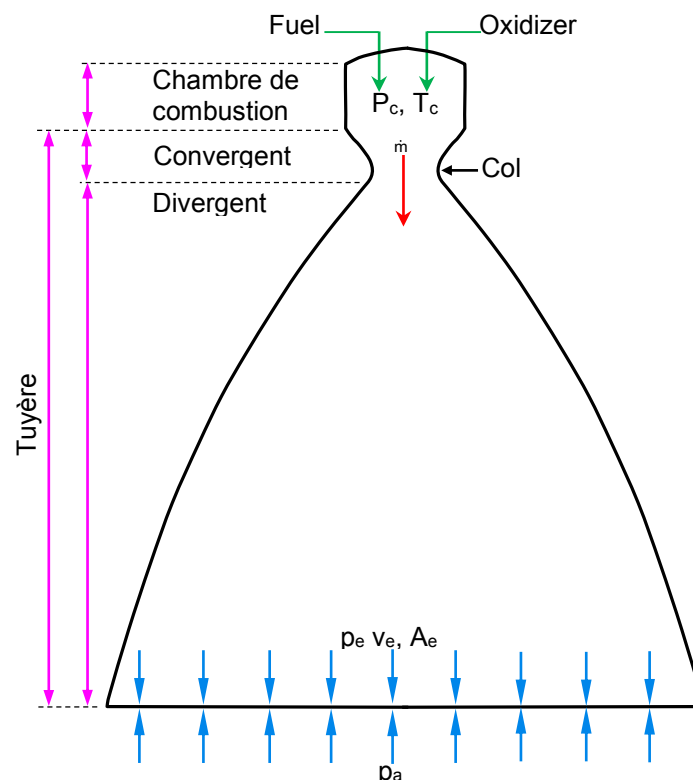


Figure 1.2: Définition d'une tuyère.

1.2.1 Le débit

Une tuyère, comme tout orifice, laisse passer un débit qui est proportionnel à l'aire de passage (l'aire au col A_t) et à la pression qui règne en amont (la pression de combustion P_0). Le coefficient de proportionnalité s'appelle le coefficient de débit et se note C_D . Ce coefficient ayant pour dimension l'inverse d'une vitesse, on utilise généralement son inverse, appelé vitesse caractéristique C^* . Ainsi, les formulations mathématiques sont les suivantes :

$$\dot{m} = C_D P_0 A_t = \frac{P_0 A_t \delta(\gamma)}{\sqrt{C_p T_0}} \quad (1.1)$$

Avec :

$$\delta(\gamma) = \frac{\gamma}{\sqrt{\gamma-1}} \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{\frac{1-\gamma}{2(\gamma-1)}} \quad (1.2)$$

γ : Rapport de chaleurs spécifiques à pression et à volume constant

C_p : Chaleurs spécifique à pression constante.

$$C^* = \frac{P_0 A_t}{\dot{m}} \quad (1.3)$$

Une tuyère est dite amorcée lorsque l'aire au col est aux conditions soniques. Dans ces conditions, le débit $\dot{m}$ atteint sa valeur maximale pour une valeur de P_0 donnée.

1.2.2 La poussée

La poussée totale (F) produite par le moteur-fusée peut être exprimée comme suit :

$$F = \dot{m} v_e + (P_e - P_a) A_e \quad (1.4)$$

Où :

F : La poussée (N) ;

A_e : Section de sortie tuyère (m²);

$\dot{m}$: Débit massique (kg/s).

On définit, aussi, le coefficient de poussée comme le rapport entre la poussée F et le produit de la pression totale dans la chambre par l'aire au col.

$$C_F = \frac{F}{P_0 A_t} \quad (1.5)$$

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

1.2.3 L'impulsion spécifique

L'impulsion spécifique, notée I_{sp} , est définie comme le rapport entre la poussée et le débit massique qui est une mesure de la façon dont un débit d'ergol donné est transformé en poussée.

$$I_{sp} = \frac{F}{\dot{m}} = v_e + \frac{(p_e - p_a)}{\dot{m}} \quad (1.6)$$

Plusieurs auteurs préfèrent ajouter l'accélération gravitationnelle au dénominateur pour la rendre indépendante de système d'unité, ainsi l'unité d'impulsion spécifique change d'une vitesse (m/s) à un temps (s).

L'équation 1.4 ou 1.6 donne l'impression que la maximisation de la pression et la vitesse de sortie, maximiserait le rendement de la tuyère pour un débit donné. Si la pression et la vitesse de sortie ont été découplées cela serait vrai. Cependant, la pression et la vitesse de sortie de la tuyère sont très couplées et inversement proportionnelles par l'intermédiaire du degré d'expansion de la tuyère. Lorsque l'écoulement est supersonique, la vitesse de sortie augmente et la pression de sortie diminue en augmentant ε et vice versa lorsque ε diminue. On peut montrer que le rendement optimal est obtenu si la pression de sortie est égale à la pression atmosphérique, $p_e = p_a$, et la tuyère est dite adaptée. Ceci est illustré sur la Figure 1.3, qui montre la manière dont l'impulsion spécifique varie en fonction de la pression ambiante (ou l'altitude de vol) pour des conditions de la chambre données égales à celles du moteur Vulcain [22].

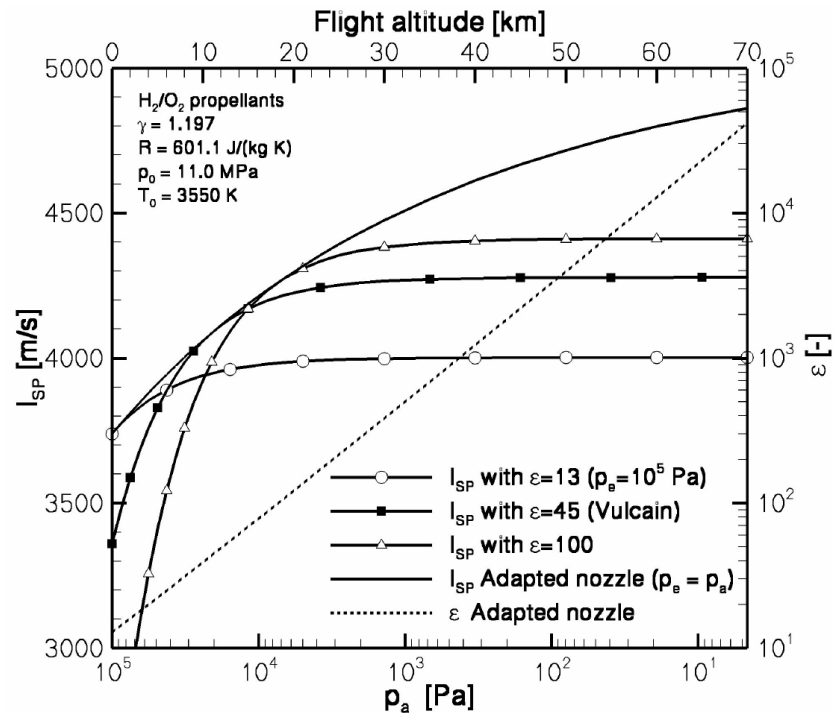


Figure 1.3: Performances de tuyère en fonction de la pression ambiante [22].

1.3 Logique de développement des tuyères

L'état actuel de l'avancement dans la recherche sur les écoulements supersoniques dans les tuyères est le fruit des efforts analytiques, expérimentaux et numériques combinés. La CFD a été employée pour soutenir la conception de modèles d'essai, et des tests expérimentaux ont permis le raffinement des méthodes de calcul CFD et ses conditions aux limites. Ainsi atteindre une compréhension physique des processus de flux qui n'aurait pas été possible il y a seulement une décennie.

Un schéma de la boucle de développement est représenté à la Figure 1.4 (gauche), [22]. Une boucle de conception commence habituellement par la conception du profil de la tuyère, où la méthode des caractéristiques (MOC) et/ou d'autres méthodes CFD sont utilisées pour optimiser le rendement aérodynamique pour un cahier des charges de conception donnée (e.g. longueur, rapport de la surface, le poids, etc...). L'étape suivante consiste à vérifier, et si nécessaire modifier, la conception de manière à répondre aux exigences spécifiées. Pour cela, il est nécessaire de connaître les contraintes de pression et de température agissant sur la paroi, mais il est, également, nécessaire d'évaluer le champ d'écoulement interne, en vue de prédire le régime d'écoulement à chacune des conditions particulières

d'utilisation. Ceci est réalisé en utilisant une combinaison de méthodes numériques et expérimentales. Les méthodes CFD sont, habituellement, étalonnées et validées à un régime d'écoulement spécifique, et donc, ne peuvent donner des résultats fiables que si l'écoulement est à régime fixe donné. Il est donc impératif d'effectuer des tests expérimentaux (sur des modèles sous-échelles) afin de vérifier le fonctionnement de la tuyère au sein de ce même régime. D'autre part, la plupart des méthodes expérimentales, ne peuvent accéder qu'aux propriétés pariétales ainsi les résultats expérimentaux sur le champ d'écoulement interne ne sont généralement pas disponibles. Les mesures quantitatives et les visualisations d'écoulement doivent être utilisées de manière interactive avec la CFD pour en tirer des conclusions sur les mécanismes physiques mises en jeu. Dans ce processus, l'ingénieur arrivera à des corrélations généralisées qui servent à établir un/des modèles simples. La dernière étape sera d'appliquer ces modèles sur les tuyères à grandes échelles sur un moteur-fusée en fonctionnement à feu, ce qui peut nécessiter une autre boucle d'interaction entre le test, la CFD et l'analyse.

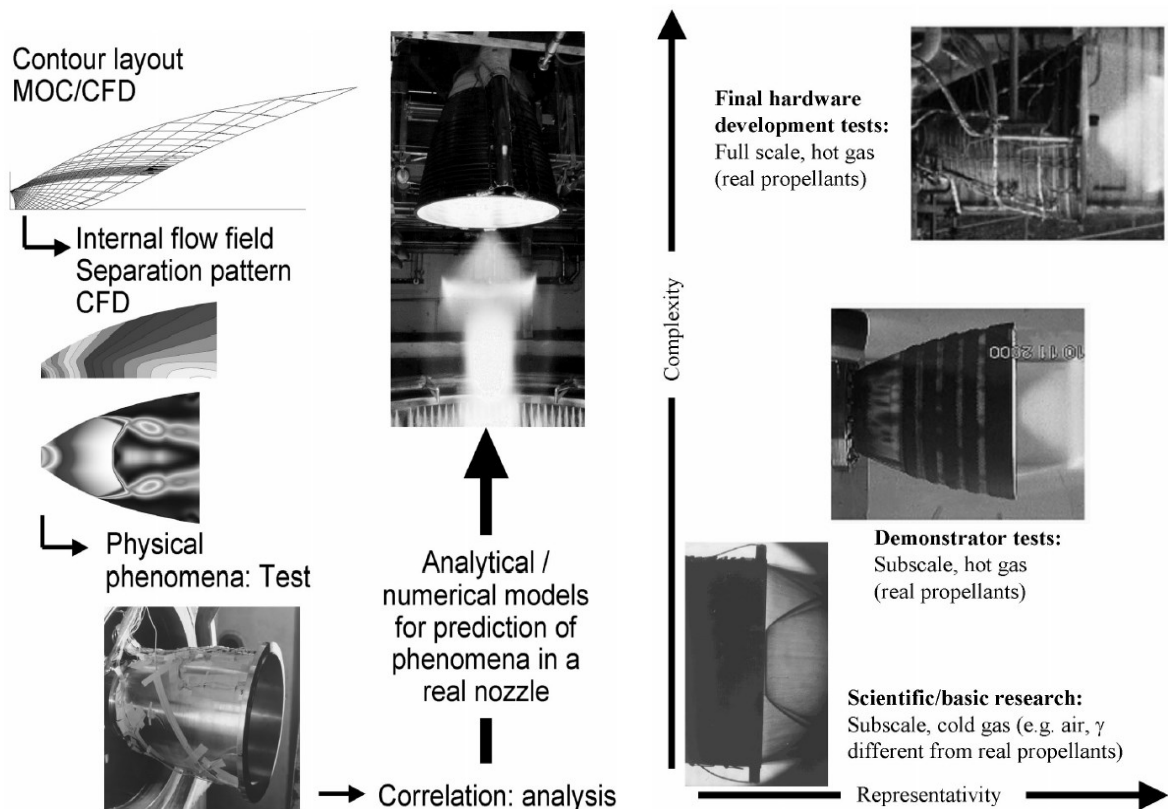


Figure 1.4: Logique de développement de tuyères (gauche), test à sous-échelle et à l'échelle—degré de complexité (droite).

La Figure 1.4 (droite) montre quelques configurations typiques d'essai et comment elles sont reliées à une tuyère à l'échelle en termes de complexité de l'installation par rapport à l'importance des résultats obtenus. Le type de test à effectuer dépendra de la phase de développement, à savoir si l'on s'intéresse à des résultats généraux d'un caractère fondamental ou donner une base de données pour un concept spécifique.

Les essais sur des modèles à sous-échelle ou à échelle réduite sont essentiellement de deux types:

- Les essais en gaz chauds (hot gas), à l'aide de gaz de mêmes propriétés physiques que l'ergol utilisé dans les tuyères à l'échelle. Ceci permet, pour une géométrie sous-échelle, d'évaluer l'écoulement sans faire varier les paramètres dynamiques.

Cependant, les coûts d'essai et de l'instrumentation sur ce genre de modèles sont très élevés, e.g. la température élevée impose des limitations sévères sur l'équipement de mesure qui peut être utilisé. L'information obtenue est en outre limitée par la durée d'essai, qui est généralement très courte en raison des limitations du banc d'essai. Il est donc nécessaire de les compléter par d'autres essais en soufflerie, où la durée de l'essai peut être augmentée de manière significative.

- Les essais en gaz froid en utilisant par exemple l'air ($\gamma=1.4$) au lieu de l'ergol (i.e. $\gamma \approx 1.2$ pour les moteurs fonctionnant avec H_2-O_2), présente une alternative relativement moins coûteuse, ce qui permet la réalisation des essais plus poussés en variant les paramètres dynamiques. L'inconvénient est qu'il est impossible de séparer les paramètres géométriques et dynamiques, car toutes les quantités gaz dynamique sont fonction à la fois du nombre de Mach et de γ . Dans ce cas, la CFD est indispensable pour définir des modèles d'essai appropriés ainsi que faciliter leur l'interprétation. Le défi principal est de reproduire le comportement réel d'une tuyère en fonctionnement avec des gaz brûlés.
- La reproduction des caractéristiques essentielles du champ d'écoulement intérieur, tout en conservant une distribution de la pression pariétale similaire à un essai (à l'échelle) à chaud, ne peut pas être remplie car les

gaz utilisés sur les deux configurations ont de différents γ [23]. Néanmoins, la similarité entre l'écoulement froid et chaud est possible, dans certaines limites, si les bonnes variables sont utilisées pour la normalisation [23]. Toutefois, les résultats des essais en gaz froid peuvent toujours être utilisés pour comprendre les phénomènes physiques et d'établir des outils de prévision, qui peuvent être appliqués aux essais à l'échelle en fonctionnement à chaud [24].

1.4 Tuyères conventionnelles

1.4.1 Types de profils

La conception finale d'une configuration de tuyère d'une fusée dépend de nombreuses considérations, telles que les exigences de performance (évoquées plus haut), de la masse maximale du moteur, les limites de dimensions, les performances de refroidissement, la longévité, les méthodes de fabrication, etc. L'examen détaillé de tous ces aspects nécessite des connaissances dans plusieurs domaines de l'ingénierie et sort du cadre de ce mémoire. Toutefois, il convient de signaler que l'une des exigences les plus élémentaires dans la boucle de conception d'une tuyère de fusée réelle est de minimiser le poids. Ainsi il est fortement nécessaire de minimiser la longueur et/ou la surface la surface de la tuyère. Le défi principal de la dynamique des gaz réside dans la forme optimale du profil qui maximise le rendement sans prendre en compte les pertes de chaleur par rayonnement.

Dans le cas non visqueux, les profils de tuyères peuvent être classés en différents types, chacun produisant son propre champ d'écoulement interne. Il est essentiel pour un concepteur de comprendre ses caractéristiques, puisque le champ d'écoulement interne détermine son comportement. La Figure 1.5 montre des exemples de contour de Mach dans certains types de tuyères les plus courantes pour un rapport de section $\varepsilon=43.4$ et une longueur $L=20.9$ pour la tuyère conique et une longueur $L=17.7$ pour les tuyères TIC (Mach de conception : $M_D=4.67$), TOC et TOP.

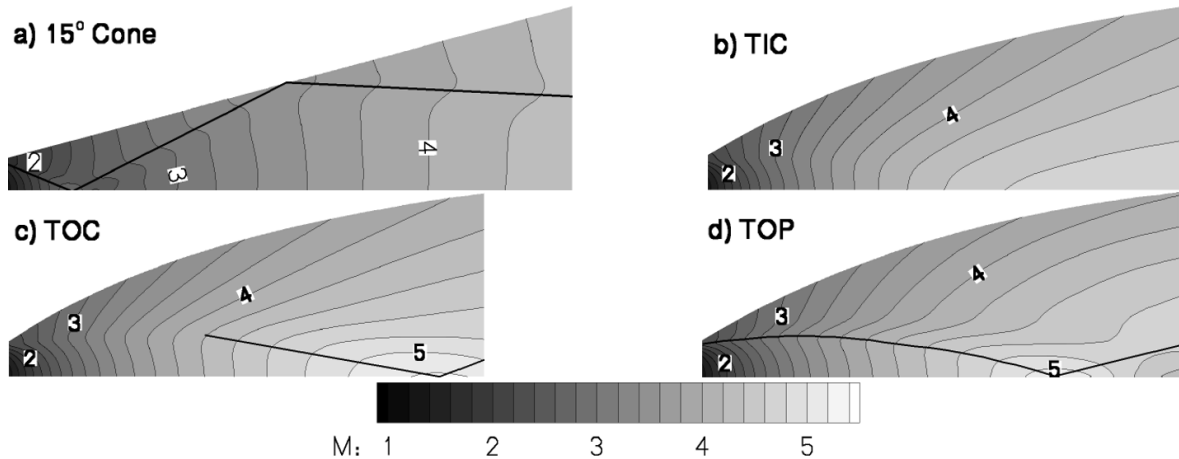


Figure 1.5: Contour de Mach dans une tuyère conique 15° , TIC, TOC et TOP avec $\varepsilon = 43,4$. Les lignes en gras indiquent la position approximative de choc intérieur [25].

1.4.1.1 Zone de pré-détente

La méthode la plus utilisée actuellement pour la conception des profils de tuyères est la méthode des caractéristiques (MOC : Method Of Characteristics) en résolvant les équations hyperboliques d'Euler [26]. Cette méthode produit une conception avec des caractéristiques physique particulières, généralement spécifiées par le concepteur. La base de toutes les méthodes de conception MOC est la zone du noyau (Kernel region), qui est déterminée par la pré-détente qui se produit le long du contour TN de col, Figure 1.6. Le champ d'écoulement subsonique /transsonique dans la zone d'entrée de la tuyère et du col doit être préalablement calculé. En général, pour les tuyères conventionnelles à profil de col de forme arc de cercle, la méthode développée par Kliegel et Levine est adéquate [27]. Pour les profils de col de formes plus compliquées, une méthode telle que VNAP2 développée par Cline peut être nécessaire [28].

En utilisant une analyse d'écoulement transsonique, une ligne initiale, TO, avec un nombre de Mach légèrement supérieur à l'unité peut être définie dans la région du col. Compte tenu de l'état de l'écoulement le long de TO et de la paroi TN, un champ d'écoulement du noyau, TNKO, peut être calculé avec la méthode des caractéristiques, [29, 30]. Étant donné que l'écoulement en aval de la ligne TO est supersonique, le noyau est entièrement déterminé par les conditions au col, et celui-ci à son tour détermine le caractère d'écoulement dans la zone plus en aval.

La longueur du profil conique se calcule par:

$$L_{\alpha, \text{cone}} = \frac{r_t (\sqrt{\varepsilon} - 1) + r_{td} (\sec \alpha - 1)}{\tan \alpha} \quad (1.8)$$

Typiquement, le demi-angle du cône varie entre 12° et 18° et le plus étudié dans la littérature est le 15°. Le profil conique 15° est souvent utilisé comme une référence pour comparer les longueurs et les performances des autres types de profils de tuyères. La longueur d'un profil galbé est souvent donnée en pourcentage, comparativement à la longueur d'un profil conique de demi-angle de 15°, avec un rapport de sections ε similaire.

À la fin des années 30, des recherches exhaustives ont été effectuées par les scientifiques allemands [32]. En tenant compte de tous les aspects de la conception, aucun avantage significatif n'est trouvé justifiant l'utilisation des profils plus complexes. Cependant, ce n'est valable que pour des tuyères à faible rapport de sections comme celui de la fusée V-2, Figure 1.1. En raison de ses fortes pertes de divergence, le profil conique est aujourd'hui, principalement utilisé sur des tuyères courtes comme celles équipant les propulseurs à poudre et les petits propulseurs, où une fabrication simple est préférable aux performances aérodynamiques.

1.4.1.3 Profil idéal

Un profil idéal est celui qui produit un écoulement isentropique (i.e. sans chocs internes), et un champ de vitesse uniforme à la sortie de la tuyère, Figure 1.6. Un tel profil peut être conçu en utilisant la MOC. La procédure détaillée est discutée par Shapiro [26], Zurcow et Hoffman [30] et Anderson [33].

Après la zone de noyau, TN, le contour NE permet à l'écoulement d'avoir une direction axiale à la sortie de la tuyère. Comme c'est évoqué plus haut, TN définit le nombre de Mach à K (Kernel region), qui est égale au nombre de Mach de conception (M_D) obtenu à la sortie. Une fois, la ligne caractéristique NK est calculée (région du noyau) et avec la condition que la ligne KE est une caractéristique uniforme de sortie, il est possible d'utiliser la MOC pour construire le champ des caractéristiques entre N et E. La Figure 1.8 montre 12 profils idéaux avec les iso-coefficients de poussée à haute altitude, les iso-rapports de sections et les iso-coefficients de pression pariétale respectivement [23].

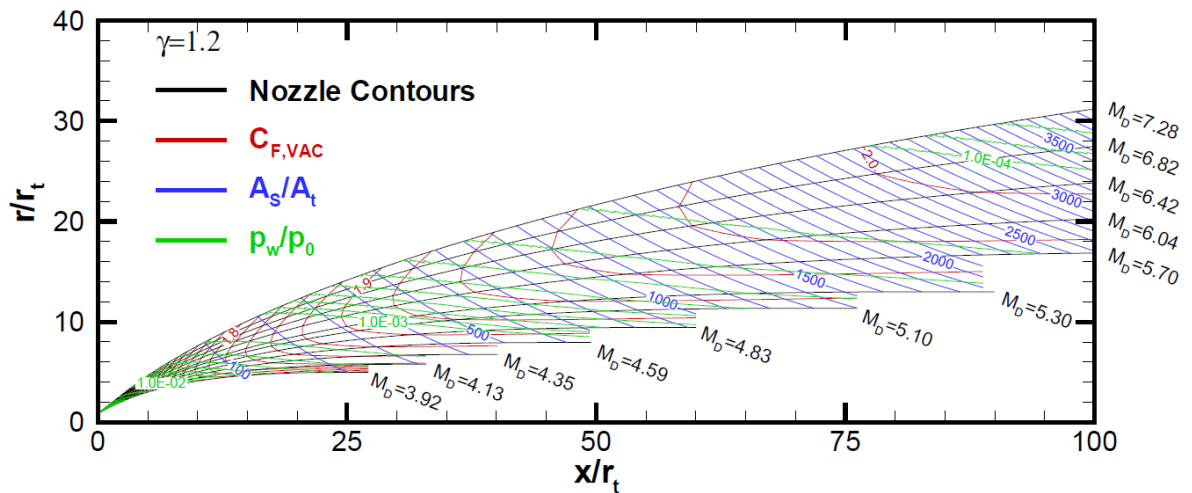


Figure 1.8: Abaque de 12 profils idéaux avec un calcul de couche limite, [23].

1.4.1.4 Profil idéal tronqué (TIC)

Une tuyère très longue est nécessaire pour produire un écoulement 1D, néanmoins elle n'est pas adaptée pour les applications aérospatiales où des limitations strictes de poids et de structures sont imposées afin d'augmenter la charge utile. En fait, la partie la plus en aval d'une tuyère idéale ne présente qu'une très faible courbure et sa contribution à la poussée est négligeable. Par conséquent, tronquer cette tuyère en facilite son utilisation sur les moteurs fusées, sans perte significative en performance due à la non-uniformité de l'écoulement en sortie. Un tel profil est appelé : profil idéal tronqué (TIC: Truncated Ideal Contour). La troncature peut être assez loin en amont de la sortie. Tant que la zone de noyau n'est pas tronquée, le champ d'écoulement aura une partie centrale où le profil de vitesse de sortie est axial et uniforme, et il ne sera divergent que dans la région proche de la paroi, Figure 1.6. Les contours de Mach dans une tuyère TIC sont représentés à la Figure 1.5b. Ce type de profil trouve des applications sur des tuyères réelles comme la LR-115, Viking et la RD-0120 utilisées sur les lanceurs Américain Saturne C-1, Européen Ariane-4 et Russe Energia respectivement [25].

Ahlberg et al. [34] ont proposé une méthode graphique pour sélectionner les profils optimaux d'une famille de profils TIC. Avec cette méthode, un ensemble de profils idéaux sont tracés sur le même abaque, en même temps que les iso-coefficients de poussée, les iso-rapports de sections, le diamètre et la longueur respectivement, Figure 1.8 et 1.9. La forme de profils est calculée en utilisant MOC (supposant un écoulement non-visqueux), mais pour le calcul du coefficient de poussée, toutes les

pertes sont prises en compte en utilisant un code TDK (Two-Dimensional Kinetics nozzle performance code) proposé par Frey et Nickerson [35].

La Figure 1.9 montre un exemple de choix d'un profil optimal et le point de troncature pour répondre à des critères spécifiques, tels que le rapport de sections (ou le rayon à la sortie), la longueur et la surface latérale (qui affectent directement le poids). Le point 'A' est l'endroit où la courbe iso- C_F la plus haute est tangente à une ligne de rayon de sortie constant. Le profil et la longueur de troncature correspondant à ce point donnent la poussée la plus élevée possible pour un rayon de sortie donné (un profil TIC optimal pour un rayon de sortie donné). De même, on trouve la courbe iso- C_F la plus haute tangente à une ligne de surface donnée en 'B' (un profil TIC optimal pour une surface donnée), et à une ligne de longueur donnée en 'C' (un profil TIC optimal pour une longueur donnée). Le point 'D' est le point de tangence entre une courbe iso- C_F donnée et un profil idéal. Il permet de trouver le profil TIC qui donne les meilleures performances si aucune autre contrainte n'est spécifiée, mais le plus long par rapport aux précédents pour le même C_F , i.e. $C_F=1.78$ sur la Figure 1.9.

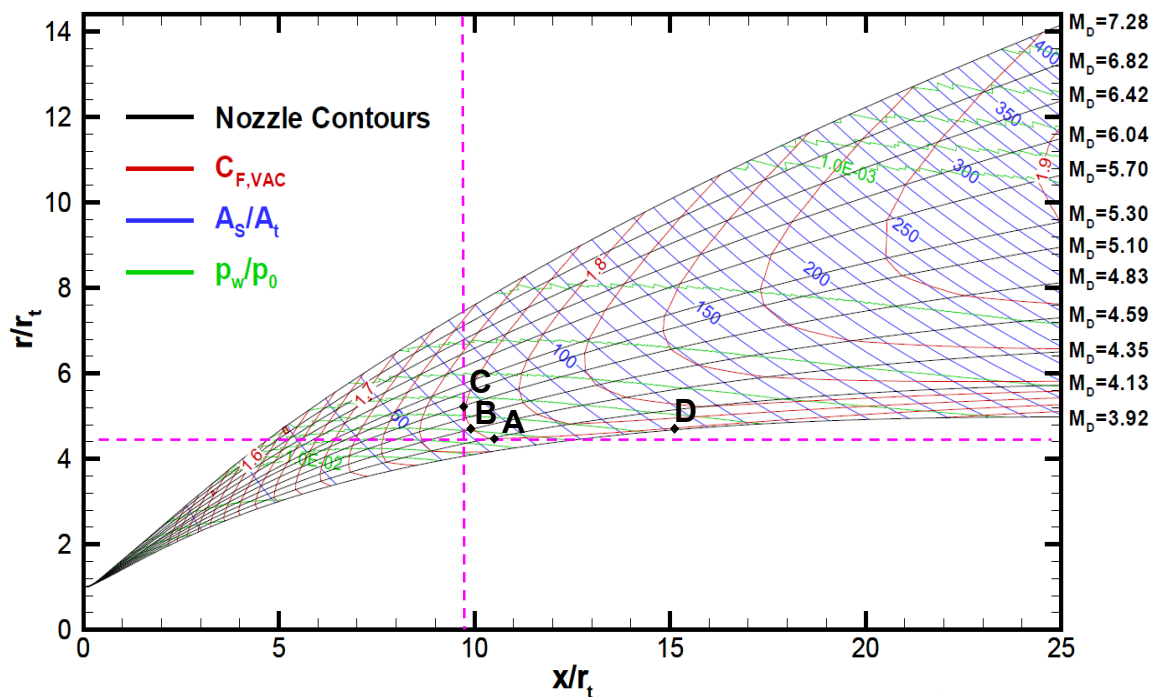


Figure 1.9: Méthode d'Ahlberg et al. pour un profil TIC optimal.

1.4.1.5 Profil optimisé en poussée (TOC)

Une approche directe et élégante de conception des profils de tuyères est le calcul des variations. Guderley et Hantsch [36] ont formulé un problème pour trouver la surface de sortie et la forme du profil qui produisent la poussée optimale, pour des valeurs prescrites de la longueur et de la pression ambiante. Cependant, l'approche n'a pas été largement adoptée jusqu'à ce qu'une solution simplifiée ait été présentée par Rao [37]. Par conséquent, le profil obtenu est souvent appelé le profil de Rao. Shmyglevsky [38-42] a formulé indépendamment la même méthode en Russie. L'idée de base du profil de Rao-Shmyglevsky, ou le profil optimisé (TOC: Thrust-Optimized Contour), est illustrée à la Figure 1.10. Tout d'abord, un écoulement du noyau est généré en utilisant la MOC pour une variété de θ_N (pente dans la région de col) et de r_{td} (rayon de courbure au col). Pour des paramètres donnés de conception (e.g. nombre de Mach à la sortie et ε ou la longueur de la tuyère et ε) les points P et N peuvent être trouvés en satisfaisant simultanément les deux conditions suivantes :

- Débit massique à travers PE est égal au débit massique à travers NP.

Une poussée maximale.

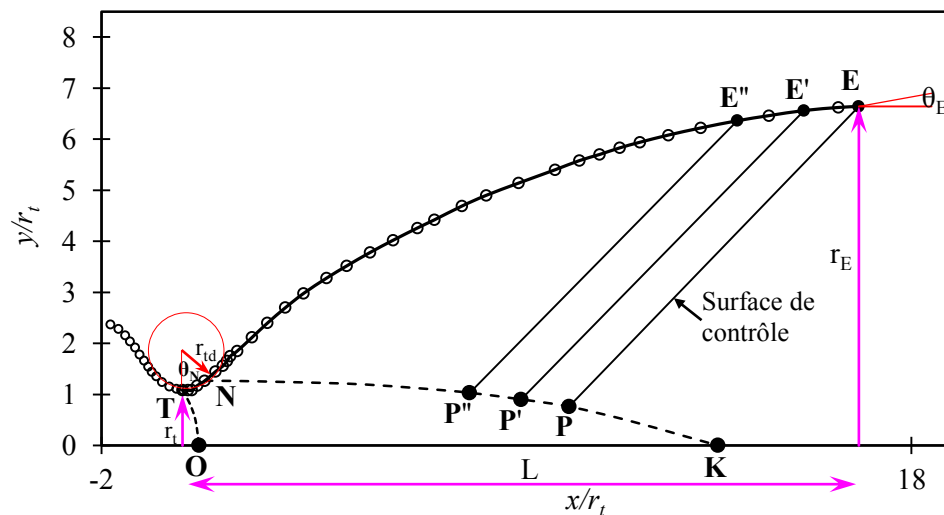


Figure 1.10: Définition d'un profil TOC.

En utilisant un calcul des variations, ces conditions sont formulées comme des relations spécifiques qui doivent être remplies le long de PE et NP, [37]. Rao [43] note qu'il faut assurer que le point P soit dans la région valide pour avoir des incréments, $dr = r^{i+1} - r^i$, positifs sur la surface de contrôle PE. Si le point P est égal

au point K, le profil est par définition un profil idéal. Sachant que la ligne du noyau TNKO est connu (voir plus haut), une fois que le point P est trouvé, la ligne NE est construit de la manière suivante. En sélectionnant des points (P', P''...) le long de la ligne NK, une série de surfaces de contrôle (P'E', P''E''...) peut être générée ainsi les points (E', E''...) sont définis le long de NE.

Au fait que x_P est inférieur à x_K une pente plus grande que celle sur un profil idéal, est obtenu après le point N, Figure 1.14. Ceci cause la formation de faibles ondes de compression dans la région de NPE. Ces ondes de compression se coalescent et forment un choc droit en aval de la surface de contrôle PE, Figure 1.5c. Le profil TOC a une augmentation significative de l'efficacité géométrique par rapport au profil conique 15° pour le même rapport de sections, [44]. La longueur d'un profil TOC est en général comprise entre 75% et 85% de la longueur du profil conique, ainsi l'indice 80% est ajouté à sa notation (TOC_{80%}). Tel que évoqué plus haut, le profil TOC dépend de la pente θ_N . La Figure 1.11 montre une famille de profils TOC pour $25^\circ \leq \theta_N \leq 34^\circ$ [23]. Dans les applications réelles, θ_N est comprise entre 25° et 28° [45].

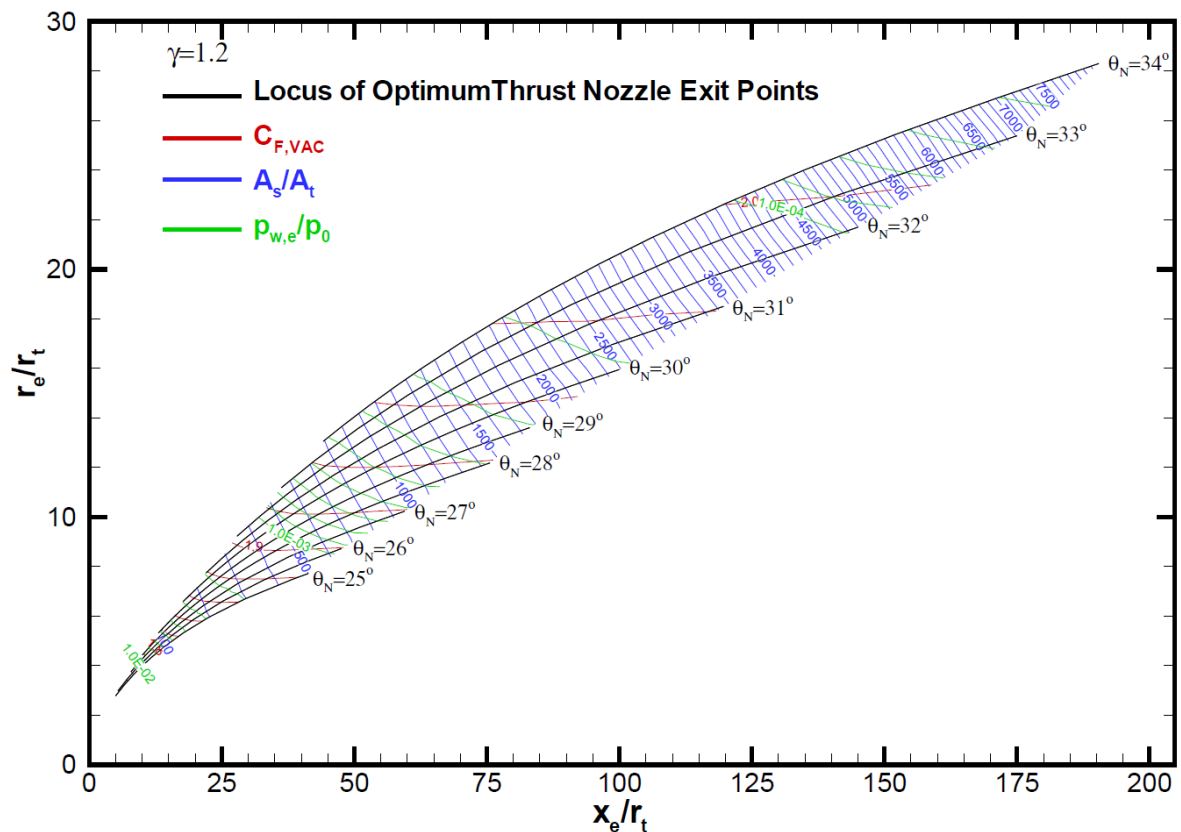


Figure 1.11: Famille de profil TOC pour $25^\circ \leq \theta_N \leq 34^\circ$, [23].

1.4.1.6 Profil parabolique optimisé en poussée (TOP)

Étant donné que le calcul conduit à un profil TOC est assez compliqué et le contour résultant ne peut être décrit que par une liste de coordonnées, Rao [46] a montré que le profil TOC pouvait être approché par une parabole, sans perte significative de performances, équation (1.9).

$$\left(\frac{r}{r_t} + b\frac{x}{r_t}\right)^2 + c\frac{x}{r_t} + d\frac{r}{r_t} + e = 0 \quad (1.9)$$

Ce profil est souvent noté : profil parabolique optimisé (TOP : Thrust Optimized Parabolic). Avec une telle parabole le profil est entièrement défini par les cinq variables indépendantes : r_{td} , θ_N , L , r_E et θ_E , Figure 1.10.

La différence majeure entre les champs d'écoulement dans une tuyère à profil TOC et une tuyère à profil TOP est que ce dernier présente une discontinuité au point N où l'arc de cercle se poursuit par une courbe parabolique. Cette discontinuité de courbure génère des ondes de compression qui se coalescent en un choc interne en amont de la dernière ligne caractéristique négative C^- , Figure 1.12. Dans une tuyère à profil TOC ce choc est formé en aval de la dernière ligne caractéristique négative C^- . Ceci est illustré avec les contours de Mach à la Figure 1.5. Ainsi la pression pariétale est influencée par le choc interne dans le cas du profil TOP et une pression légèrement plus élevée, par rapport au cas TOC, est atteinte à la sortie. Cette propriété du profil TOP s'est avérée très utile pour les tuyères fonctionnant à basses altitudes pour retarder l'apparition du décollement de la couche limite. Raison pour laquelle la tuyère du Vulcain et de la SSME : Space Shuttle Main Engine (utilisé sur le lanceur européen Ariane-5 et de la navette spatiale américaine respectivement [47]), ont été conçus avec des profils TOP.

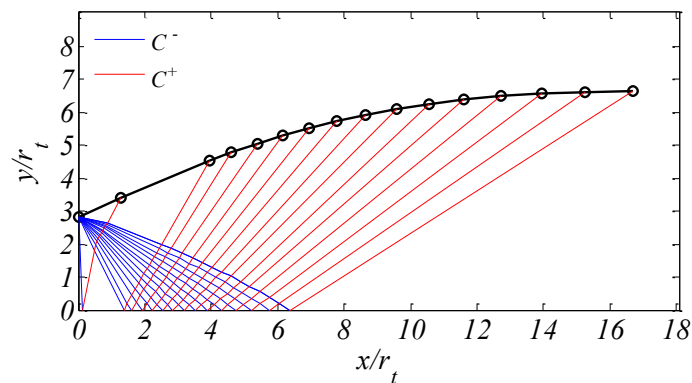


Figure 1.12: Lignes caractéristiques C^+ et C^- dans un profil de tuyère.

Notons que la conception du profil initial de la SSME était un TOC et le changement vers le profil TOP a permis une augmentation de pression de 24% à la sortie de la tuyère, et donc une marge de décollement acceptable. Ceci a été à un coût, de seulement, de 0,1% du rendement par rapport à la conception du départ (TOC).

1.4.1.7 Profil idéal tronqué compressé (CTIC)

En 1966, Gogish [48] a proposé de compresser les profils TIC pour concevoir des tuyères extrêmement courtes. Il a suggéré qu'un tel profil idéal tronqué et compressé (CTIC: Compressed Truncated Ideal Contour) pourrait avoir de meilleures performances qu'un profil TOC pour la même enveloppe (i.e. pour la même longueur et le même rapport de sections). Un profil CTIC est obtenu en compressant linéairement (avec un facteur C) un profil TIC dans la direction axiale à la longueur désirée, Figure 1.13. Ceci produit une discontinuité au point d'attachement qui relie le profil compressé au profil circulaire au col. Cette discontinuité peut être éliminée par l'utilisation d'une équation cubique. En effet, le profil CTIC a une expansion initiale plus rapide suivie d'une courbure plus sévère en arrière comparativement au profil TIC. En conséquence, des fortes ondes de compression sont engendrées dans le champ d'écoulement. Une compression suffisamment forte engendre la focalisation des lignes caractéristiques ce qui forme un choc oblique. Si l'onde de choc se trouve près de la paroi de la tuyère, la pression pariétale se trouve augmentée, augmentant ainsi la poussée. Ce mécanisme a été considéré par Gogish quand il a suggéré qu'un profil CTIC pourrait donner de meilleures performances qu'un profil TOC. Cependant, Hoffman [49] souligne que le profil TOC donne, toujours, de meilleures performances que le profil CTIC. Néanmoins, l'écart de performance entre les deux profils était assez petit (0.04%) pour certains modèles. Ce type de profil est utilisé sur le moteur Mitsubishi LE-7A, équipant le lanceur japonais H-IIA [47].

La Figure 1.14 montre une comparaison géométrique entre les différents profils de tuyères conventionnelles.

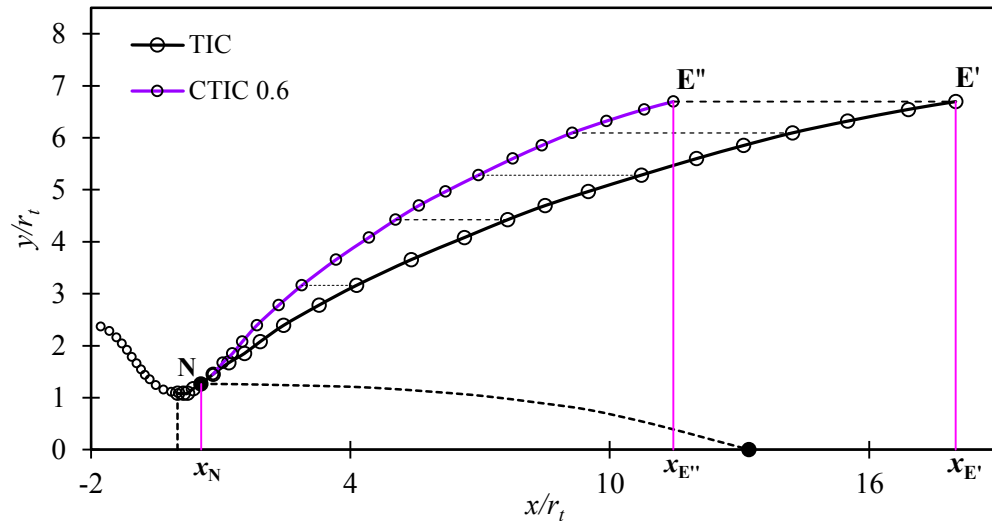


Figure 1.13: Définition d'un profil CTIC, $C = \frac{x_{E''} - x_N}{x_{E'} - x_N} = 0.6$.

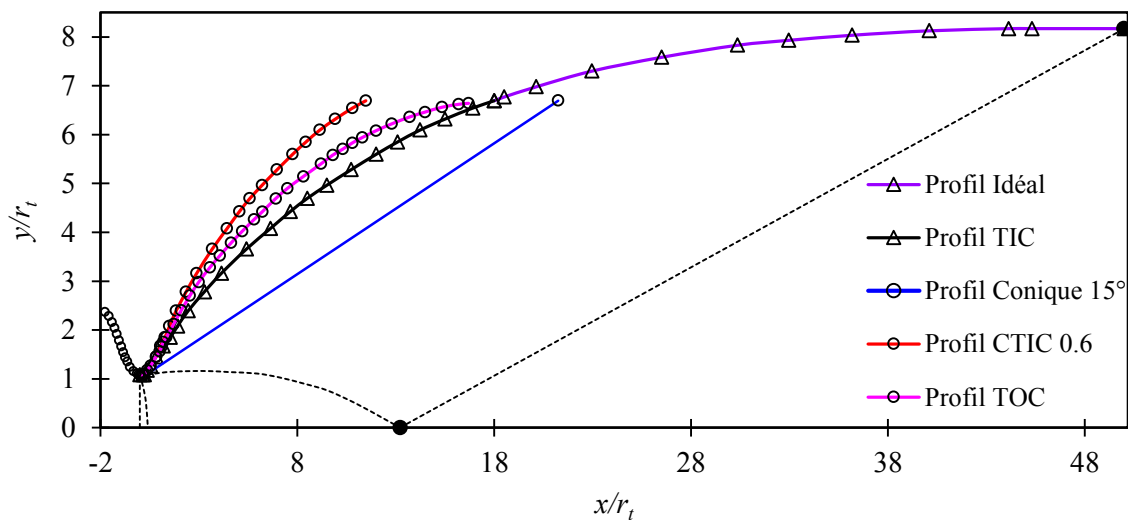


Figure 1.14: Comparaison de différents profils conventionnels.

Enfin, Il est important de mentionner que le choix du type de profil dépend de l'application de la tuyère, i.e. si la tuyère va être utilisée sur l'EPC (Étage Principal Cryotechnique), l'EPS (Étage à Propergols Stockables), l'ESC (Étage Supérieur Cryotechnique) ou sur le booster (EAP : Étage d'Accélération à Poudre). Pour les tuyères de la première phase, qui fonctionnent à partir du niveau de la mer aux hautes altitudes, cette différence est essentielle car le choc interne, voir ci-dessous, a une forte influence sur le comportement du jet et détermine le décollement de l'écoulement ainsi que les charges latérales induites. Pour les tuyères des étages supérieurs le choix ne pose pas beaucoup de contraintes.

1.4.2 Régimes de fonctionnement d'une tuyère conventionnelle

Dans une tuyère amorcée (état sonique au col), le régime d'écoulement ne dépend que du rapport entre la pression ambiante p_a (supposée variable) et la pression statique en sortie $p_{e,vac}$ (où vac fait référence au vide) que celle-ci a dans le vide. Dans la pratique, on distingue des écoulements non-décollés et des écoulements décollés.

1.4.2.1 Écoulement non-décollé

Lorsque l'écoulement dans le divergent reste attaché à la paroi, le profil de pression pariétale n'est pas influencé par la pression ambiante externe mais dépend principalement de la pression chambre, p_c , et de la géométrie de la tuyère employée. Ce type d'écoulement se rencontre lorsque le moteur fonctionne à (ou au-delà de) l'altitude pour laquelle il a été adapté. En terme de rapport de pression, cela correspond à :

- $p_a/p_{e,vac} = 1$: tuyère adaptée à la pression ambiante.
- $p_a/p_{e,vac} < 1$: tuyère dite sous-détendue. Dans ce cas, un faisceau de détente apparaît à la lèvre de sortie de la tuyère, Figure 1.15a. L'adaptation de pression entre le jet issu de la tuyère et l'atmosphère ambiante doit se faire à l'extérieur du divergent, par l'intermédiaire d'ondes de choc obliques. Ces ondes de choc forment une série de cellules périodiques en forme de diamant. La taille des cellules augmente lorsque la pression ambiante p_a diminue.

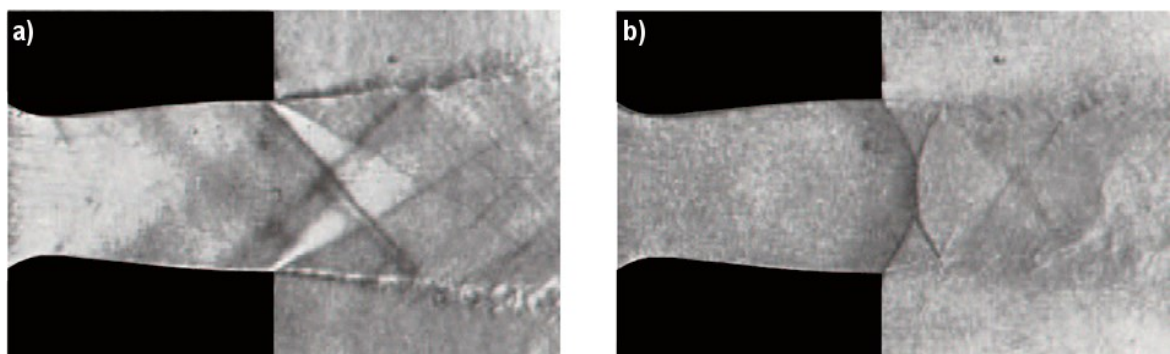


Figure 1.15: a) Tuyère 2D en régime sous-détendu ($p_a/p_{e,vac}=0.66$), b) Tuyère 2D en régime sur-détendu avec réflexions de Mach ($p_a/p_{e,vac} > 2.5$), [50].

1.4.2.2 Écoulement avec décollement naissant

Lorsque le rapport de pression est supérieur à l'unité ($p_a/p_{e,vac} > 1$), la tuyère fonctionne en régime de sur-détente. Une onde de choc (choc de compression ou de décollement) se forme à la lèvres de la tuyère. La couche limite enregistre un gradient de pression adverse, s'épaissit, mais reste attachée à la paroi jusqu'à la lèvres de sortie de la tuyère, Figure 1.15b. Différentes structures de choc (réflexion régulière, réflexion de Mach et choc en chapeau [51]), décrites par la suite, peuvent être observées dans le jet.

1.4.2.3 Écoulement avec décollement effectif

Si la pression aval continue à augmenter et dépasse un certain seuil ($p_a/p_{e,vac} \gg 1$, régime de forte sur-détente. En pratique, $p_a/p_{e,vac} \approx 1.25-2.5$, [23]), il arrive un moment où la couche limite ne peut plus résister au gradient de pression adverse devenu trop important et elle décolle, Figure 1.16.



Figure 1.16: Décollement effectif lors d'un amorçage rapide, [52].

Comme évoqué ci-dessus, plusieurs types de structure de choc peuvent être observés dans le jet. Lorsque l'évolution du profil de la tuyère est douce (e.g. TIC), le choc de décollement se réfléchit sur l'axe de symétrie. Deux types de réflexion peuvent, alors, se produire :

- L'une dite "régulière" où le choc incident "I" se réfléchit directement sur l'axe de symétrie en un choc oblique réfléchi "IR", Figure 1.17a. Ce type de réflexion est théoriquement impossible dans les tuyères axisymétriques

[54,55] mais il arrive que le disque de Mach soit si petit que la réflexion est apparemment régulière ;

- L'autre dite "singulière" ou "de Mach" où le choc incident "I" se réfléchit en formant un choc normal à l'axe appelé disque de Mach, Figure 1.17b. Du point triple "TP", où se rencontrent le choc incident, le choc réfléchi et le disque de Mach, émane une ligne de glissement "SL". Cette discontinuité iso-bars sépare la poche subsonique en aval du choc fort de la région supersonique en aval du choc réfléchi "IR".

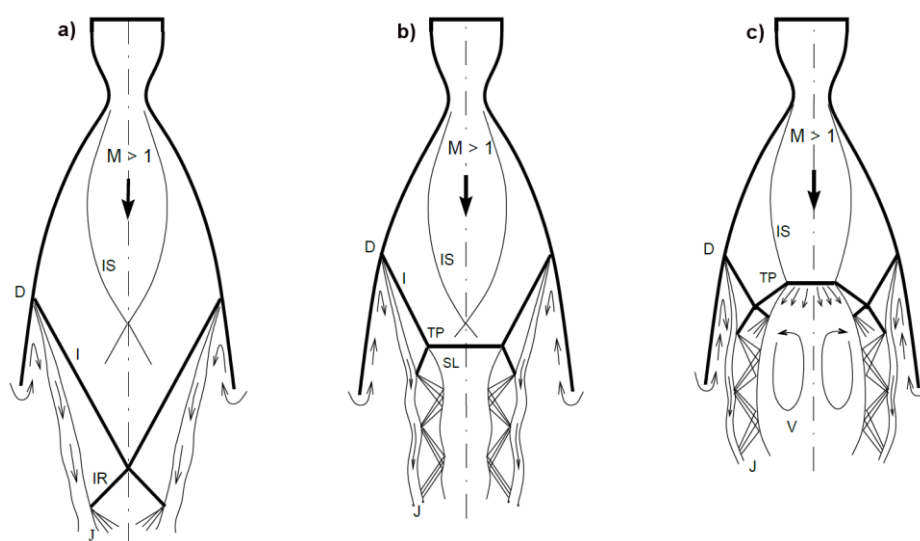


Figure 1.17: a) Réflexion régulière, b) Réflexion de Mach, c) Choc en chapeau. I : choc incident, IS : choc de focalisation, IR : choc réfléchi, J : jet, SL : ligne de glissement, TP point triple, D : point de décollement, V : tourbillon. [53]

On pourra noter que l'obtention de l'une ou l'autre de ces réflexions dépend fortement du rapport de pression [56], et du contour de la tuyère. D'autre part, le phénomène de transition entre ces réflexions peut faire intervenir un effet d'hystérésis [54, 55].

Lorsque l'évolution du profil de la tuyère est fortement optimisée en poussée (TOC ou TOP), il se forme un choc interne de focalisation "IS" dû au changement de courbure au niveau du col (voir plus haut). L'interférence de ce choc interne avec le choc de décollement "I" peut conduire à une structure de choc complexe dite "en chapeau" ou "cap-shock" [57, 58], Figure 1.17c. Cette structure serait le résultat de l'interférence entre le choc de décollement et la réflexion de Mach inverse [57, 58] du choc interne sur l'axe de symétrie. Là encore, l'obtention de l'une ou l'autre de ces structures dépend du profil de la tuyère, du rapport de pression et fait également

intervenir un effet d'hystérésis [57]. La Figure 1.18 monte une image de Vulcain fonctionnant au sol au banc P5 du DLR/Lampoldshausen avec l'interprétation des deux structures de choc, [59].

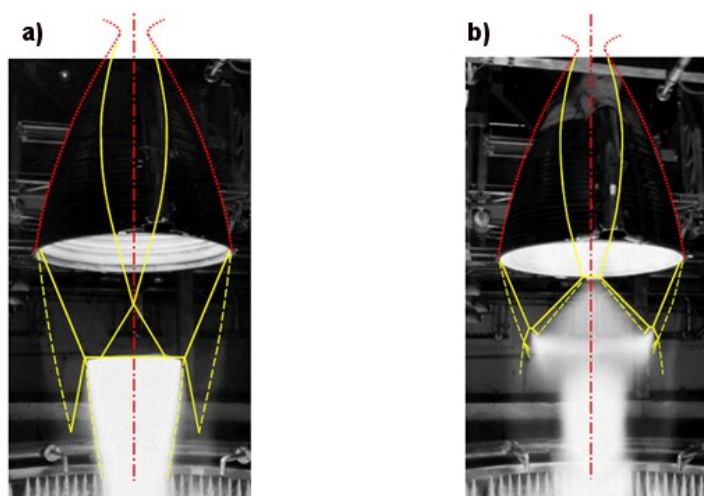


Figure 1.18: a) Structure de disque de Mach, p_c , nominale, b) Structure de chocs en chapeau, p_c , 95% nominale, [59].

En dernier lieu, concernant le décollement lui-même, deux types de configurations ont été observés expérimentalement, puis confirmés numériquement.

1.4.2.4 Décollements libre, restreint et de transition

Le plus souvent, le décollement rencontré est libre (i.e. que le jet décolle de la tuyère avant sa lèvre de sortie et s'en éjecte librement). Cependant, pour certains types de tuyères, un second type de décollement, appelé “décollement restreint”, peut être rencontré. Ce dernier se caractérise par un rapide recollement de la couche limite décollée.

– Décollement libre

Dans le cas d'un décollement libre (FSS: Free Shock Separation), l'écoulement sur-détendu dans la tuyère décolle complètement pour un certain rapport de pression p_a/p_w (p_w : la pression pariétale). Un écoulement de retour en aval du point de décollement se forme : une partie du fluide ambiant est “aspirée” jusqu'au point de décollement, avant d'être réorientée avec le jet principal de la tuyère, Figure 1.19.

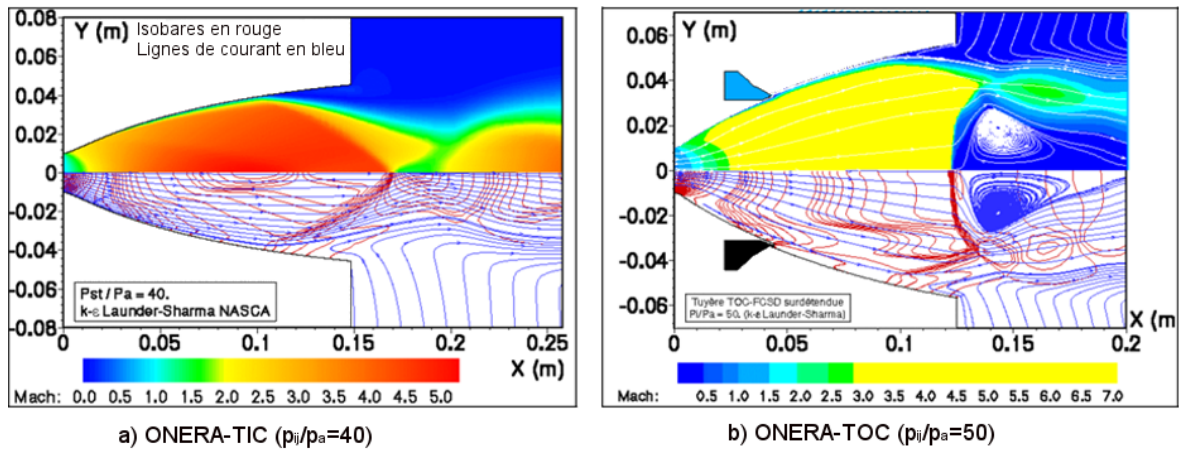


Figure 1.19: Décollement libre dans les tuyères sur-détendues. Contours iso-Mach en haut, contours isobares et lignes de courant en bas [59].

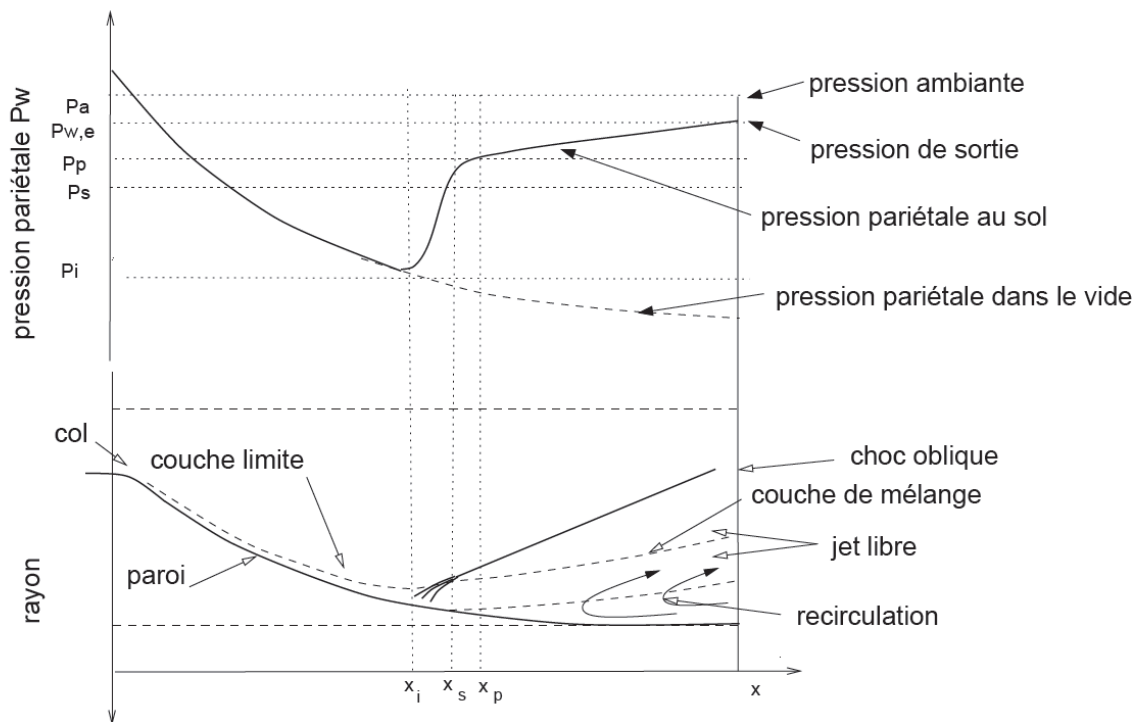


Figure 1.20: Représentation schématique du décollement libre, d'après [51].

L'évolution de la pression pariétale p_w peut être considérée comme en partie régie par la physique des interactions onde de choc/couche limite en écoulement supersonique. La première déviation de la pression pariétale par rapport à son évolution dans le vide $p_{w,vac}$ est appelée pression de séparation naissante. Elle est notée p_i . La pression pariétale augmente ensuite rapidement jusqu'à atteindre une pression plateau p_p généralement plus faible que la pression ambiante p_a . Il faut noter que le décollement effectif a lieu plus en aval, en x_s , un peu avant le plateau.

L'augmentation de pression entre p_p et p_a , due à la zone de recirculation, est beaucoup moins marquée, Figure 1.20.

Il en ressort que le décollement libre fait intervenir deux mécanismes bien distincts. Le premier est associé au décollement du jet à la paroi et régi par le saut de pression p_i/p_p alors que le second est lié à l'écoulement ambiant aspiré dans la zone de recirculation et contrôle l'évolution du rapport p_p/p_a .

– Décollement restreint

Dans les années 70, un second type de configuration de décollement fut observé par Nave et Coffey [60] durant des tests sur des maquettes du moteur J-2S alimentées en gaz froids.

L'existence de ce nouveau type de décollement, dit “restreint” (RSS: Restricted Shock Separation) du fait de la faible étendue de la zone de recirculation, fut confirmée en 1994 par les simulations numériques de Chen et al. [61]. Par la suite, il fut rencontré sur d'autres maquettes à échelle réduite mais aussi sur des moteurs réels, bien qu'à l'origine les scientifiques pensaient que cette configuration n'avait lieu que pour des maquettes à échelle réduite fonctionnant en gaz froids. En fait, cette configuration est principalement influencée par le profil de la tuyère et non par la taille de celle-ci.

Pour ce régime d'écoulement, n'ayant lieu qu'à certains rapports de pression, l'écoulement décolle puis recolte rapidement sur la paroi de la tuyère. L'évolution de la pression pariétale en aval du décollement est irrégulière, la pression pariétale dépassant parfois la pression ambiante, Figure 1.21. Ce phénomène est attribué au recollement de l'écoulement décollé. En effet, celui-ci induit des ondes de compression et de détente dans le jet supersonique.

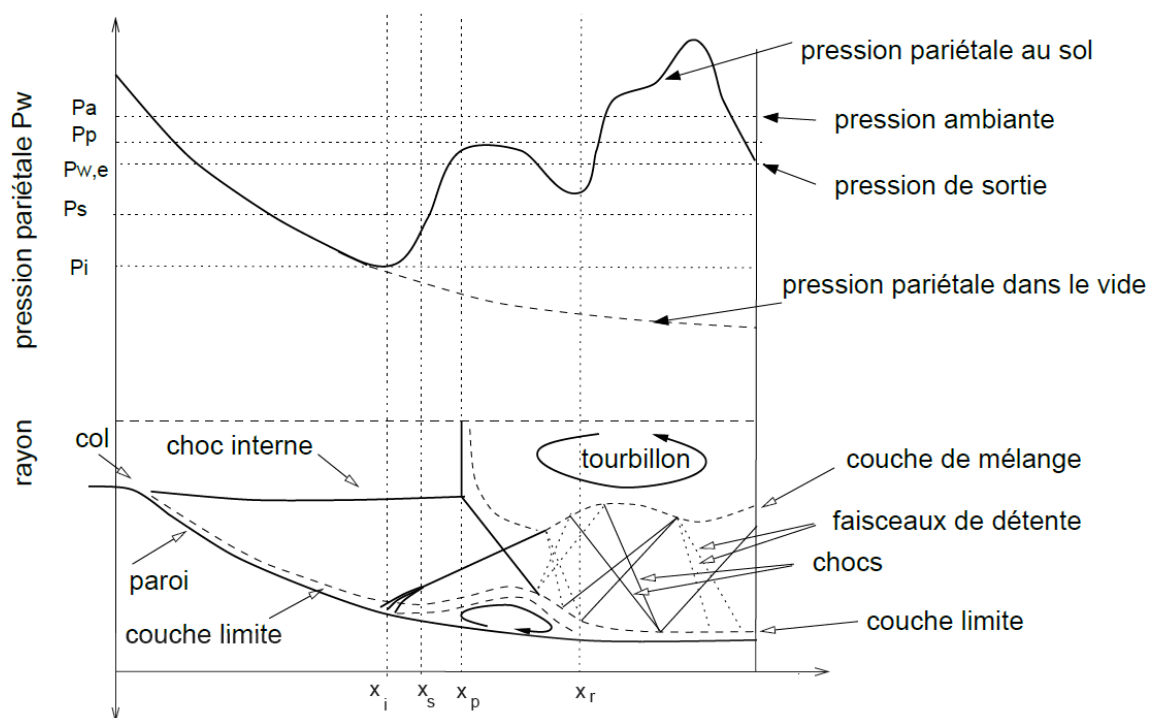


Figure 1.21: Représentation schématic du décollement restreint, d'après [51].

Les indices i, s, p et r font référence, respectivement, au point de séparation naissante, au point de séparation effective, au plateau et au point de recollement.

– Transition et “end effect”

Durant l'amorçage des moteurs présentant initialement un décollement libre, la transition entre le décollement libre et le décollement restreint se produit à un rapport de pression p_c/p_a bien défini. Le décollement restreint, comme nous venons de le voir, se caractérise par une zone de recirculation fermée, où les pressions sont inférieures à la pression ambiante. La transition FSS→RSS s'accompagne, par conséquent, d'un déplacement aval soudain du point de décollement. Lorsque la pression génératrice augmente davantage, la bulle de recirculation se déplace vers l'aval et le point de recollement atteint finalement la sortie de la tuyère. La zone de recirculation s'ouvre alors au fluide ambiant. Ceci s'accompagne d'une augmentation de la pression dans la zone de retour, derrière le choc de décollement, et le point de décollement est repoussé vers l'amont. Ainsi, la zone de recirculation peut se refermer, d'où une nouvelle chute de pression et un mouvement aval du point de décollement. Un mouvement cyclique, connecté à l'ouverture et à la fermeture de la zone de recirculation, est alors observé [62]. Cette transition RSS→FSS est dite “end effect” ou “de lèvres”.

Les mêmes phénomènes peuvent être observés durant la phase d'extinction du moteur (e.i. pour les tests au sol). Toutefois, si la transition FSS→RSS (end effect, $28 \leq \text{NPR} \leq 44$ sur la Figure 1.22) a lieu, dans ce cas, au même rapport de pression génératrice que lors de l'amorçage, celle correspondant à la transition RSS→FSS (FSS→RSS à l'amorçage, $20 \leq \text{NPR} \leq 21$ sur la Figure 1.22) diffère. Ceci témoigne d'un effet d'hystérésis.

Frey et Hagemann [57] ont proposé une explication pour le décollement restreint à partir d'observations expérimentales et de simulations numériques. Selon leurs résultats, la structure de choc en chapeau (voir plus haut), serait l'élément clé de la transition FSS→RSS. Ils concluent que cette transition ne peut se produire que dans les tuyères présentant un choc interne (i.e. TOC et TOP), ce qui est confirmé par les simulations numériques de [63], Figure 1.22.

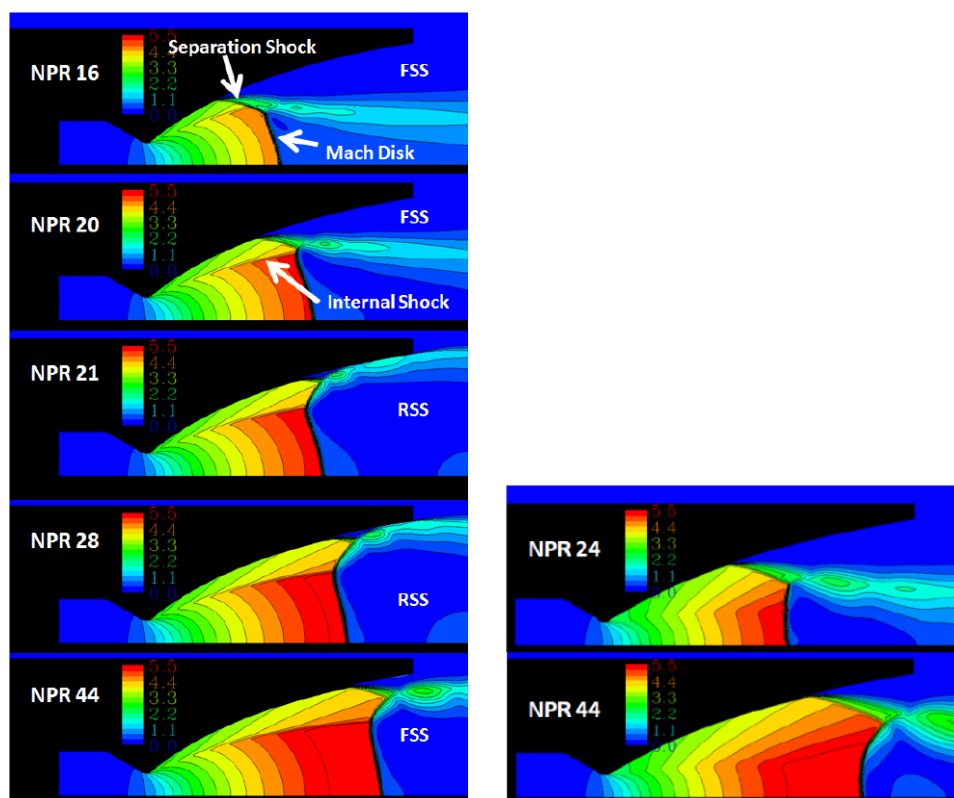


Figure 1.22: Transition FSS→RSS→FSS dans une tuyère TOP (gauche), et un FSS dans tuyère TIC (droite), [63].

– Dissymétrie et instationnarité du décollement

Nous avons décrit les principales caractéristiques stationnaires des décollements libre et restreint. A ce niveau, il est important de noter que ces décollements peuvent présenter des asymétries, Figure 1.23.

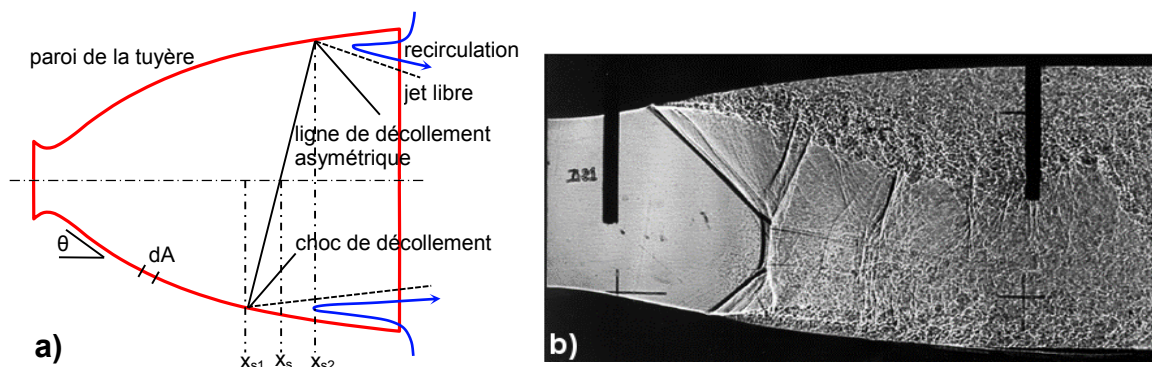


Figure 1.23: a) Schéma de décollement asymétrique, b) Cas test d'une tuyère plane décollée à S8Ch-ONERA, [64].

Le caractère dissymétrique de l'écoulement a été étudié notamment par Lawrence [65]. Ses expériences mirent en évidence que des décollements dissymétriques, stables ou non, pouvaient intervenir dans tous les types de tuyères, qu'elles soient bidimensionnelles, ou de révolution, coniques ou profilées, à petit ou à grand rapport de section. Elles montrèrent également, que ce régime dissymétrique apparaissait généralement dans des plages intermédiaires de NPR, après et avant des régimes de décollement symétriques. De plus, le caractère dissymétrique du décollement peut s'accompagner d'un phénomène de basculement d'un côté à l'autre du divergent. Le problème d'instationnarité et de la dissymétrie de décollement dans les tuyères supersoniques a été étudié de nouveau dans les années 2000, [62, 64, 66-69] et plus récemment dans les tuyères de Laval [70]. Ces études reflètent la difficulté de comprendre et de contrôler la symétrie et la stabilité du décollement. Par ailleurs, on peut noter que le décollement turbulent induit par des chocs est par nature fluctuant, [25, 62, 68, 71] (une revue de littérature exhaustive sur ce sujet est disponible dans [25]). Cette caractéristique du décollement joue un rôle important dans l'apparition des charges latérales, ainsi plusieurs modèles de prédiction de décollement sont proposés [25].

1.4.3 Origine des charges latérales dans les tuyères optimisées

Les charges latérales rencontrées dans les tuyères de moteurs fusées peuvent avoir diverses origines, Figure 1.24 :

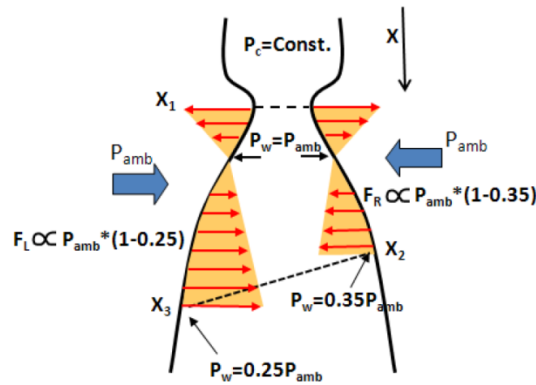


Figure 1.24: Schéma simplifié des forces aérodynamiques sources des charges latérales [63].

- Les fluctuations de pression auto-entretenues dans la région de décollement; si ces fluctuations ne s'exercent pas en phase, elles peuvent engendrer des oscillations non axisymétriques du choc et de la ligne de décollement, Figure 1.25, et donc des efforts latéraux fluctuants même si, en moyenne, le décollement peut être considéré comme axisymétrique ;

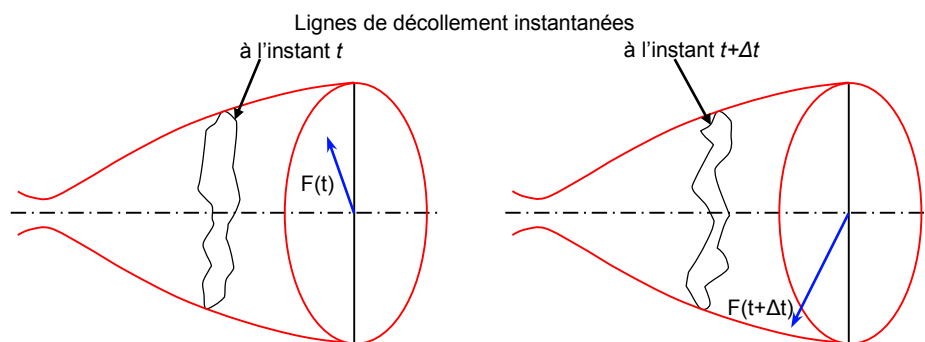


Figure 1.25: Schématisation du phénomène de charges latérales aérodynamiques, [72].

- La dissymétrie du décollement ; si l'axisymétrie était parfaite la ligne de décollement serait un cercle dessiné sur la surface interne de la tuyère. En cas de basculement dissymétrique du jet décollé sur une portion de la tuyère, les répartitions de pression et de frottement pariétales, deviennent aussi fortement dissymétriques et de ce fait engendrent des efforts latéraux ; ces basculements peuvent intervenir dans des tuyères à faible divergence et pour de fortes sur-détente ;
- Les perturbations non axisymétriques de l'écoulement provenant de l'amont du jet, comme celles produites par des instabilités de combustion, peuvent

se traduire par des variations de pression et de température locale qui modifieraient la position du choc de décollement ;

- Le couplage aéroélastique fluide/structure sur des modes complexes nonaxisymétriques peuvent amplifier le comportement vibratoire de la tuyère [25];
- Les transitions entre les différents régimes de décollement, libre et restreint, peuvent s'accompagner d'efforts latéraux pour certaines formes de tuyères optimisées.
- Les fluctuations de pression extérieures à la tuyère peuvent aussi contribuer aux charges latérales, soit par action directe sur la paroi externe, soit par couplage avec les fluctuations de pression interne au décollement dans la tuyère [72].

À la fin de cette section, il est très important de rappeler les principales pertes de performance dans les tuyères conventionnelles utilisées actuellement. Les pertes de deux moteurs hautes performances typiques, le SSME et le moteur Vulcain-1 d'Ariane-5, sont présentés dans le tableau 1.1, [5].

Tableau 1.1: Pertes de performances dans les tuyères conventionnelles [5].

Pertes de performances	SSME	Vulcain 1
Combustion incomplète	0.5 %	1.0 %
Couche limite	0.6 %	1.1 %
Divergence d'écoulement de sortie	1.0 %	1.2 %
Non-équilibre chimique	0.1 %	0.2 %
Écoulement non adapté	0–15 %	0–15 %

D'après [74] les pertes dues aux effets visqueux induits par la couche limite turbulente, la divergence de l'écoulement en sortie, et les effets de non-équilibre chimique peuvent être négligés dans les moteurs fusées H_2-O_2 à pression de chambre $p_c \leq 50\text{bar}$. Cependant, les pertes de performances les plus significatives sont induites par la non-adaptation de l'écoulement en sortie de la tuyère.

1.5 Tuyère à 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 du

jet. Une compilation exhaustive de tous les critères proposés (le plus souvent empiriques ou semi-empiriques) a été recueillie par Stark, [75]. Toutes ces études soulignent le rôle majeur joué par la pression ambiante sur l'apparition de décollement du jet dans les tuyères supersoniques. 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 et en conditions d'écoulement à très basse enthalpie. Malheureusement ces conditions ne sont pas représentatives de celles que l'on rencontre dans le moteurs 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, maîtriser ou réduire les effets de décollement.

1.5.1 Tuyère à décollement contrôlé

On trouve dans cette catégorie les types de concepts suivants :

1.5.1.1 Tuyère à rugosité interne contrôlée

Ce concept, [76], qui prévoit la présence de secteurs angulaires à rugosité accrue sur la surface interne de la tuyère, 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 même. Notons qu'il n'existe aucun document en littérature témoignant de l'efficacité d'un tel dispositif. De plus, le fonctionnement en régime permanent avec une ligne de séparation bien établie à l'intérieur de la tuyère aurait des conséquences rédhibitoires sur la tenue thermomécanique de la structure.

1.5.1.2 Tuyère déployable ou à divergent extensible

Elle s'appelle, aussi, tuyère à deux positions, (Two-position nozzle), Figure 1.26. Plusieurs études numériques existent en littérature sur ce type de tuyères. Récemment, Sato et al. [77], 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), [78]. 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.

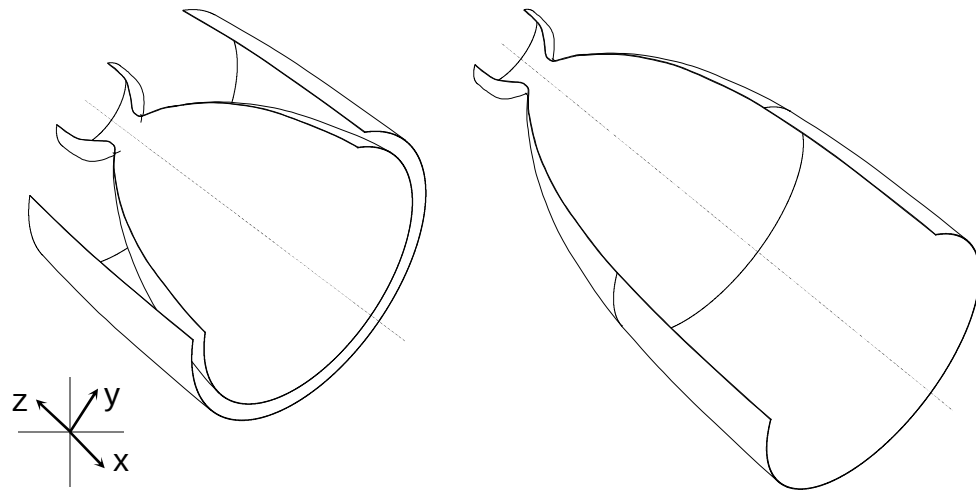


Figure 1.26: Tuyère déployable.

1.5.1.3 Tuyère à anneau déclencheur

Dans ce type de tuyères, on peut classer deux sous-catégories selon le mode de fonctionnement de l'anneau déclencheur. Ainsi, on trouve :

– Tuyère à anneau déclencheur fixe

Pour pouvoir contrôler le décollement de couche limite, on fixe un déclencheur sur la paroi intérieur du divergent, ce qui permet de perturber la couche limite et la faire décoller d'une manière symétrique dans les conditions de sur-détente, Figure 1.27a. À très hautes altitudes (pression ambiante très faible), l'écoulement se recolte derrière le déclencheur et la poussée se trouve supérieure en utilisant l'ensemble du rapport de sections. La transition entre les deux modes (basses altitudes, hautes altitudes) dépend de plusieurs paramètres, notamment la taille du déclencheur [79]. Cette tuyère a à peu près les mêmes performances que le concept double galbe [25]. Néanmoins, des problèmes liés à la résistance à la haute température, la fixation précise du déclencheur et l'incertitude de la transition entre les deux modes de fonctionnement semblent affecter ses performances et l'intérêt du concept a diminué depuis les années 70, [79, 80].

– Tuyère à anneau déclencheur temporaire

Ce concept se dote de déclencheur (insert) temporaire pour contrôler le décollement en mode basses altitudes. Ce déclencheur est supprimé en mode de fonctionnement à vide. Ce déclencheur peut être soit éjectable, [81], ou ablatif, [82], Figure 1.27b et 1.27c respectivement. Le déclencheur peut être une tuyère secondaire totale ou un insert partiel fixé à l'intérieur sur 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 [82-84]. Des essais à chaud de la tuyère à déclencheur éjectable, [83], 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. En outre, le risque de collision en aval de la paroi de tuyère se pose, puisque les inserts peuvent également éprouver un mouvement transversal vers la paroi. Ces limitations des inserts éjectables ont fait penser à l'utilisation des inserts ablatifs (i.e. en combustible solide consommable), [79, 82, 85]. Au cours de l'ascension du lanceur, la taille de l'insert se réduit en continu jusqu'à sa consommation complète, ce qui aboutit à une tuyère galbée pour de meilleures performances en fonctionnement hautes altitudes. Cependant, 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 garanti, en dépit d'éventuelles fluctuations locales de pression et de température près de parois de la tuyère. Avec le niveau de la technologie actuelle, cet objectif est très incertain.

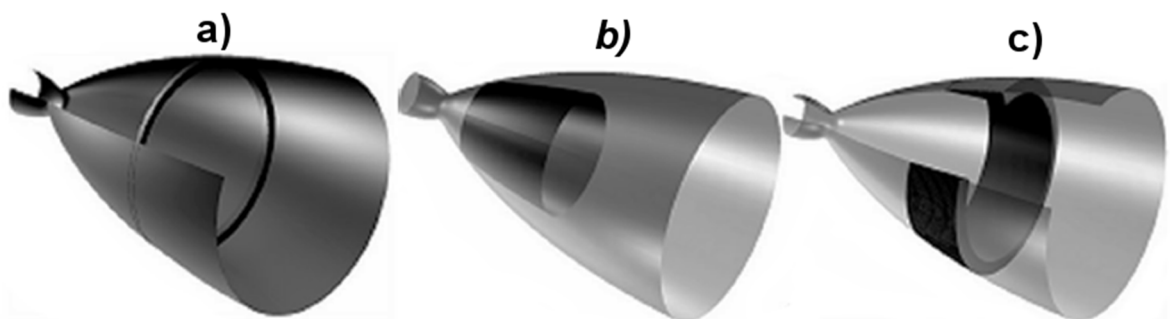


Figure 1.27: Tuyères à anneau déclencheur, a) fixe, b) éjectable, c) ablatif, [25].

1.5.1.4 Tuyère à injection de flux secondaire

– Tuyère à injection secondaire passive

Ce concept repose sur la possibilité de contrôler la position du décollement de jet par injection secondaire d'un jet fluide, Figure 1.28a, prélevé directement de l'atmosphère externe et introduit à l'intérieur de la tuyère par des fentes réalisées directement sur la paroi métallique d'où l'appellation "Vented Nozzle", [25]. Ces fentes se ferment en mode hautes altitudes, ce qui 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. Parsley et Van Stelle, [86], ont effectué des tests à chaud dans le but de caractériser les performances de ce concept. Les résultats des essais ont montré que cette tuyère fonctionne similairement à une tuyère à profil TIC à basses altitudes. Cependant, aucune étude du comportement d'écoulement pendant la transition entre les deux modes n'a été effectuée. En 2007, Semenov et al. [87] réalisent une campagne de mesures expérimentales. 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, en mode basses altitudes, et une fuite importante de gaz chauds vers l'extérieur, en mode hautes altitudes, constituent des limitations rédhibitoires pour l'application de ce concept sur un lanceur.

– 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 d'un emplacement désiré, Figure 1.28b. Une expérience menée par [88], sur ce concept, montre qu'une grande quantité de gaz est requise pour induire une séparation significative de l'écoulement. En outre, aucune augmentation du rendement net n'est réalisée lorsque l'on considère le débit de masse supplémentaire.

Une autre alternative de ce concept a été proposée par [89], Figure 1.29a. 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 dans [89] (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. Récemment, Boccaletto, [90], propose d'installer une tuyère à corps centrale tronqué (aerospike) à l'extrémité de la tuyère principale, Figure 1.29b, et il nomme le profil résultant BOCCAJET. La campagne de mesures expérimentales en gaz froid et les simulations numériques ont montré une potentielle amélioration de performances, néanmoins aucun résultat en fonctionnement en gaz chauds n'ait discuté.

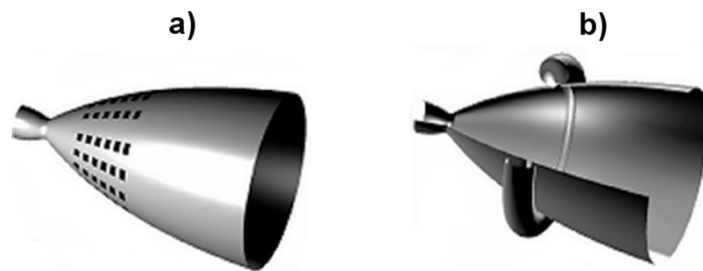


Figure 1.28: Tuyère à injection de flux secondaire, a) Injection passive, b) Injection active, [25].

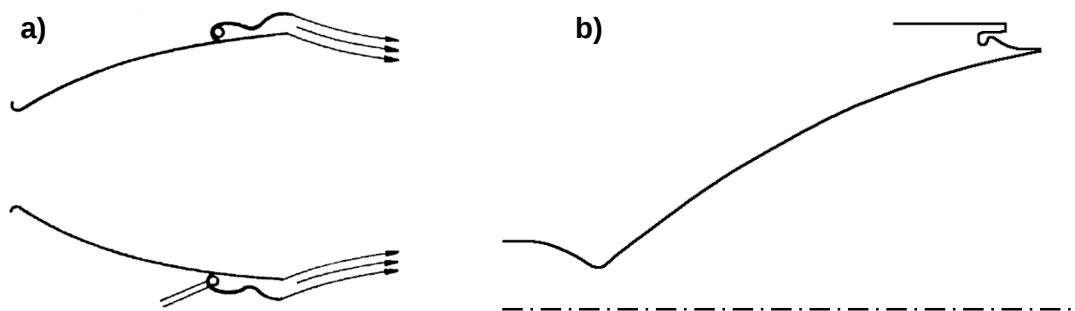


Figure 1.29: Tuyère à injection de flux secondaire près de la sortie, tuyère secondaire a) galbée, b) aerospike (Boccajet).

1.5.1.5 Tuyère double galbe

Plusieurs études théoriques et numériques existent sur ce type de tuyère; Horn & Fisher [3], Miyazawa et al. [9], Nasuti et al. [91], Miyazawa & Otsu [92]. Plusieurs campagnes d'essais ont été menées à échelle réduite, à la fois en gaz froid; Génin & Stark [11, 19, 20], Östlund & Bigert [93], Verma et al. [14], Niu et al. [94], Tomita et al. [95], Reijasse et al. [16] et en conditions représentatives du fonctionnement des moteurs fusées; Hagemann et al. [10], Hasegawa et al. [96]. Le concept repose sur la possibilité de faire fonctionner la tuyère à deux régimes différents. À basses altitudes, seul le premier galbe fonctionne en conditions de "full

flowing”, le deuxième étant complètement décollé. À plus hautes altitudes, la tuyère entière fonctionne en conditions de “full flowing”, Figure 1.30. 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. [97].

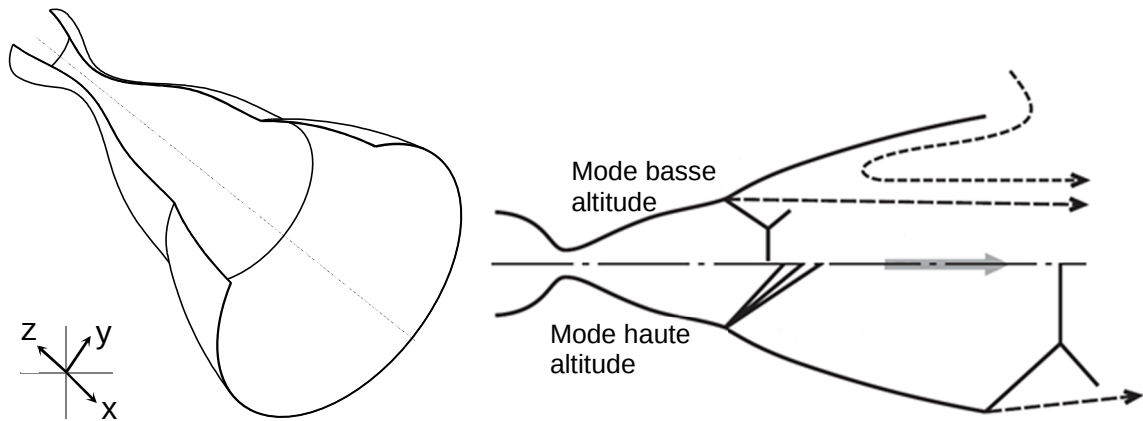


Figure 1.30: Tuyère double galbe.

1.5.2 Tuyère à générateurs de Vortex

Dans le but de réduire les charges latérales, deux concepts non-axisymétriques sont proposés.

1.5.2.1 Divergent à paroi ondulée

L'idée de base de ce concept, [98], est d'augmenter la résistance au décollement en générant de tourbillons à l'aide d'un contour ondulé à la sortie de la tuyère, Figure 1.32a. Le contour ondulé permet, à priori, de freiner le mouvement latéral de la ligne de décollement par (i) l'augmentation de la traînée dans la région critique, (ii) l'induction de vortex longitudinaux qui fixent la structure de l'écoulement circonférentiel, Figure 1.31.

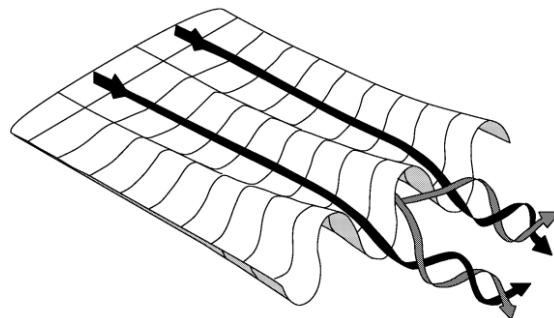


Figure 1.31: Schématisation des structures tourbillonnaires sur une surface ondulée, [99].

Des essais à gaz froid sur des modèles sous-échelle, [99], ont montré que le contour ondulé permet de réduire de manière significative, et dans certains cas d'éliminer totalement, le décollement induit par le choc dans l'écoulement sur-détendu. Toutefois, en raison de la grande contrainte pariétale sur la surface ondulée et une augmentation des pertes de sur-détente, le contrôle de décollement est réalisé au prix de pertes de performances significatives, allant de 3,6%–6,4% par rapport au cas totalement décollé. En outre, la complexité de la conception et de la fabrication augmente de manière significative lors du passage d'une géométrie de révolution à une géométrie tridimensionnelle.

1.5.2.2 Divergent polygonal

L'idée principale est de contrôler le décollement de jet par l'introduction d'arrêtes le long du divergent, tout en obtenant une transition progressive, du col vers la sortie, d'une section circulaire vers une section polygonale de la tuyère, [100]. Des activités expérimentales ont été menées sur ce type de concept dans le cadre du groupe de travail FSCD - Östlund J. & Bigert M. [93]. Néanmoins, les résultats obtenus n'ont pas été jugés convaincants.

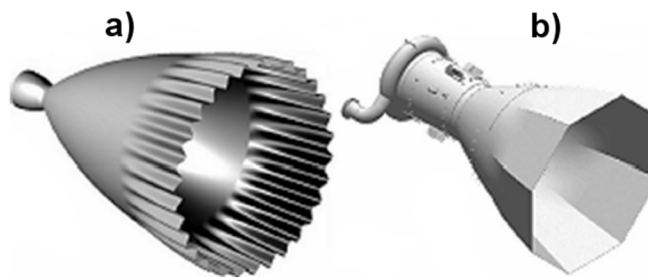


Figure 1.32: Tuyère à générateurs de Vortex, a) Divergent à paroi ondulée, b) Divergent polygonal, [25].

1.5.3 Tuyère à deux modes

1.5.3.1 Tuyère à deux cols

Ce concept prévoit deux chambres de combustion complètement concentrique, Figure 1.33a. A basses altitudes les deux chambres fonctionnent en parallèle à un rapport de détente modéré. En mode hautes altitudes, seule la chambre interne reste en fonctionnement. L'écoulement se recolle sur la paroi externe en résultant un rapport de détente plus élevé que le premier mode, ainsi un gain de performances en mode hautes altitudes. Des essais à chaud, [101], ont

montré la présence de décollement en mode basses altitudes à un rapport de pression tuyère extérieure / tuyère intérieure élevé. Ce décollement résulte de fortes charges thermiques sur la tuyère intérieure. En outre, la discontinuité de profil en mode hautes altitudes induit des pertes de performances de l'ordre de 0.8-4% en fonction du rapport de sections du col extérieur / col intérieur [5].

1.5.3.2 Doubles moteurs concentriques

Ce concept, [102], prévoit deux moteurs concentriques, le plus petit étant inclus à l'intérieur du plus grand, Figure 1.33b. Contrairement au type précédent, la chambre intérieure n'est pas complètement placée dans la chambre extérieure, ainsi cette dernière est de forme annulaire à paroi intérieure indépendante. En principe, les deux modes de fonctionnement sont comparables à ceux d'une tuyère à deux cols, [5]. Des simulations numériques, [103,104], ont montré la présence des ondes de compression proches de la lèvre de sortie de la tuyère intérieure, en mode basses altitudes, ce qui cause l'inhomogénéité de l'écoulement dans la zone de mélange commune entre la tuyère intérieure et extérieure. Ces ondes de compression se réfléchissent vers l'amont dans le champ de l'écoulement après l'interaction avec la paroi extérieure.

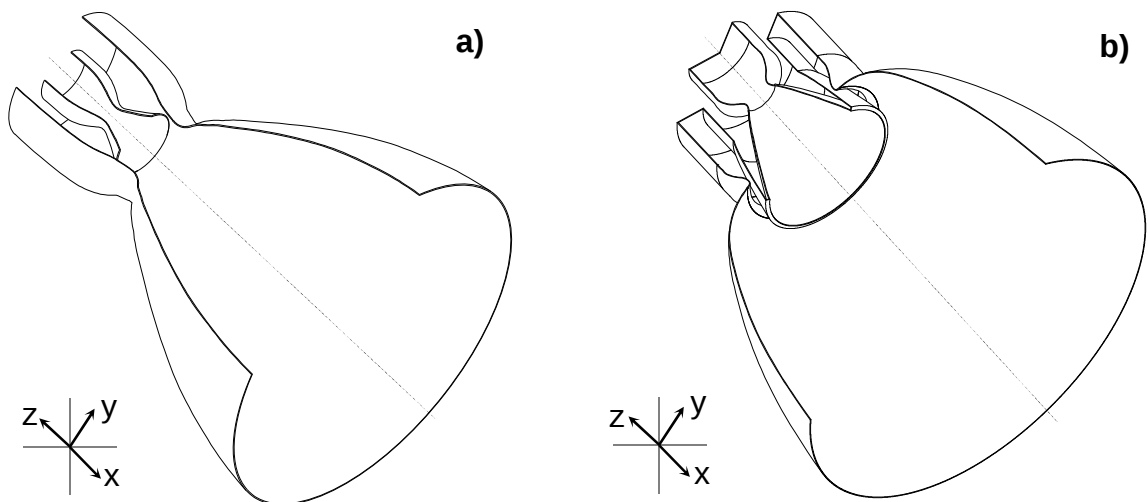


Figure 1.33: Tuyère à deux modes, a) tuyère à deux cols, b) deux moteurs concentriques.

Durant le mode hautes altitudes, des ondes de détente sont remarquées à la sortie de la tuyère extérieure lorsque le rapport de section augmente soudainement et l'écoulement est dirigé vers l'axe de symétrie. Proche de l'axe, un choc se produit

ainsi la pression statique augmente significativement dans la région centrale du jet. Cette augmentation de pression induit des zones de recirculation subsoniques et supersoniques dans la tuyère intérieure. D'après [5], les pertes dues à l'inhomogénéité et le choc de compression restent comparable à celles dans les tuyères galbées (conventionnelle). Notons qu'aucune mesure expérimentale, à gaz froid ou chaud, n'est menée jusqu'à ce jour sur ce type de tuyère.

1.5.4 Tuyère auto-adaptée

Cette catégorie de tuyères sera classée selon la typologie opérationnelle, i.e. la détente est réalisée par un écoulement interne ou externe.

1.5.4.1 Tuyère auto-adaptée à écoulement interne

– Divergent à surface variable

Il s'agit d'un concept, [105], qui prévoit de varier le rapport de section de la tuyère en déployant sa surface, préalablement repliée, Figure 1.34. Cela permettrait d'adapter la pression de sortie de la tuyère à toutes les altitudes de vol. Bien que du point de vue théorique cette solution soit la plus appropriée pour éliminer le problème du décollement de jet et pour maximiser les performances de la tuyère, sa faisabilité reste complètement à démontrer. Néanmoins, des solutions technologiques similaires (tuyères à pétales superposés) ont été utilisées sur des missiles balistiques et sur certaines tuyères d'avions militaires. Cette technologie permet des taux de variation du rapport de section plutôt modestes et ne peut pas être facilement intégrée à des tuyères nécessitant un refroidissement actif de la paroi métallique.

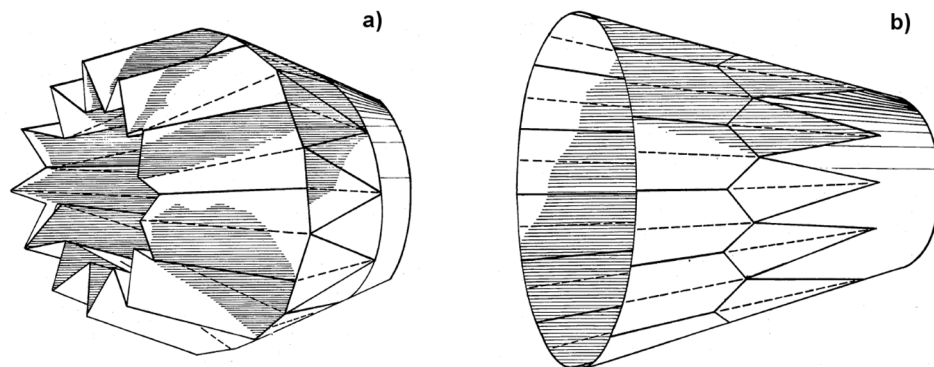


Figure 1.34: Divergent à surface variable, [105].

– Col à surface variable

Ce concept, Figure 1.35, utilise une tuyère galbée classique avec une section de sortie fixe et d'un pointeau mécanique dans la chambre de combustion et la région de col pour faire varier la surface de ce dernier, par conséquent, le rapport de sections. La section de col, de forme annulaire entre le pointeau et la paroi extérieure, est variée en déplaçant axialement le pointeau.

Le concept de pointeau a été utilisé dans les moteurs à propergol solide comme un moyen de fournir une poussée variable. En principe, il permet une variation continue de la section de col et, par conséquent, des rapports de sections optimums tout au long de la mission. Cependant, il nécessite un dispositif d'actionnement et un système de commande perfectionné. Le concept soulève des questions du poids de moteur, de la complexité de la conception, le refroidissement du pointeau et la paroi du col, et de fiabilité. Les pertes de performances de ce type de tuyère sont dans la gamme de 1 à 2,5% par rapport à une tuyère galbée pour le même rapport de sections, [106]. Ces pertes de performances varient en fonction de la position du pointeau.

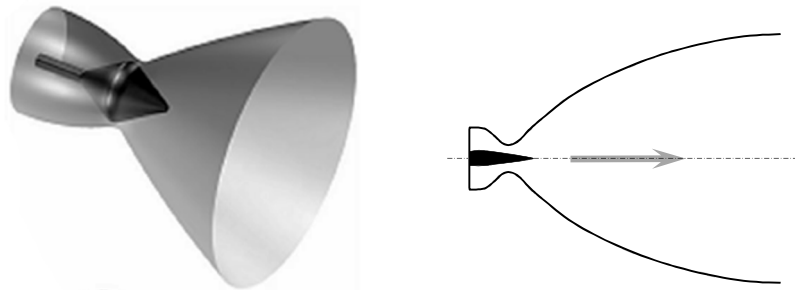


Figure 1.35: Tuyère munie d'un col à section variable, la figure gauche est tirée de [25].

– Tuyère à expansion/déflexion

Il s'agit de concepts, Figure 1.36, qui ont pour but principal la réduction de l'encombrement global du moteur, en particulier en direction longitudinale. Plusieurs variantes de ce concept ont été proposées. La plus connue est celle où la chambre de combustion (et d'autres composants du moteur) se trouvent noyés au milieu de la tuyère, [107]. Dans ce concept, les gaz de combustion atteignent la vitesse sonique en correspondance de la zone où leur direction d'écoulement subit une forte déviation, pour être dirigés dans la tuyère supersonique, sans générer d'ondes

de choc. En effet, la focalisation d'une onde de compression sur la paroi métallique du col serait rédhibitoire pour la tenue thermomécanique de la structure.

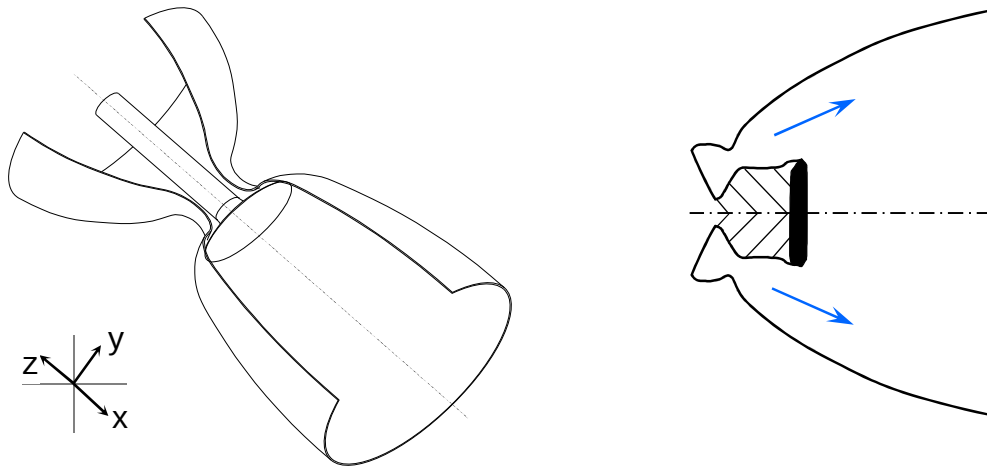


Figure 1.36: Tuyère à expansion/déflexion.

La définition du profil de la région sonique de la chambre de combustion, ainsi que son refroidissement, représentent les points les plus critiques pour la réalisation de ce concept. Néanmoins, un prototype a été réalisé en Russie (moteur RD-0126E) et des essais à feu ont été réalisés dans les années 90, démontrant le bon fonctionnement de cet engin, [47]. Toutefois, ce type de tuyère est destiné à une utilisation principalement dans le vide, car elle n'apporte aucune amélioration par rapport à la problématique du décollement du jet.

1.5.4.2 Tuyère auto-adaptée à écoulement externe

L'auto-adaptation résulte dans le fait que la frontière externe du jet s'ajuste en fonction de la pression extérieure p_a . Le bénéfice des tuyères à corps central (Plug Nozzle) par rapport aux tuyères classiques apparaît lors des régimes de sur-détente du fait de l'adaptation de la frontière externe où le jet est canalisé à travers une section efficace A_{eff} variable selon la pression extérieure. Une tuyère à corps central fonctionne donc avec un rapport de section efficace A_{eff}/A_c qui s'adapte en fonction de l'altitude. Il en résulte une détente autocontrôlée des gaz propulsifs, expliquant le fait qu'il n'y a pas de décollement du jet sur l'épave.

Plusieurs variantes de ce type de concept ont été proposées en littérature: épave linéaire ou axisymétrique, idéale ou tronquée avec et sans injection de gaz au culot, alimentée par une chambre de combustion unique ou multi chambre (chambres modulaires). Beaucoup d'études théoriques, numériques et expérimentales ont été

menées afin d'évaluer la géométrie optimale de l'épine – Dunn & Coats [108] – ainsi que pour évaluer les performances et les limites des différentes architectures possibles – Calabro *et al.* [109], Le Bozec *et al.* [110], Wisse [111, 112], Onofri [113]. Nous nous limitons par la suite à la présentation globale de quelques variantes. Le lecteur intéressé par ce type de tuyère peut se référer aux références ci-dessus et à la référence [5].

– Tuyère à corps central idéal

Ce concept prévoit un corps central idéal axisymétrique (full length plug nozzle) de profil conique ou galbée, Figure 1.37. Le calcul de profil se base sur la méthode de Rao [37], ou pour tenir en compte les effets de la cinématique et de la couche limite sur la méthode TDK (Two-Dimensional Kinetics), [108]. D'un point de vue semblable à une tuyère idéale à écoulement interne, le profil d'une épine idéale est très long et donc beaucoup très lourd par rapport à une tuyère idéale conventionnelle. Ce type de tuyère permet d'avoir de meilleures performances en mode basses altitudes et les mêmes performances en mode hautes altitudes qu'une tuyère conventionnelle pour le même rapport de section, [5]. Néanmoins, son poids et sa longueur ne permet pas de l'intégrer facilement sur un lanceur. En outre, il demande un système de refroidissement de haute technologie surtout au bout de l'épine.

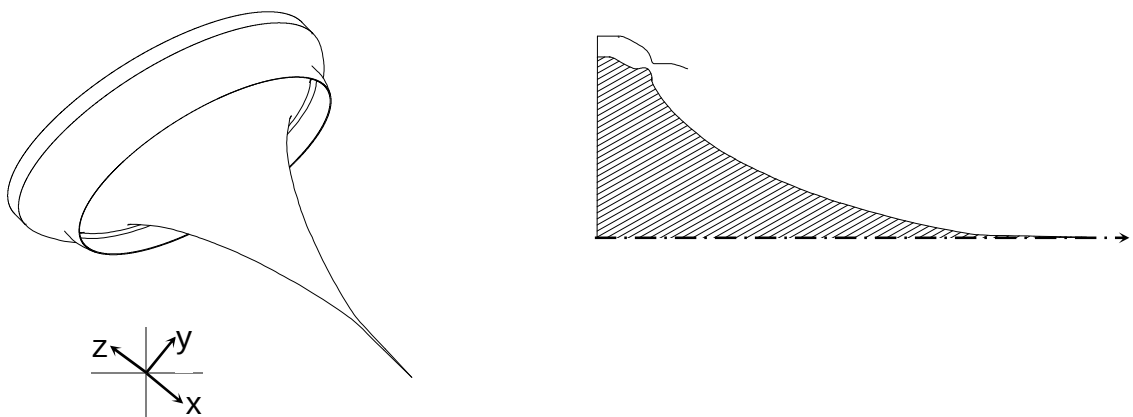


Figure 1.37: Tuyère à corps central idéal profilé.

– Tuyère à corps central tronqué

Ce concept est avantageux par rapport au précédent, vu sa masse et sa longueur, considérée, modérée. En effet, il résulte un comportement déficient du champ de l'écoulement. En mode basses altitudes, la région du culot génère un

sillage ouvert à une pression très proche de la pression atmosphérique. En mode hautes altitudes (pour le rapport de pression de la conception) le sillage du culot se ferme et sa longueur est indépendante de la pression atmosphérique. La transition entre les deux modes génère une poussée négative due au fait qu'au moment de la fermeture du sillage, la pression au culot est légèrement inférieure à la pression atmosphérique. Cette perte de poussée dépend fortement du pourcentage de la troncature. À basses altitudes, cette tuyère donne quasiment les mêmes performances que celle à corps central idéal. Néanmoins, à hautes altitudes, elle se caractérise par des pertes de performances dues à la traînée du culot, [5].

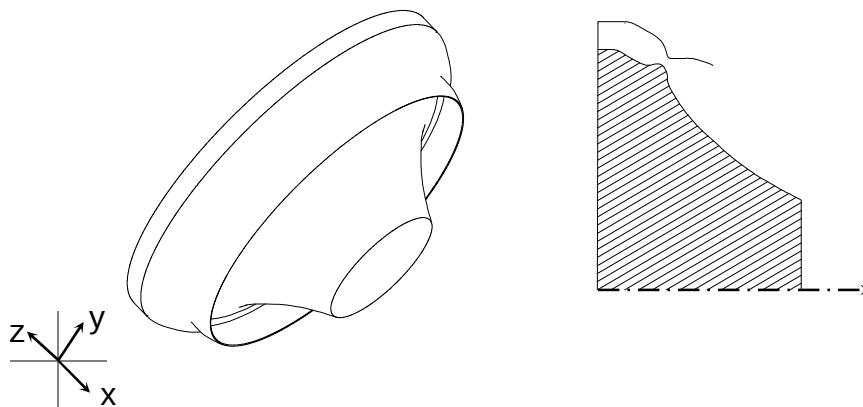


Figure 1.38: Tuyère à corps central tronqué.

– Tuyère plane à corps central tronqué

Les tuyères planes à corps central tronqué (Linear Aerospike Nozzle), qui ont fait l'objet de nombreuses études dans les années 1980–2000. L'exemple le plus connu est probablement le prototype NASA XRS-2200, Figure 1.39, testé à feu en Aout 2001 au NASA's Stennis Space Center. Néanmoins, après la suppression du projet X-33, auquel ce moteur était destiné, les travaux ont été arrêtés.

Par sa conception, ce type de tuyère permet de faire fonctionner le moteur avec un écoulement supersonique constamment attaché, car le jet se trouve constamment en équilibre de pression avec l'atmosphère (quel que soit l'altitude de vol).

Néanmoins, lorsque la tuyère fonctionne à hautes altitudes, la pression statique du milieu environnant étant faible, ses performances propulsives diminuent fortement. Il est aussi important de souligner que plusieurs difficultés doivent encore être résolues pour des applications en vol de cette technologie. D'une part, la maîtrise du réseau de chocs (et des chargements thermomécaniques associés) généré par

l'interaction du jet propulsif avec l'atmosphère et la surface métallique de l'épave, dans toutes les conditions de fonctionnement du moteur et à toutes les altitudes de vol. D'autre part, le besoin de refroidir correctement l'épave, en particulier son extrémité, impose des contraintes de conception et de fabrication difficiles à respecter.

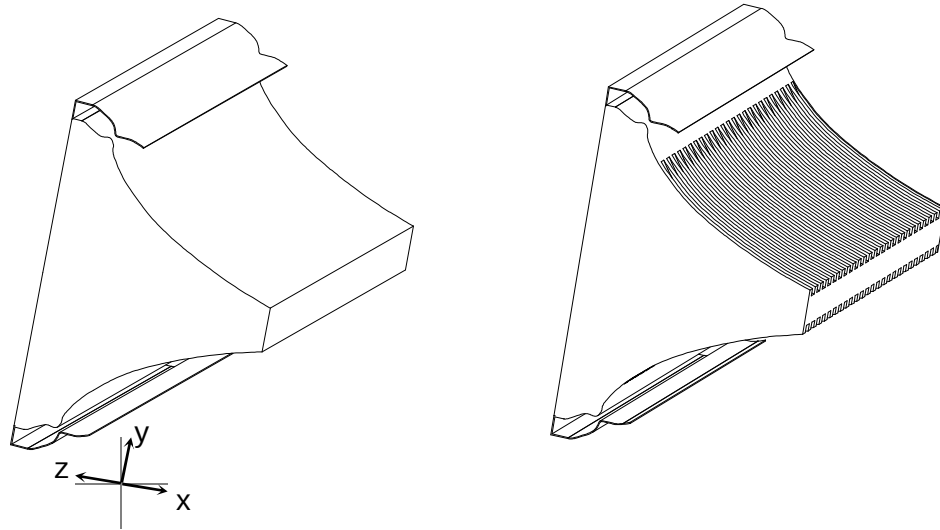


Figure 1.39: Tuyère plane à corps central tronqué.

À la fin de cette section, nous dressons le tableau comparatif montré à la Figure 1.40.

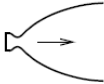
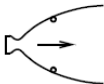
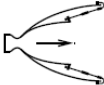
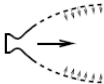
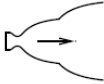
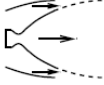
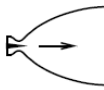
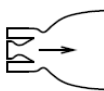
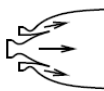
Nozzles		Low-altitude adaptation	High-altitude adaptation	Simplicity	Reliability	Engine weight	Costs	External-flow adaptation
Baseline bell nozzle		★	★★★★	★★★★★	★★	★★★	★★★★★	★★
Controlled-separation nozzles								
Nozzle with fixed inserts		★★	★★★★	★★★★★	★★	★★★	★★★★★	★★
Nozzle with temporary inserts		★★★	★★★★★	★★	★★	★★	★★★	★★
Nozzle with secondary gas injection		★★★	★★★★	★★★	★★★	★★	★★★	★
Dual-bell nozzle		★★★	★★★★	★★★★	★★★★	★★★	★★★★	★★
Extendible nozzle		★★★	★★★★★	★★	★	★★	★★	★★
Continuous-adapting nozzles								
Plug nozzle		★★★★★	★★★★	★★★	★★★★★	★★★★★	★★★	★
Expansion- deflection nozzle		★★★★	★★★	★★★	★★★★★	★★★★	★★★	★★
Variable- throat nozzle		★★★★★	★★★★★	★	★	★★	★★	★★★★
Dual-mode nozzles								
Dual-throat nozzle		★★★	★★★★	★★	★	★★	★	★★★
Dual- expander nozzle		★★★★	★★★★	★★	★★	★★	★	★★★

Figure 1.40: Comparaison critique entre la tuyère de référence et les différents concepts à compensation d'altitude, les scores croissants indiquent des caractéristiques favorables, [112].

1.6 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à une large revue de littérature qui traite les différents types de tuyères, conventionnelles et adaptées en altitudes. Nous avons exposé la définition d'une tuyère propulsive et ses différents composants. Les paramètres caractérisant une tuyère ont fait l'objet d'une deuxième section. La logique de développement des tuyères a été traitée dans la troisième section. Une étude exhaustive des tuyères conventionnelles, leurs conceptions, leurs calculs, leurs limites et leurs régimes de fonctionnement ont été présentés dans la quatrième et la cinquième section. La dernière section a traité les tuyères compensées en altitude, leurs types et leurs régimes de fonctionnement en s'intéressant particulièrement à leurs performances. Nous signalons que ce chapitre a été le fruit de consultation de plus de centaines d'articles de journaux de conférences, de thèses de doctorat et d'ingénieur, de polycopies de cours et de brevets d'inventions. Enfin, nous espérons que ce chapitre servira comme référence pour les prochains projets à IAB ou autres institutions où le lecteur est invité vivement à citer ce travail en références.

CHAPITRE .2

CALCUL ANALYTIQUE DES ÉCOULEMENTS DANS LES TUYÈRES-APPROCHE QUASI-MONODIMENSIONNELLE

2.1 Introduction

Les relations de la thermodynamique, écrites pour les systèmes propulsifs, nous fournissent des outils mathématiques très puissants pour calculer plusieurs paramètres de moteurs fusées qui sont utilisés pour comparer les rendements des différentes tuyères propulsives. Ces relations permettent de prédire théoriquement les différents régimes de fonctionnement d'une tuyère qui réalise la détente des gaz pour produire de la poussée. Elles sont, aussi, fondamentales pour le dimensionnement de profils de tuyères.

2.2 Relations de la dynamique des gaz

La dynamique des gaz est la branche de la mécanique des fluides traitant des écoulements compressibles. La mécanique des fluides classique s'intéresse aux écoulements pour lesquels la densité du fluide peut être considérée comme constante. Cependant, à des vitesses au-delà de Mach 0.3, les paramètres de compressibilité doivent être conservés dans les équations de Navier-Stokes. La complexité ainsi apportée aux équations rend la résolution analytique très ardue. Dans bien de cas d'ingénierie, diverses simplifications sont effectuées afin de résoudre les problèmes en conservant des erreurs dans les limites de l'acceptable. C'est le cas des hypothèses suivantes : gaz parfaits, écoulements à une dimension, et écoulements isentropiques. Les analyses en dynamique des gaz font souvent appel à diverses corrélations empiriques afin de contourner certaines difficultés de calculs.

La dynamique des gaz est une discipline complète et elle ne sera abordée dans ce mémoire qu'en surface. Un traitement détaillé peut être trouvé, entre autres, dans [29-114].

2.2.1 L'approche quasi-monodimensionnelle

L'approche quasi-monodimensionnel est une approximation de l'écoulement dans un tube de courant à section variable, Figure 2.1b. En tridimensionnel, la solution exacte doit être trouvée avec des méthodes numériques comme : les différences finies, les volumes finis et la méthode des caractéristiques, toutefois, pour une large variété de problèmes d'ingénierie, i.e. l'étude de l'écoulement dans les souffleries ou les moteurs fusées, les résultats quasi-monodimensionnels sont fréquemment suffisants. Contrairement à l'approche monodimensionnelle qui suppose une section constante, Figure 2.1a, l'approche quasi-monodimensionnel permet de varier la section du tube de courant, Figure 2.1b, en supposant que toutes les propriétés de l'écoulement sont uniformes à travers une section donnée. En effet, ces propriétés sont fonction seulement de la position x , et du temps t si l'écoulement est instationnaire [33].

Chaque écoulement où $A=A(x)$, $p=p(x)$, $\rho=\rho(x)$ et $v=u=u(x)$ est définie comme un écoulement quasi-monodimensionnel.

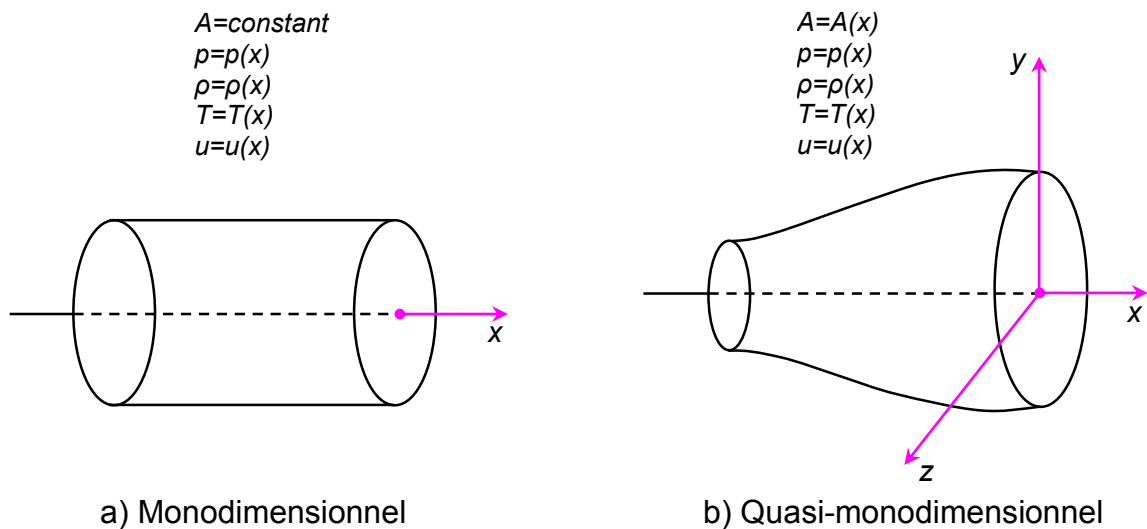


Figure 2.1: La différence entre l'approche quasi-1D et 1D.

Dans le cas de l'approche quasi monodimensionnelle, les relations de la dynamique des gaz qui sont développées dans ce chapitre permettent de calculer analytiquement les différents paramètres de l'écoulement dans n'importe quelle section du canal.

2.2.2 Écoulement isentropique

Il se dit d'un écoulement dont le niveau d'entropie reste constant. C'est l'une des simplifications couramment utilisées pour les calculs préliminaires d'écoulements compressibles.

Le terme adiabatique implique que dans la situation analysée, il n'y aura aucune addition ou perte thermique au volume de contrôle considéré. La réversibilité implique qu'il n'y aurait aucun effet dissipatif, donc qu'il y a glissement à la paroi. Il est important de noter qu'une des règles de base de la mécanique des fluides est qu'il y a non-glissement à la paroi. Ceci indique donc que l'utilisation d'équations isentropiques induit un certain niveau d'erreur. Mais ces erreurs sont souvent à l'intérieur des limites acceptables pour certains besoins d'ingénierie, [115].

2.2.3 Nombre de Mach et vitesse du son

Le nombre adimensionnel de Mach est le critère par lequel les écoulements compressibles et incompressibles sont départagés. Par définition, le nombre de Mach est le rapport entre les forces d'inertie et les forces de compressibilité, il s'écrit comme le rapport de la vitesse du fluide sur celle du son dans ce fluide. En outre, il convient de souligner ici que le nombre de Mach dépend de la température du fluide. Un profil de Mach pourrait donc être différent d'un profil de vitesse dans la mesure où il y aurait un gradient thermique dans le fluide, [116].

$$M = \frac{u}{a} = \frac{u}{\sqrt{\gamma r T}} \quad (2.1)$$

Par définition, la vitesse du son est le rapport de la variation de pression sur la variation de densité et son symbole est a , son expression est la suivante :

$$a = \sqrt{\gamma r T} \quad (2.2)$$

Où

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

r : Constante des gaz parfaits.

L'angle de Mach (μ) est un paramètre important pour les calculs d'écoulements isentropiques supersoniques et il est directement lié au nombre de Mach :

$$\sin(\mu) = \frac{a}{u} = \frac{1}{M} \quad (2.3)$$

2.2.4 Loi des gaz parfaits

Les équations isentropiques présentées, ici, sont dérivées des équations de quantité de mouvement, d'énergie et des gaz parfaits.

$$P = \rho RT \quad (2.4)$$

Les équations isentropiques sont présentées sous forme de ratio entre une valeur d'arrêt et sa valeur statique. Ce sont ces trois équations qui doivent être utilisées pour calculer les propriétés de l'écoulement.

2.2.5 Température

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \quad (2.5)$$

Où :

T_0 : Température d'arrêt ;

T : Température statique ;

M : nombre de Mach ;

2.2.6 Pression

La pression est une notion physique fondamentale. On peut la voir comme une force rapportée à la surface sur laquelle elle s'applique. Son unité dans le SI est le pascal (Pa). La relation entre la pression totale et la pression statique se donne par :

$$\frac{P_0}{P} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (2.6)$$

Où :

P_0 : Pression totale ;

P : pression statique.

Contrairement à la température d'arrêt la pression d'arrêt est constante tout le long d'un écoulement isentropique dans une tuyère.

2.2.7 Densité

La densité ou densité relative d'un corps est le rapport de sa masse volumique à la masse volumique d'un corps pris comme référence.

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2\right)^{1/\gamma - 1} \quad (2.7)$$

Où :

ρ_0 : Masse volumique ;

ρ : Masse volumique de référence.

Les grandeurs totales (ρ_0 , P_0 , T_0) représentent les paramètres de l'écoulement quand il est ramené à l'arrêt d'une manière isentropique.

2.3 Écoulements dans les tuyères

2.3.1 Relations fondamentales

On s'intéresse à l'écoulement isentropique dans un conduit de section variable tel que celui représenté à la Figure 2.2.

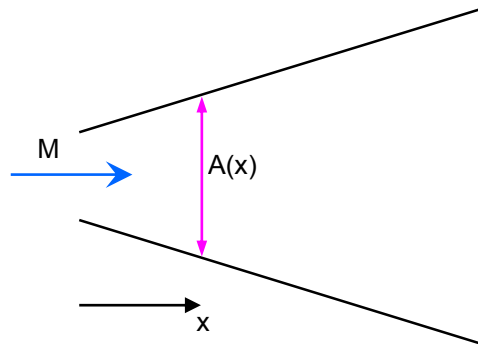


Figure 2.2: Configuration générale d'un écoulement quasi 1-D.

On suppose, pour simplifier l'étude que les propriétés décrivant cet écoulement sont uniformes dans une section donnée. Pour établir les équations de l'écoulement, on peut appliquer les équations de conservation de quantité de mouvement (équations d'Euler) sous forme intégrale dans un volume de contrôle, Figure 2.3.

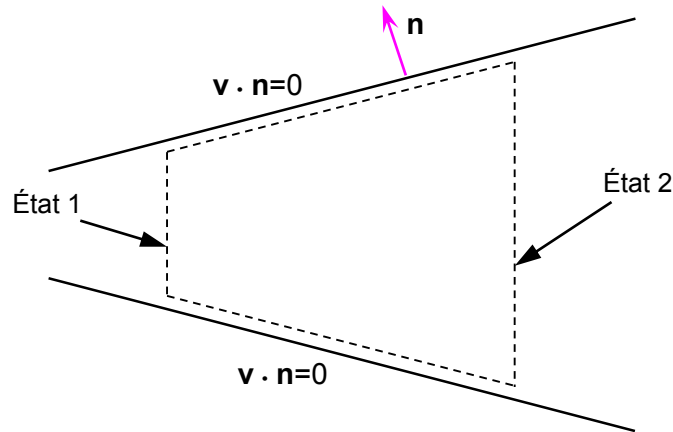


Figure 2.3: Volume de contrôle utilisé pour établir la forme intégrale des équations d'Euler quasi-1D.

On établit, alors, aisément les équations suivantes traduisant respectivement la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie pour le fluide s'écoulant dans le conduit :

$$\begin{cases} \rho_1 u_1 A_1 = \rho_2 u_2 A_2 \\ \rho_1 A_1 + \rho_1 u_1^2 A_1 + \int_{A_1}^{A_2} p dA = \rho_2 A_2 + \rho_2 u_2^2 A_2 \\ H_1 = H_2 \end{cases} \quad (2.8)$$

Les indices 1 et 2 dans le système d'équations 2.8, indiquent respectivement l'état 1 et l'état 2 du fluide. Afin d'être exploitées de façon plus fructueuse, ces relations peuvent se mettre sous forme différentielle en choisissant par exemple ρ, P, T et A pour l'état 1, et $u + du, p + dp, T + dT$ et $A + dA$ pour l'état 2. On obtient alors les égalités différentielles suivantes :

$$\begin{cases} d(\rho u A) = 0 \\ dp = -\rho u du \\ dh + u du = 0 \end{cases} \quad (2.9)$$

On rappelle que l'enthalpie h est définie par $h = e + \frac{p}{\rho}$, où e est l'énergie interne spécifique. En combinant les relations différentielles ci-dessus nous allons obtenir une nouvelle relation très utile dans l'analyse des écoulements à changement de section.

2.3.2 Relation section-vitesse

La relation $d(\rho u A) = 0$ peut aussi s'écrire :

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{du}{u} + \frac{dA}{A} = 0 \quad (2.10)$$

Puisque l'écoulement est supposé isentropique, on peut définir la vitesse du son par : $a^2 = \frac{dp}{d\rho}$. En utilisant alors, $dp = -\rho u du$, on obtient $\frac{d\rho}{\rho} = -\frac{u^2}{a^2} \frac{du}{u}$ d'où finalement la relation section-vitesse :

$$\frac{dA}{A} = (M^2 - 1) \frac{du}{u} \quad (2.11)$$

Cette relation peut être interprétée comme suit :

- Cas d'un écoulement subsonique : $M < 1$

Les quantités $\frac{dA}{A}$ et $\frac{du}{u}$ sont de signes opposés : une diminution de section induit une accélération de l'écoulement alors qu'un élargissement de la section du conduit induit une décélération de l'écoulement, Figure 2.4.

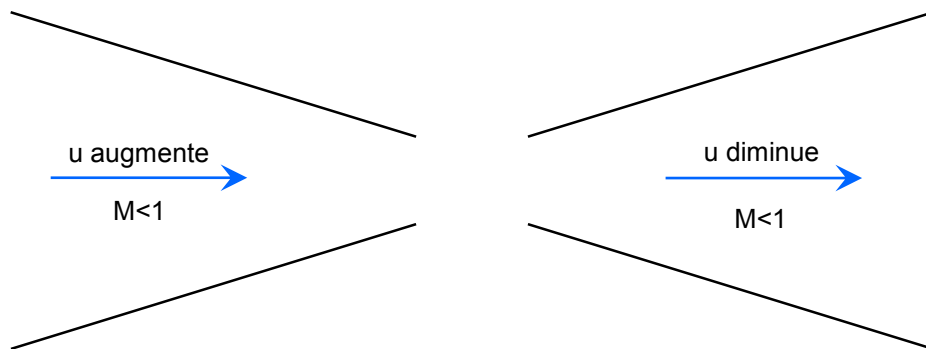


Figure 2.4: Évolution de la vitesse d'un écoulement subsonique dans un conduit à section variable.

Cas d'un écoulement supersonique : $M > 1$

Dans ce cas, les rapports de sections et de vitesses $\frac{dA}{A}$ et $\frac{du}{u}$ sont de mêmes signes. Ceci a pour conséquence un comportement inverse du précédent : en supersonique, un élargissement de section du conduit induit une augmentation de

la vitesse de l'écoulement alors qu'un rétrécissement de cette section induit une diminution de cette vitesse, Figure 2.5.

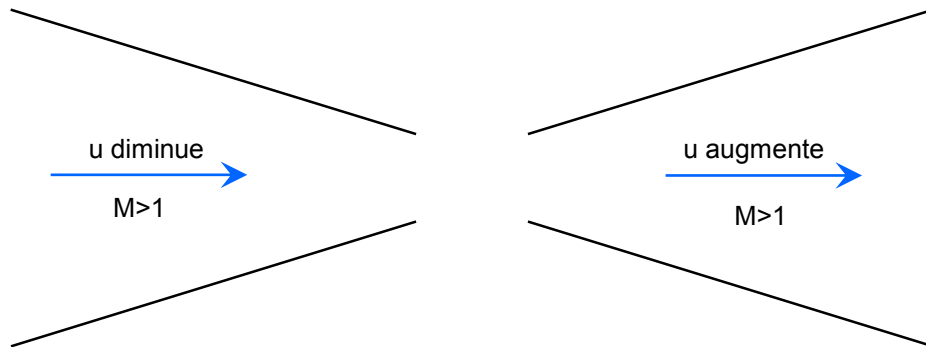


Figure 2.5: Évolution de la vitesse d'un écoulement supersonique dans un conduit à section variable.

- Cas d'un écoulement sonique où $M = 1$

Si $M = 1$ alors le rapport $\frac{dA}{A} = 0$ ce qui signifie que la section A atteint un extremum :

la section A en laquelle $M=1$ est minimale ou maximale. Compte tenu des points a) et b) précédents, le seul cas possible est celui où l'aire A est minimale. Ainsi, si $M=1$ en un point de l'écoulement dans un conduit de section variable, cette valeur est nécessairement prise dans un col du conduit.

On peut déduire de ce qui précède que, pour détendre de façon isentropique un gaz en l'accélérant d'une vitesse subsonique à une vitesse supersonique, on doit nécessairement se trouver dans la configuration indiquée à la Figure 2.6.

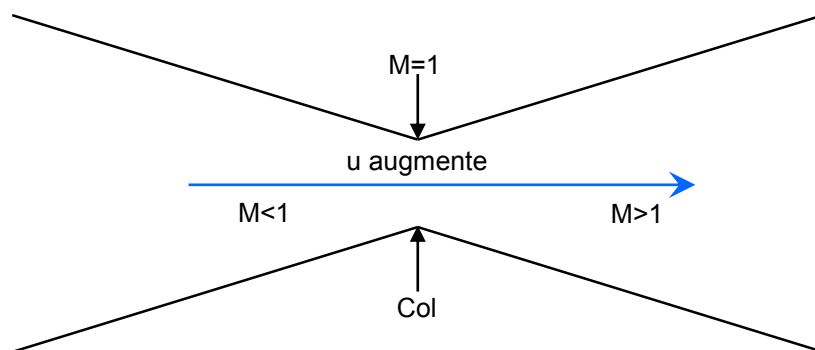


Figure 2.6: Détente isentropique d'un gaz dans une tuyère convergente-divergente.

2.3.3 Le rapport de sections (rapport des aires)

Les équations isentropiques donnent également une relation entre l'aire de passage disponible et le nombre de Mach. Ceci est basé sur le fait qu'en présence d'un col en état critique dans un convergent-divergent, le nombre de Mach doit être égal à l'unité. Si les conditions critiques sont atteintes, l'écoulement est dit "étranglé au col". L'aire du col, ou l'aire critique est l'aire en laquelle les propriétés de l'écoulement sont les grandeurs soniques (la section critique est aussi communément appelée section sonique). On note ces paramètres par un astérisque $M^*=1$, $u^*=a^*$, $A_t=A^*$, P^* , T^* et ρ^* .

La conservation de la masse entre un état quelconque dans la tuyère et l'état sonique s'écrit :

$$\rho u A = \rho^* u^* A^* \quad (2.12)$$

Donc :

$$\frac{A}{A^*} = \frac{\rho^* u^*}{\rho u} = \frac{\rho^* u^* a^*}{\rho a u} = \frac{\rho^*}{\rho} \frac{1}{M^*} \quad (2.13)$$

Le Mach caractéristique $M^* = \frac{u}{a^*}$ est connu en fonction du Mach local par la relation suivante :

$$\left(\frac{u}{a^*} \right)^2 = M^{*2} = \frac{\frac{\gamma+1}{2} M^2}{1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2} \quad (2.14)$$

Pour relier $\frac{\rho}{\rho^*}$ au nombre de Mach, on fait intervenir l'état d'arrêt, autre état de référence particulièrement intéressant :

$$\frac{\rho^*}{\rho} = \frac{\rho^*}{\rho_0} \frac{\rho_0}{\rho} \quad (2.15)$$

En remplaçant le nombre de mach M par $M^*=1$ dans les relations (2.5–2.7), deviennent alors :

- Rapport de pression

$$\frac{P^*}{P_0} = \left(\frac{2}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \quad (2.16)$$

Où :

P^* : La pression statique à la vitesse du son.

Rapport de température

$$\frac{T^*}{T_0} = \frac{2}{\gamma + 1} \quad (2.17)$$

Où :

T^* : Température statique à la vitesse du son.

Rapport de densité

$$\frac{\rho^*}{\rho_0} = \left(\frac{2}{\gamma + 1} \right)^{1/\gamma - 1} \quad (2.18)$$

Où :

ρ^* : Masse volumique à la vitesse du son.

Enfin, on calcule a^* en écrivant simplement : $a^* = \sqrt{\gamma R T^*}$. Pour les conditions standards où $\gamma = 1.4$ on aura :

$$\frac{T^*}{T_0} = 0.833, \quad \frac{\rho^*}{\rho_0} = 0.634, \quad \frac{P^*}{P_0} = 0.528 \quad (2.19)$$

En remplaçant les équations 2.14 et 2.18 dans l'équation 2.13, On trouve finalement la relation section-nombre de Mach suivante, que l'on appelle aussi parfois "loi des aires" :

$$\left(\frac{A}{A^*} \right) = \frac{1}{M} \left[\frac{2}{(\gamma + 1)} \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{(\gamma + 1)}{2(\gamma - 1)}} \quad (2.20)$$

Cette relation est essentielle pour l'étude des écoulements dans les tuyères. Elle peut aussi être vue comme étant de la forme $M = f(A/A^*)$. Ainsi, pour un écoulement isentropique, le nombre de Mach dans une section de la tuyère est entièrement déterminé par le rapport entre l'aire de la section locale et l'aire de la section critique associée (existante ou virtuelle).

À noter que le calcul du nombre de Mach en fonction de ce ratio s'effectue mal à la main. Pour chaque rapport d'aire, il existe deux solutions possibles pour le Mach,

une plus supersonique et l'autre, subsonique. Pour cette raison, ces rapports sont généralement tabulés [29,33], et si une plus grande précision est requise, une petite programmation de l'équation est souhaitable.

La relation (2.6) peut aussi être vue comme une relation du type $\frac{p}{p_0} = g(A/A^*)$. La Figure 2.7 montre la représentation graphique de ces deux relations.

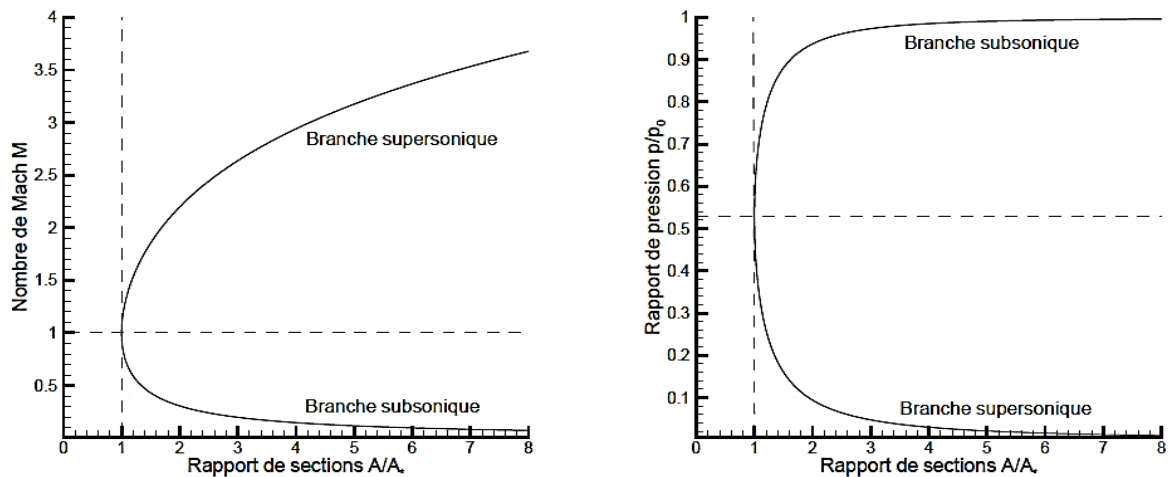


Figure 2.7: Relation entre le rapport de sections et, a) nombre de Mach, b) rapport de pression, [5].

On observe, conformément à ce qui a été précédemment mentionné, que la section critique est la section d'aire minimale dans l'écoulement isentropique. Si l'état critique (ou sonique) existe dans l'écoulement, il est nécessairement atteint au col de la tuyère où $A^* = A_c$ où A_c désigne l'aire de la section au col.

2.4 Méthode des Caractéristiques

En dynamique des gaz, la méthode des caractéristiques (MOC : Method of characteristics) peut être utilisée afin de calculer le profil idéal d'une tuyère supersonique. Le développement de la méthode des caractéristiques remonte à la fin des années 50 mais son utilisation était alors limitée à des géométries très simples, [29]. C'est dans les années 70 que des traitements de géométries bidimensionnelles assez complexes ont débuté et le code CACTUS est considéré comme le premier code industriel intégrant cette technique, [117]. A l'heure actuelle, les codes utilisant la méthode des caractéristiques sont nombreux et le développement de cette approche est international. La MOC seule ne permet pas

de tenir compte des effets de couches limites. Les calculs de couches limites en supersonique étant relativement complexes, les ingénieurs ont développés diverses corrélations empiriques pour tenir compte de leurs effets.

2.4.1 Conception des profils de tuyères

Le processus de calcul des caractéristiques pour une tuyère 2D est bien expliqué dans les divers manuels de la dynamique des gaz, [29], et il ne sera pas détaillé ici. Cependant, le cas des tuyères axisymétriques est plus compliqué car il implique plusieurs processus itératifs. Zucrow et Hoffman, [30], expliquent avec suffisamment de détails le processus de calcul des caractéristiques axisymétriques. De plus, ils fournissent, également, un exemple de code de calcul de tuyère en Fortran. C'est ce programme qui a été exploité pour générer les profils de tuyères double galbe étudiés dans le Chapitre 5.

En dynamique des gaz, la définition d'une caractéristique est une ligne sur laquelle la vitesse est continue et la première dérivée de la vitesse est discontinue. D'un point de vue plus pratique, la MOC fait intervenir la théorie des ondes de Prandtl-Meyer, autant pour une compression que pour une détente.

Par exemple, dans une tuyère, les caractéristiques divisent l'espace en diverses zones. Chaque zone possède des propriétés constantes ; vitesse, pression, Mach, température. Sur la Figure 2.8, les lignes diagonales montantes sont appelées C^+ alors que les diagonales descendantes sont appelées C^- .

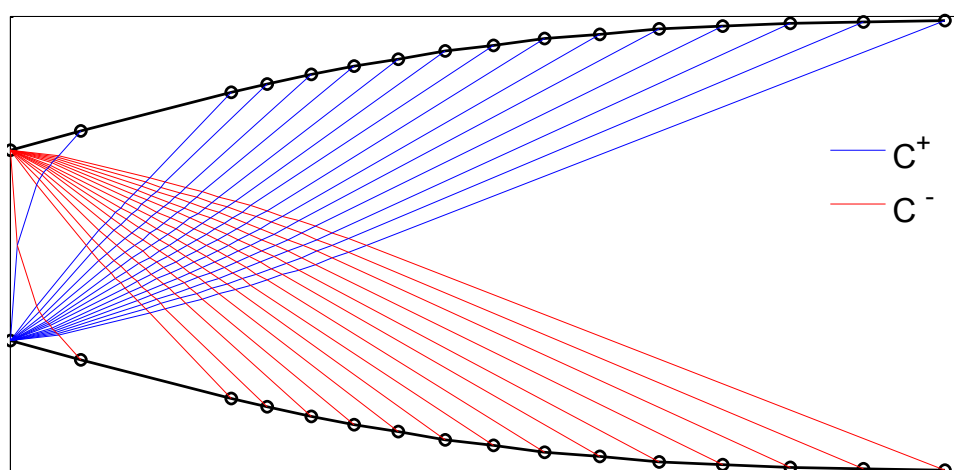


Figure 2.8: Lignes caractéristiques utilisées pour générer un profil de tuyères supersoniques.

2.4.2 Méthode des caractéristiques directe et inverse

Il existe deux solutions possibles pour intégrer les équations de caractéristiques et celles de compatibilité ; la méthode direct et la méthode inverse. La Figure 2.9 illustre schématiquement la méthode directe. Cette méthode consiste à calculer l'écoulement dans une tuyère de forme donnée. Une méthode de calcul appropriée au domaine transsonique fournit la première caractéristique. Le calcul de l'écoulement dans la tuyère est exécuté en construisant pas à pas les caractéristiques au moyen des opérateurs de point courant, de point à la paroi et de point sur frontière fluide.

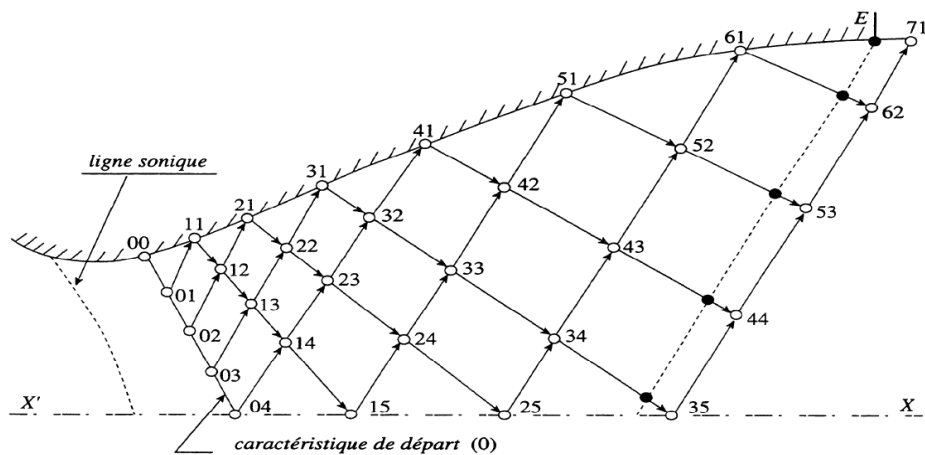


Figure 2.9: Organisation du calcul direct par la méthode des caractéristiques, [118].

La Figure 2.10 montre la méthode inverse. Cette méthode consiste à calculer le profil de la tuyère produisant un écoulement donné.

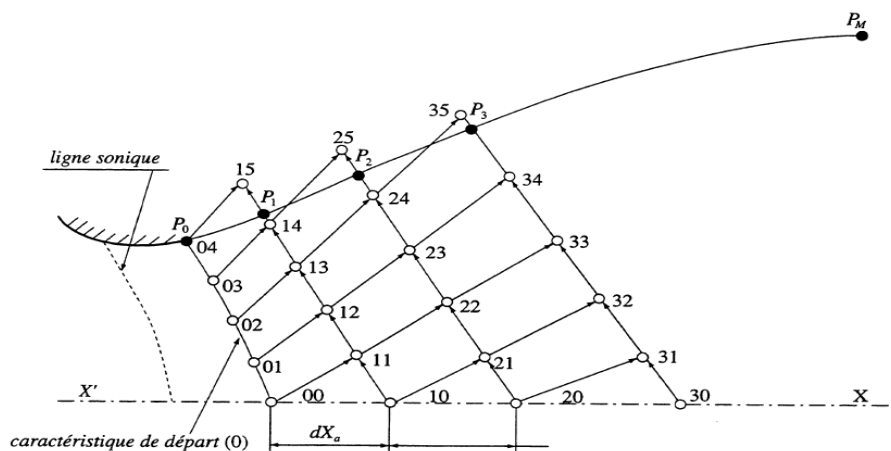


Figure 2.10: Organisation du calcul inverse par la méthode des caractéristiques, [118].

Dans cette méthode, la paroi est la ligne de courant obtenue en respectant la conservation du débit [118].

L'avantage de la méthode directe est que le point 1 et 2 et leurs propriétés sont connus sans procéder à une interpolation. Quant à la méthode inverse, elle a un petit avantage dans la logique de calcul, toutefois du fait que le nombre et les positions de points solutions doivent être déterminés à l'avance. En générale, la méthode directe est la plus précise.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé la théorie quasi-monodimensionnelle ainsi que son application dans la théorie de la dynamique des gaz et pour le calcul des tuyères. Malgré les hypothèses simplificatrices qu'elle suppose, elle reste, toutefois, une méthode d'actualité très puissante pour le calcul des tuyères. Les lois fournies par cette théorie, notamment le rapport de sections et les relations de paramètres thermodynamiques en fonction du nombre de Mach, sont intégrées, généralement, dans les codes utilisant la méthode des caractéristique pour la conception des tuyères. Dans cette dernière, le concepteur fixe certains paramètres, particulièrement le nombre de Mach de sortie de la tuyère, la longueur et le rapport de sections pour construire son profil. Étant donné que la méthode des caractéristiques ne tient pas compte les effets de couches limites, elle est généralement complétée par des calculs de type TDK ou par un calcul CFD en faisant la boucle calcul visqueux-correction de couche limite.

CHAPITRE .3

CFD — APPLICATION SUR LES ÉCOULEMENTS SUPERSONIQUE DANS LES TUYÈRES

3.1 Introduction

Les simulations numériques de la dynamique des fluides couramment connues par l'acronyme CFD (Computational Fluid Dynamics) sont devenues un outil privilégié d'investigation dans les sciences et les technologies. Elles ont pour but de reproduire par le calcul le comportement d'un système décrit par un modèle très souvent constitué d'équations aux dérivées partielles. Ces équations correspondent à la traduction mathématique de lois scientifiques. L'essor des simulations numériques renforce donc la nécessité de l'étude mathématique (analyse) de ces équations et de leur résolution numérique.

Les écoulements internes ont pour caractère particulier l'absence de conditions aux limites à l'infini, ce qui n'est pas le cas des écoulements externes. L'influence des parois se manifeste donc dans toutes les directions, sauf éventuellement aux sections d'entrée et de sortie du fluide. On trouve ces types d'écoulement particulièrement dans les systèmes de propulsion des avions et de fusées.

La détermination et l'identification des caractéristiques des écoulements internes dans les tuyères supersoniques constituent un cas d'étude très intéressant vue la complexité de modéliser l'écoulement interne qui passe du régime subsonique au régime supersonique, d'où les effets de compressibilité non négligeables. La diversité des géométries possibles entraîne évidemment une grande variété dans la structure des écoulements (choc, décollement de couche limites, zones de recirculation). Ces phénomènes sévères rendent difficiles les simulations numériques.

L'expérience alimente la simulation. Inversement, l'exploration des nombreuses solutions rendues possibles par la simulation, permet d'observer ou de prévoir des comportements inattendus, donc faire progresser la connaissance.

Les écoulements de fluides, que ce soient des écoulements internes ou écoulements externes, en régime laminaire ou turbulent sont décrits par le système d'équations aux dérivées partielles (E.D.P). Ainsi, tous les phénomènes physiques sont régis par ce système formé d'équations : de continuité, de quantité de mouvement et d'énergie qu'il convient de résoudre pour connaître les caractéristiques du champ thermique et du champ d'écoulement.

3.2 Approche non visqueux — équations d'Euler

Les écoulements compressibles non-visqueux sont gouvernés par les équations d'Euler obtenues des équations de Navier-Stokes en négligeant le terme de la viscosité. Dans un écoulement non-visqueux le fluide glisse sur la surface puisque il n'a aucune force de frottement qui l'adhère à la paroi, [119, 120].

Toutefois, les équations d'Euler permettent de modéliser les écoulements compressibles de fluide parfait qui constituent une étape méthodologique vers la modélisation des équations de Navier-Stokes, [121].

3.2.1 Lois de conservation

L'équation de continuité (ou conservation de la masse) s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j)}{\partial x_j} = 0 \quad (3.1)$$

L'équation de quantité de mouvement se donne par :

$$\frac{\partial(\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_i U_j)}{\partial x_j} = - \frac{\partial p}{\partial x_i} \quad (3.2)$$

Où les forces de gravité ont été négligées.

L'équation d'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho E_t)}{\partial t} + \frac{\partial(U_j \rho E_t)}{\partial x_j} = - U_j \frac{\partial p}{\partial x_j} \quad (3.3)$$

On considère les équations d'Euler compressibles évolutives. La géométrie de la tuyère suggère l'utilisation d'un modèle axisymétrique.

Nous notons par (r, θ, z) les coordonnées cylindriques et par (u_r, u_θ, u_z) les composantes d'un vecteur dans ce système, nous obtenons le système d'équations (en tenant compte de l'invariance en θ) :

L'équation de continuité s'écrit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_z)}{\partial z} + \frac{\partial(\rho u_r)}{\partial r} + \frac{\rho u_r}{r} = 0 \quad (3.4)$$

De même, l'équation de quantité de mouvement s'écrit dans la direction z :

$$\frac{\partial(\rho u_z)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (r \rho u_z u_z) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r u_z) = - \frac{\partial p}{\partial z} \quad (3.5)$$

Et dans la direction r :

$$\frac{\partial(\rho u_r)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} (r \rho u_z u_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho u_r u_r) = - \frac{\partial p}{\partial r} \quad (3.6)$$

Avec :

$$\nabla \cdot \vec{u} = \frac{\partial u_z}{\partial z} + \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} \quad (3.7)$$

L'équation de conservation de l'énergie s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u} (\rho E + p)) = 0 \quad (3.8)$$

3.2.2 Formulation conservative

La forme conservative du système d'équations d'Euler est nécessaire pour un calcul correct des intensités de discontinuités. Par exemple, pour un écoulement bidimensionnel et dans un système de coordonnées cylindriques, les équations d'Euler d'un écoulement compressible inerte s'écrivent :

$$\frac{\partial(rU)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r} (rF_r(U)) + \frac{\partial}{\partial z} (rF_z(U)) = 0 \quad (3.9)$$

Ce système d'équations est hyperbolique non linéaire couplé. U est le vecteur de "quantités conservatives" qui possède quatre composantes, et il s'écrit sous la forme :

$$U = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u_r \\ \rho u_z \\ \rho E_t \end{bmatrix}$$

F est le vecteur de flux convectif qui est composé de deux composantes selon les directions z et r tel que :

$F_z(U)$ est le flux convectif longitudinal :

$$F_z(U) = \begin{bmatrix} \rho u_z \\ \rho u_r u_z \\ \rho u_z^2 + p \\ u_z (\rho E_t + p) \end{bmatrix}$$

$F_r(U)$ est le flux convectif transversal :

$$F_r(U) = \begin{bmatrix} \rho u_r \\ \rho u_r^2 + p \\ \rho u_z u_r \\ u_r (\rho E_t + p) \end{bmatrix}$$

3.2.3 Discrétisation des équations d'Euler—méthode des volumes finis

La méthode numérique utilisée pour la résolution du système (3.9) est basée sur une approche volumes finis en coordonnées généralisées avec l'utilisation de différents types de maillages. La technique des volumes finis consiste à discrétiser la forme intégrale des équations de conservation plutôt que leur forme différentielle. L'intégration du système (3.9) s'effectue sur un volume élémentaire v de frontière A et conduit à la forme suivante, [120]:

$$\int_v \left[\frac{\partial(rU)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(rF_r(U)) + \frac{\partial}{\partial z}(rF_z(U)) \right] dv = 0 \quad (3.10)$$

Le théorème de divergence d'Ostrogradsky permet de transformer l'équation (3.10) en :

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial t} + \frac{1}{v} \int_A \vec{F} \cdot \vec{n} dA = 0 \quad (3.11)$$

Où :

$\bar{U}$: représente les valeurs moyennes du vecteur transportable pris dans le volume de contrôle élémentaire v .

$\vec{n}$: est le vecteur normal à la surface A .

$\vec{F}$: est le vecteur de flux traversant la surface A .

3.3 Écoulements visqueux dans les tuyères

Les équations du mouvement de tout milieu continu sont régies par les principes fondamentaux de la mécanique et de la thermodynamique. Strictement parlant, les équations de Navier-Stokes sont uniquement celles qui expriment la conservation de la quantité de mouvement. Communément, dans le cadre de la mécanique des fluides, on y ajoute les équations de conservation de la masse et de l'énergie. Les écoulements de fluides dans les tuyères convergente-divergentes sont gouvernées par les équations de Navier-Stokes instantanées.

Pour un écoulement de fluide visqueux, compressible et conducteur de chaleur, pour lequel les forces de pesanteur sont négligeables, ces équations s'expriment sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \frac{\partial}{\partial x_j} \rho U_j = 0 \quad (3.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho U_i + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i U_j + p \delta_{ij}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \sigma_{ij} \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho E_t + \frac{\partial}{\partial x_j} [U_i (\rho E_t + p)] = \frac{\partial}{\partial x_j} \sigma_{ij} U_i - \frac{\partial}{\partial x_j} q_j \quad (3.14)$$

Où :

ρ est la masse volumique, p la pression statique, U_i la i ème composante du vecteur vitesse, σ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses, E_t l'énergie totale par unité de masse, q_j le flux de chaleur et δ_{ij} le tenseur de Kronecker.

Dans ce système d'équations, l'énergie totale par unité de masse s'exprime à partir de l'énergie interne et de l'énergie cinétique selon la relation :

$$E_t = e + \frac{1}{2} U_k U_k \quad (3.15)$$

Par ailleurs, le fluide étant supposé newtonien, la loi de comportement donnant le tenseur des contraintes visqueuses prend la forme :

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) \delta_{ij} \quad (3.16)$$

Dans laquelle λ et μ sont reliées par : $3\lambda + 2\mu = 0$, Hypothèse de Stokes, [122].

Par suite, selon la loi de conduction thermique de Fourier, [122], le flux de chaleur de composante q_j s'exprime en fonction de la température comme :

$$q_j = -\lambda_c \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (3.17)$$

Le coefficient de conductivité thermique λ_c s'exprimant en fonction de la viscosité dynamique à l'aide du nombre de Prandtl :

$$P_r = \frac{\mu c_p}{\lambda_c} = \gamma \frac{\mu c_v}{\lambda_c} \quad (3.18)$$

Où :

c_p et c_v ce sont les chaleurs spécifiques à pression et à volume constant, et

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v}.$$

Notons que, parce que $e = c_v T$, le flux de chaleur peut encore s'exprimer sous la forme :

$$q_j = -\gamma \frac{\mu c_v}{P_r} \frac{\partial T}{\partial x_j} = -\frac{\gamma \mu}{P_r} \frac{\partial e}{\partial x_j} \quad (3.19)$$

Dans l'équation (3.19) μ est la viscosité dynamique.

La viscosité d'un fluide varie en fonction de sa température ou des actions mécaniques auxquelles il est soumis. Concernant un gaz, il est courant d'utiliser la loi de Sutherland définie de la façon suivante, [123] :

$$\mu = \mu_0 \sqrt{\frac{T}{T_0}} \left(\frac{1 + S/T_0}{1 + S/T} \right) \quad (3.20)$$

Où :

$\mu_0 = 1.716 \times 10^{-5}$ Pa.s est la viscosité de l'air à la température de référence $T_0 = 273.15$ K.

S est une constante fixée pour l'air à 110.4 K.

Pour un système dont les parois sont adiabatiques, la viscosité dynamique est presque constante, sauf dans le cas d'écoulement supersonique ou apparaissent des phénomènes comme les ondes de choc. Ces chocs sont associés à de fortes compressions ou détentes qui s'accompagnent de réchauffements ou de

refroidissements locaux ce qui nécessite la prise en compte des variations de la viscosité dynamique.

A ce stade, le système requiert encore la connaissance d'une loi d'état afin de prendre en compte les variations de masse volumique et de pression liées aux variations de températures. En considérant l'air comme un gaz parfait, on a alors :

$$p = \rho r T = \rho (\gamma - 1) e \quad (3.21)$$

Où :

r est relié aux chaleurs spécifiques par la relation de Meyer : $r = c_p - c_v$

À partir des relations précédentes, on peut donc écrire :

$$p = \rho r T = \rho \frac{c_p - c_v}{c_v} \left(e - \frac{1}{2} U^2 \right) = (\gamma - 1) \left[\rho e - \frac{1}{2} \rho U^2 \right] \quad (3.22)$$

Cette relation permet de fermer le système d'équations dans le cas des écoulements compressibles.

En résumé, le système fermé d'équations de Navier-Stokes peut s'écrire :

$$\begin{cases} \partial_t \rho + (\rho U_j)_{,j} = 0 \\ \partial_t (\rho U_i) + (\rho U_i U_j)_{,j} = (-p \delta_{ij})_{,j} + \left(2\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3} U_{k,k} \delta_{ij} \right) \right)_{,j} \\ \partial_t (\rho E) + (\rho E U_j)_{,j} = (-p U_j)_{,j} + \left(2\mu \left(S_{ij} - \frac{1}{3} U_{k,k} \delta_{ij} \right) U_j \right)_{,i} + \left(\frac{\gamma \mu}{Pr} e_{,i} \right)_{,i} \\ p = (\gamma - 1) \rho \left(E - \frac{1}{2} U_i U_i \right). \end{cases} \quad (3.23)$$

La détermination de la solution générale ρ , U_j et E de l'équation 3.23 reste un des grands problèmes non résolus de la physique classique, car ce système est non linéaire et il possède des gammes d'échelles de temps et d'espace très étendues, qui caractérise en particulier les écoulements turbulents.

3.4 Prise en compte de la turbulence

Le phénomène de turbulence a été analysé dès 1883 par Reynolds, [124], à partir des observations réalisées à l'aide d'un procédé, devenu de nos jours très classique, de visualisation par filets colorés de l'écoulement dans des conduites rectilignes de section circulaire. L'expérience a été répétée depuis et elle montre que suffisamment loin de l'entrée de la conduite et à faible nombre de Reynolds, les

lignes de courant sont parfaitement parallèles à l'axe de la conduite. Dans ce cas, l'écoulement est stationnaire et il est dit laminaire. À plus grand nombre de Reynolds, des instabilités apparaissent sous forme d'ondes, l'écoulement devient alors instationnaire tout en restant parfaitement organisé. À de très grand nombre de Reynolds, l'écoulement devient complètement irrégulier, il est dit turbulent. La turbulence n'est donc pas une propriété du fluide, mais un régime d'écoulement.

En 1937, Taylor et Von-Karman, [125], proposent la définition suivante : La turbulence est un mouvement irrégulier qui, en général, fait son apparition dans des fluides, liquides ou gaz, quand ils s'écoulent sur une surface solide ou même quand des courants adjacents du même fluide s'écoulent l'un sur l'autre.

Selon Hinze, [126], un écoulement turbulent est un écoulement irrégulier où la vitesse, la pression, la température, etc ... varient de façon aléatoire dans le temps. Pour caractériser un tel écoulement, Le nombre de Reynolds est défini pour un tube cylindrique D et de vitesse U par :

$$Re = \frac{\rho U D}{\mu} \quad (3.24)$$

3.4.1 Approches de la turbulence

Trois approches sont principalement utilisées actuellement pour décrire les écoulements turbulents. Leurs atouts et leurs défauts respectifs, loin de les dresser en simples concurrentes, elles sont destinées plutôt à des tâches spécifiques, voire complémentaires. La Figure 3.1 montre une comparaison entre ces approches.

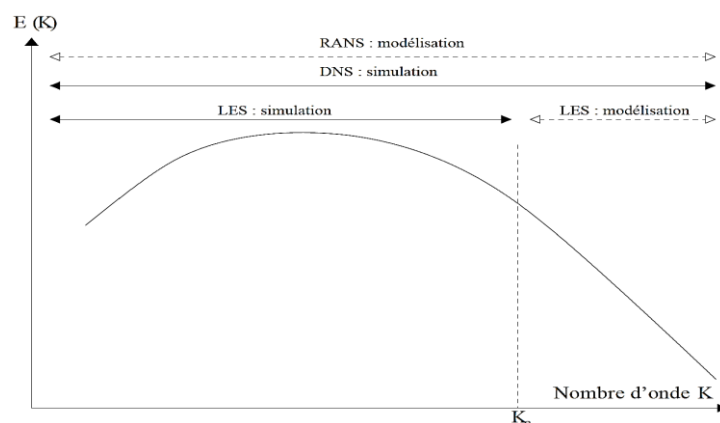


Figure 3.1: Comparaison des différentes approches pour la simulation numérique de la turbulence, [127].

3.4.1.1 La méthode RANS

Pionnière historiquement, la méthode RANS (Reynolds Average Navier-Stokes equations) permet de décrire les grandeurs moyennes de l'écoulement, mais requiert une modélisation de toutes les échelles turbulentes. Dans ce cadre, une large gamme de modèles, simples où beaucoup plus sophistiqués, a été développée et permet de traiter, avec certaines lacunes toutefois, la plupart des problèmes industriels complexes.

3.4.1.2 La simulation numérique directe

A l'inverse, la simulation numérique directe (DNS : direct numerical simulation) se propose, en résolvant les équations de conservation instantanées (3.1) à (3.3), de calculer toutes les échelles turbulentes présentes, sans modélisation d'aucune sorte. Ceci impose ainsi des contraintes sévères tant sur le domaine d'intégration et sa discrétisation, que sur le solveur numérique utilisé. Cette méthode s'avère extrêmement couteuse en temps de calcul.

Le maillage en premier lieu, doit en effet répondre à deux exigences opposées en matière d'échelles. Se composer d'abord de cellules suffisamment petites (de l'ordre de longueur de Kolmogorov) pour décrire les phénomènes turbulents associés aux plus grandes fréquences, [125].

Être de taille suffisante, pour contenir les plus grandes structures du spectre. Le coût de calcul lié au nombre N de nœuds utilisés, augmente dramatiquement avec l'étendue du spectre turbulent et par conséquent avec le nombre de Reynolds Re de l'écoulement. Dans une boîte cubique par exemple, la dépendance de N est proportionnelle à $Re^{9/4}$, [128].

Cet aspect se trouve en second lieu aggravé par la nécessité d'employer des schémas numériques d'ordres élevés, suffisamment précis pour ne pas dégrader la qualité des résultats par diffusion numérique. Par conséquent, compte tenu des moyens de calcul actuels, cette approche se voit encore limitée à des domaines de taille réduite et des faibles nombres de Reynolds. Elle se révèle néanmoins, très précieuse pour des cas académiques, notamment pour étudier des phénomènes fondamentaux et évoluer le comportement de grandeur très difficilement accessible par la mesure. Elle joue donc un rôle de plus en plus important dans le calibrage de modèles.

3.4.1.3 La simulation des grandes échelles

Développer plus récemment, la simulation des grandes échelles, ou LES (Large Eddy Simulation) offre un compromis entre les deux approches précédentes. En effet, elle simule exactement les plus grandes structures de l'écoulement et modélise celle de nombre d'ondes inférieur à un nombre d'ondes de coupure caractéristique K_c , classiquement situé dans la zone inertielle, Figure 3.2. Elle permet d'offrir une véritable approche instationnaire, mais pour un coût très largement supérieur à celui de la RANS. Elle exige, en effet, un traitement tridimensionnel et des schémas d'ordre élevés. De plus, quoique les grandes structures soient ici résolues de manières déterministes, elle requiert aussi des hypothèses pour la modélisation des petites échelles par l'intermédiaire d'un modèle de sous maille.

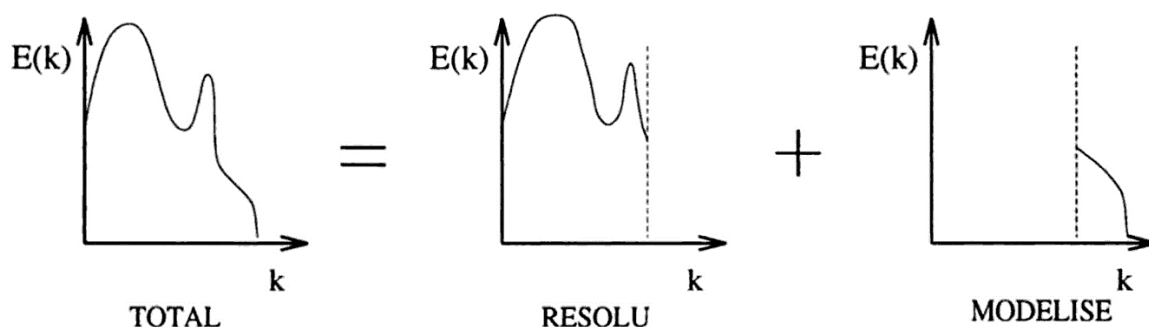


Figure 3.2: Décomposition du spectre d'énergie de la solution associé à la simulation des grandes échelles, [129].

3.4.1.4 Couplage des approches RANS-LES : l'approche DES

L'approche DES (Detached Eddy Simulation) est basée sur une formulation modifiée du modèle de Spalart-Allmaras. Cette approche peut être considérée comme une solution alternative aux deux approches RANS-LES, dans la modélisation des écoulements turbulents à grands nombres de Reynolds, [130]. Elle est souhaitée pour les applications aérodynamiques incluant des ondes de choc et des décollements, éventuellement libres. L'approche RANS reste par conséquent, la plus souhaitable qualitativement, au moins la plus indiquée, en termes de temps de calcul, pour analyser les caractéristiques principales de ces écoulements.

3.4.2 Les équations de Navier-Stokes moyennées

Le caractère turbulent de l'écoulement est représenté par le comportement fluctuant et désordonné des grandeurs caractéristiques de l'écoulement. Ces fluctuations apparaissent lorsque le nombre de Reynolds de l'écoulement est grand.

3.4.2.1 La moyenne de Reynolds

Si f est une fonction quelconque, nous noterons $\bar{f}$ la moyenne statistique (ou de Reynolds) de f , e.g. pour la masse volumique et les vecteurs de vitesse, nous noterons $\bar{\rho}$ et $\bar{u}$ respectivement les moyennes de Reynolds de ρ et u . La partie fluctuante de ces variables sera notée ρ' et u' . Ainsi, il vient :

$$\begin{aligned}\rho &= \bar{\rho} + \rho' \quad \text{où} \quad \bar{\rho}' = 0 \\ u &= \bar{u} + u' \quad \text{où} \quad \bar{u}' = 0\end{aligned}\tag{3.25}$$

En n'utilisant que la moyenne de Reynolds, certains termes deviennent trop difficiles à utiliser dans le cas compressible, donc on utilise le formalisme de Favre. Chaque propriété de l'écoulement est décomposée en une partie moyenne pondérée par la masse volumique et une partie fluctuante, [131].

3.4.2.2 La moyenne de Favre

Si X est une quantité, nous noterons $\bar{X}$ la moyenne de Favre de X et $x'' = X - \tilde{X}$ les fluctuations de X pour la moyenne de Favre. De plus, $\tilde{X}$ s'obtient à partir de la moyenne de Reynolds :

$$\tilde{X} = \frac{\bar{\rho X}}{\bar{\rho}}\tag{3.26}$$

L'opérateur de Favre est linéaire, [132] :

$$\overline{f\tilde{g}} = \widetilde{fg} = \bar{f}\tilde{g}\tag{3.27}$$

Toutefois, il ne commute pas avec la dérivation.

Dans la suite, nous utiliserons la moyenne de Reynolds pour la densité ρ et le champ de pression p , et la moyenne de Favre pour les autres variables.

Finalement les équations du mouvement moyen sont :

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} + \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\rho} \tilde{U}_j = 0\tag{3.28}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \widetilde{U}_j + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \widetilde{U}_i \widetilde{U}_j + \bar{\rho} \widetilde{u_i'' u_j''} + \bar{P} \delta_{ij}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \bar{\sigma}_{ij} \quad (3.29)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \bar{\rho} \widetilde{E}_t + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\widetilde{U}_j (\bar{\rho} \widetilde{E}_t + \bar{P}) + \bar{\rho} \widetilde{u_j'' h''} + \frac{1}{2} \bar{\rho} \widetilde{u_k'' u_k''} \widetilde{U}_k + \frac{1}{2} \bar{\rho} \widetilde{u_j'' u_k'' u_k''} \right] = \bar{\sigma}_{ij} U_i - \bar{q}_j \quad (3.30)$$

On voit clairement que la moyenne de Favre permet de filtrer les corrélations en faisant intervenir les fluctuations de masse volumique. Cette particularité permet d'ailleurs au formalisme de Favre de garder la forme conservative des équations instantanées, [132].

La définition de l'énergie totale étant au passage modifiée selon :

$$\widetilde{E}_t = \widetilde{e} + \frac{1}{2} \widetilde{U_k U_k} + \frac{1}{2} \widetilde{u_k'' u_k''} \quad (3.31)$$

Où :

E_t : Énergie totale

Par définition $k = \frac{1}{2} \widetilde{u_k'' u_k''}$ représente l'énergie cinétique de turbulence par unité de masse. Nous avons donc, pour l'équation d'état la formulation moyennée suivante :

$$\bar{P} = \bar{\rho} \widetilde{T} = \bar{\rho} (\gamma - 1) \widetilde{e} \quad (3.32)$$

À ce stade, même en négligeant la corrélation d'ordre trois $\widetilde{u_j'' u_k'' u_k''}$ dans l'équation d'énergie, des hypothèses restent nécessaires afin de modéliser les corrélations $-\bar{\rho} \widetilde{u_k'' u_k''}$ et $-\bar{\rho} \widetilde{u_j'' h''}$ qui sont apparues dans l'équation de la quantité de mouvement et de l'énergie respectivement. Les premières constituent les contraintes de Reynolds (flux turbulent de la quantité de mouvement) et les secondes étant assimilées à des flux turbulents de chaleur.

Les équations RANS peuvent être résolues à condition de pouvoir calculer les termes turbulents. La recherche d'expressions pour les termes turbulents constitue le problème de la modélisation de la turbulence.

Les modèles de turbulence les plus couramment utilisés pour la modélisation des écoulements dans les tuyères, sont formulés dans le cadre de l'hypothèse de Boussinesq et font intervenir le concept de viscosité turbulente μ_t , [133]. Cette hypothèse permet de relier le tenseur de Reynolds au champ moyen de vitesse par:

$$R_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.33)$$

Où $\mu_t(x,t)$ représente une viscosité turbulente. L'objet de la modélisation de la turbulence dans ce cadre est d'avoir une relation entre μ_t et les autres inconnues du problème et de fermer le système d'équations à résoudre. Cette relation doit fournir une énergie cinétique turbulente nulle. En effet, si on prend la trace de ce tenseur et compte tenu de l'incompressibilité du champ moyen on obtient $k=0$. Pour remédier à ce problème on utilise plutôt la relation suivante :

$$R_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.34)$$

On remarque que cette relation implique la colinéarité des directions principales du tenseur des vitesses de déformation moyennes et du tenseur d'anisotropie turbulente $\left(R_{ij} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \right)$, car ici μ_t est un scalaire ce qui n'est pas vérifié en général.

Bien que ce concept présente de graves lacunes, il reste largement utilisé.

Dans cette étude, nous allons utiliser le modèle à deux équations de transport $k-\omega$ de Menter avec la correction SST (Shear Stress transport), vu son efficacité et sa grande popularité dans les études numériques de calculs des écoulements compressibles dans les tuyères, [16,131].

3.5 Les modèles de turbulence

On distingue, généralement, deux grandes classes de modèles :

- Les modèles du premier ordre ;
- Les modèles du second ordre ou RSM.

Le modèle de turbulence universel n'existe pas à l'heure actuelle, de nombreux modèles ont été proposés et un problème du choix se pose. Les méthodes de fermeture opèrent sur les équations statistiques aux divers moments de fluctuations de vitesses. Ainsi, nous distinguons divers types de modèles.

3.5.1 Modèles de fermeture au premier ordre

En moyenne, les approches au premier ordre se fondent sur l'introduction d'une loi constitutive linéaire reliant les contraintes turbulentes aux grandeurs physiques moyennes, afin d'estimer les corrélations doubles des fluctuations de vitesse apparaissant dans les équations de Navier-Stokes. La relation linéaire proposée par Boussinesq, [134], par analogie avec la loi de Newton pour les contraintes d'agitation moléculaire, est donnée par :

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial \overline{U}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{U}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.35)$$

Il existe plusieurs sous-catégories de modèles de fermeture au premier ordre en fonction du nombre des équations de transport résolues pour calculer le coefficient de viscosité turbulente.

3.5.1.1 Modèle algébrique (modèle à zéro équation)

Les modèles à zéro équation sont les modèles dont les corrélations de turbulence sont reliées aux quantités du champ moyen d'écoulement par des relations algébriques. Les hypothèses sous-jacentes dans les modèles à zéro équation sont :

- Le taux de production locale de la turbulence et le taux de dissipation de la turbulence sont approximativement égaux.
- Ils n'incluent pas la convection de la turbulence

Évidemment ceci est en contradiction avec la physique de la plupart des champs d'écoulement. Néanmoins, ces modèles sont mathématiquement simples et leur intégration dans les codes de calculs peut être accomplie avec une certaine facilité, [117].

3.5.1.2 Modèle à une équation de transport

Contrairement aux modèles à zéro équation qui utilisent des relations algébriques pour la viscosité turbulente, les modèles à une équation utilisent une équation différentielle partielle pour l'échelle de vitesse alors que l'échelle de longueur est spécifiée algébriquement.

L'échelle de vitesse est typiquement écrite en termes de l'énergie cinétique turbulente :

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) \quad (3.36)$$

La viscosité turbulente est représentée dans le modèle original de Prandtl par l'équation suivante, où "l" est l'échelle de longueur de turbulence :

$$\mu_t = \rho l k^{1/2} \quad (3.37)$$

Le modèle de fermeture à une équation le plus utilisé est le modèle de Spalart-Allmaras, il est composé d'une unique équation de transport portant sur la viscosité turbulente. Cette équation a été construite, de façon empirique par P.R. Spalart et S.R. Allmaras en 1992, [135]. C'est un modèle robuste dont la convergence vers l'état stationnaire est rapide et qui ne demande qu'un degré de raffinement de maillage près des parois. Enfin, l'imposition des conditions aux limites ne pose pas de difficulté particulière.

3.5.1.3 Modèles à deux équations de transport

Les modèles de fermeture à deux équations de transport conduisent à la simulation de deux variables physiques "turbulentes" complémentaires permettant ainsi une évaluation de deux échelles caractéristiques de la turbulence à modéliser. D'une manière générale, la première variable turbulente considérée est l'énergie cinétique turbulente k . Cela se justifie par le fait qu'une contraction de l'équation de transport des contraintes turbulentes conduit à une équation de transport pour k . Concernant la seconde variable turbulente, le choix de la pseudo-dissipation conduit aux modèles k - ϵ alors que le choix de l'échelle caractéristique de fréquences (temporelles) conduit aux modèles k - ω . D'autres approches sont rapportées dans la littérature, notamment les modèles k - ω^2 , k - l où "l" est l'échelle de longueur de la turbulence à modéliser, [127].

– Modèle à deux équations k - ϵ standard

Il est possible de développer des équations de transport similaire pour toutes les autres quantités turbulentes, en utilisant le taux de dissipation ϵ et la viscosité ν , [136]. L'équation exacte de ϵ contient plusieurs inconnus et termes non-mesurables.

Le modèle k-ε standard se forme par deux équations ; une pour k et une autre pour ε.

On utilise k et ε pour définir l'échelle de vitesse et l'échelle de la longueur "l", ainsi on écrit :

$$u = k^{1/2} \quad \text{et} \quad l = \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} \quad (3.38)$$

La viscosité turbulente est définie par :

$$\mu_t = C_\mu u l = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (3.39)$$

Où :

C_μ : Constante sans dimension.

Le modèle standard utilise les équations de transport suivantes [136] :

- Pour l'énergie cinétique turbulente :

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho k)}{\partial t}}_{(I)} + \underbrace{\text{div}(\rho k \mathbf{U})}_{(II)} = \underbrace{\text{div}\left[\frac{\mu_t}{\sigma_k} \text{grad} k\right]}_{(III)} + \underbrace{2\mu_t E_{ij} E_{ij}}_{(IV)} - \underbrace{\rho \varepsilon}_{(V)} \quad (3.40)$$

Pour la dissipation de l'énergie cinétique turbulente :

$$\underbrace{\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t}}_{(I)} + \underbrace{\text{div}(\rho \varepsilon \mathbf{U})}_{(II)} = \underbrace{\text{div}\left[\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \text{grad} \varepsilon\right]}_{(III)} + \underbrace{C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} 2\mu_t E_{ij} E_{ij}}_{(IV)} - \underbrace{C_{2\varepsilon} \rho \frac{\varepsilon^2}{k}}_{(V)} \quad (3.41)$$

Où :

- (I) : Taux de changement de k ou ε ;
- (II) : Transport de k ou ε par convection ;
- (III) : Transport de k ou ε par diffusion ;
- (IV) : Taux de production de k ou ε ;
- (V) : Taux de destruction de k ou ε.

Sachant que :

- E_{ij} : Taux de déformation moyen ;
- k : Énergie cinétique turbulente ;
- ε : Dissipation de l'énergie cinétique turbulente.

Les équations contiennent cinq constantes ajustables : C_μ , σ_k , σ_ε , $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$.

Le modèle k- ε standard emploie des constantes à un grand intervalle d'écoulements tourbillonnaires :

$$C_\mu=0.09, \quad \sigma_k=1.0, \quad \sigma_\varepsilon=1.3, \quad C_{1\varepsilon}=1.44, \quad C_{2\varepsilon}=1.92.$$

Où :

σ_k , σ_ε : nombres de Prandtl qui relie la diffusivité de k et ε à la viscosité turbulente μ_t .

– Le modèle k- ε RNG

Le modèle k- ε RNG dérive à partir des équations de Navier-Stokes instantanées en utilisant la technique mathématique appelée RNG (ReNormalisation Groupe), [137]. La dérivée analytique donne un modèle avec des constantes différentes de celle de k- ε standard avec des termes et des fonctions additionnels dans les équations de transport k et ε .

Les constantes deviennent :

$$C_\mu=0.084, \quad \sigma_k=0.72, \quad \sigma_\varepsilon=0.72, \quad C_{1\varepsilon}=1.42, \quad C_{2\varepsilon}=1.68.$$

L'exactitude du modèle RNG est supérieure que le modèle k- ε standard, spécialement pour les écoulements tourbillonnants et dans le cas d'un écoulement à bas Reynolds, [137].

– Le modèle k- ε Realisable

Il a été développé récemment. Il diffère du modèle standard par une nouvelle définition de la viscosité turbulente et une nouvelle équation de transport pour le taux de dissipation d'énergie. Il donne donc plus au moins la même exactitude que le modèle RNG et, probablement, plus dans le cas des écoulements décollés. D'un autre côté, il génère une viscosité turbulente non physique dans les situations où le domaine de calcul contient deux zones, une à écoulement tournant et une autre à écoulement stationnaire, [136].

– Le modèle à deux équations k- ω

Ce modèle à deux équations inclue une équation pour l'énergie cinétique turbulente k , comme développée précédemment et une seconde équation pour le taux de dissipation spécifique (ou la fréquence turbulente) ω , [138]. Le concept du

paramètre ω est introduit par Kolmogorov, sous l'appellation de la "dissipation par unité d'énergie cinétique turbulente", [133].

La combinaison de ces processus physiques donne :

$$\rho \frac{\partial \omega}{\partial t} + \rho U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = -\beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma \mu_t \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \quad (3.42)$$

Où :

β et σ : Sont des coefficients à déterminer ;

ω : la dissipation par unité d'énergie cinétique turbulente.

– K- ω standard

Le modèle k- ω standard est un modèle empirique basé sur les équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente k et le taux de dissipation spécifique ω , qui sont obtenus à partir des équations de transport suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + G_k - Y_k + S_k \quad (3.43)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega U_i) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + G_\omega - Y_\omega + S_\omega \quad (3.44)$$

Où :

G_k : La génération de l'énergie cinétique turbulente due aux gradients de vitesse moyenne ;

G_ω : La génération de ω ;

Γ_k et Γ_ω : La diffusivité effective de k et ω respectivement ;

Y_k et Y_ω : La dissipation de k et ω dû à la turbulence ;

S_k et S_ω : Termes de source.

Pour un écoulement avec couche limite, le modèle k- ω est préférable au modèle k- ϵ pour son traitement de la région visqueuse proche de la paroi et aussi pour sa prise en compte des effets de gradient de pression adverse, [139].

– K- ω SST (Shear Stress Model)

Le modèle k- ω de Menter, [140-141], consiste en une combinaison du modèle k- ω de Wilcox, [138], et k- ϵ de Launder-Sharma, [142] en utilisant une fonction d'ajustage (F_1) dans l'équation ω . Cette fonction contribue à privilégier le modèle de Wilcox, étant donné sa robustesse dans la région interne des couches limites, dans les zones des écoulements soumis à de fort gradient de pression adverse et dans les zones de décollement. D'autre part, la fonction de Menter permet de basculer progressivement vers le modèle k- ϵ de manière à profiter de sa supériorité dans la zone de sillage, [131].

L'appellation SST vient de la définition de la viscosité turbulente modifiée pour prendre en compte le transport des contraintes de cisaillement turbulentes principales.

Le modèle résultant est donné par :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}K) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}U_j K) = P_k - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.45)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\bar{\rho}\omega) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\rho}U_j \omega) = \alpha \frac{\omega}{k} P_k - \beta \bar{\rho} \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1-F_1) \frac{\bar{\rho} \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (3.46)$$

Avec la production de la turbulence est donnée par :

$$P_k = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (3.47)$$

Et

$$\tau_{ij} = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad (3.48)$$

La viscosité turbulente est définie par :

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)} \quad (3.49)$$

Avec :

La norme de la vorticité $\Omega = \left\| \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right\|$;

Et
$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (3.50)$$

Avec :

$$\arg_2 = \max \left[2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{\omega y^2} \right] \quad (3.51)$$

Où

ν est la viscosité cinématique moléculaire ;

$a_1=0.31$.

Les constantes apparaissant dans les équations sont exprimées dans la forme compacte générale suivante :

$$\phi = \phi_1 F_1 + (1-F_1)\phi_2 \quad (3.52)$$

Où :

ϕ_1 : représente les constants associés avec k- ω (quand $F_1=1$)

ϕ_2 : représente les constants associés avec k- ϵ (quand $F_1=0$)

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (3.53)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500\nu}{\omega y^2} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2}k}{CD_{k\omega}y^2} \right] \quad (3.54)$$

Où y est la distance à la surface la plus proche, et $CD_{k\omega}$ est la portion positive du terme de la diffusion transversal :

$$CD_{k\omega} = \max \left[2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right] \quad (3.55)$$

Les constantes de ϕ_1 :

$$\alpha_1 = \frac{\beta_1}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 1} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \approx \frac{5}{9} \quad (3.56)$$

$\sigma_{k1}=0.85$, $\sigma_{\omega 1}=0.5$, $\beta_1=0.075$, $\beta^*=0.09$, $\kappa=0.41$,

Les constantes de ϕ_2 :

$$\alpha_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 2} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}} \approx \frac{5}{9} \quad (3.57)$$

$\sigma_{k2}=1$, $\sigma_{\omega 2} = \frac{1}{\sigma_\epsilon} = 0.856$, $\beta_2=0.0828$, $\beta^*=0.09$, $\kappa=0.41$,

Et

k : est la constante de Von Karman.

3.5.2 Modèle de fermeture du second ordre

La modélisation au second ordre consiste à introduire de nouvelles équations relatives aux six composantes du tenseur des contraintes turbulentes, dans un premier temps, ces équations sont décrites. Il apparait que ces nouvelles équations constituent encore un système ouvert et que des hypothèses de modélisations supplémentaires sont nécessaires.

– Reynolds stress modèle (RSM)

Les modèles RSM, ou de tensions de Reynolds, permettent de calculer les contraintes de Reynolds grâce à de nouvelles équations de transport. Celles-ci découlent de la combinaison entre d'une part, les équations de quantité de mouvement instantanées et d'autre part, les équations moyennées multipliées par u'_i et u'_j :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho \overline{u'_i u'_j}) + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k \overline{u'_i u'_j}) = & - \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\rho \overline{u'_i u'_j u'_k} + \overline{p'(\delta_{kj} u'_i + \delta_{ik} u'_j)} \right] \\ & + \frac{\partial}{\partial x_k} \left[\mu \frac{\partial}{\partial x_k} (\overline{u'_i u'_j}) \right] - \rho \left(\overline{u'_i u'_k} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} + \overline{u'_j u'_k} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) + \overline{p' \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \\ & - 2\mu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_k} \frac{\partial u'_j}{\partial x_k}} + S \end{aligned} \quad (3.58)$$

En face des termes d'évolution temporelle et de convection présents dans le premier membre apparaissent des termes plus complexes, que l'on peut interpréter de la sorte :

$$\text{Terme local} + C_{ij} = D_{T,ij} + D_{L,ij} + P_{ij} + f_{ij} - \epsilon_{ij} + \text{Source} \quad (3.59)$$

C_{ij} : Terme convectif ;

$D_{T,ij}$: Diffusion turbulente liée au mouvement turbulent et aux fluctuations de pression ;

$D_{L,ij}$: Diffusion moléculaire ;

P_{ij} : Production des contraintes de Reynolds grâce au couplage avec le champ de vitesses moyennes ;

ϕ_{ij} : Redistribution de l'énergie cinétique turbulente dans les directions normales.

ε_{ij} : Terme de dissipation de l'énergie cinétique de turbulence sous l'effet du frottement lié à la validité moléculaire.

Les termes $D_{T,ij}$, ϕ_{ij} et ε_{ij} doivent être modélisés pour fermer le système d'équation.

Ce type de fermeture, dit du second ordre, offre sans conteste, par la prise en compte de l'individualité et de l'histoire de chaque tension de Reynolds, une description précise de la turbulence, et par conséquent délicate à mettre en œuvre dans le cas d'écoulement complexe, [143]. Le tableau suivant montre les avantages et les inconvénients de ce type de modèles.

Tableau 3.1: Avantages et inconvénients des différents modèles de turbulence.

Modèles	Avantages	Inconvénients
Spalart Almaras	Économique (1 équation) bon pour les écoulements moyennement complexe.	N'est pas largement tester
STD k-ε	Robuste, économique et relativement précis.	Résultats médiocre pour des écoulements complexes (fort gradient de pression rotation et swirl).
RNG k-ε	Bon pour les écoulements moyennement complexes (impact et jet, séparation des écoulements).	Limité par l'hypothèse de viscosité turbulente isotrope.
Realisable k-ε	Offre le même avantage que le RNG recommander pour les écoulements dans les turbomachines.	Limité par l'hypothèse de viscosité turbulente isotrope.
SST et standard k-ω	Modèle le plus recommandé pour les problèmes liés aux turbomachines, meilleur que le réalisable k-ε.	Nécessite une plus grande résolution du maillage aux frontières (pas de loi aux murs).
Reynolds stress model (RSM)	Le modèle le plus complet physiquement (transport et l'anisotropie de la turbulence sont tenus en compte).	Requiert plus de temps CPU. Les équations de quantité de mouvement et turbulence sont étroitement liées.

3.6 Méthodes numériques et discrétisation du domaine de calcul

Cette partie est consacrée à la description du modèle numérique adopté pour la résolution des équations différentielles partielles (dressées dans la section précédente) qui régissent un écoulement visqueux. Nous décrirons dans un premier temps les méthodes des volumes finis, différences finies et éléments finis.

3.6.1 Méthodes numériques conventionnelles en CFD

Plusieurs méthodes sont utilisées en CFD pour résoudre les équations de la mécanique des fluides. La discrétisation des équations aux dérivées partielles peut être réalisée suivant trois techniques : la méthode des différences finies, la méthode des volumes finis et la méthode des éléments finis, [119].

3.6.1.1 Méthode des différences finies

La méthode des différences finies a été initialement formulée par Euler en 1978, [120]. Elle représente une des méthodes numériques les plus utilisées pour la recherche de solutions approchées pour les systèmes d'équations de dérivées partielles. Elle est très simple à mettre en œuvre et elle permet une reconstruction avec des ordres de précision très élevés [120].

La mise en place de la méthode des différences finies est formulée de la manière suivante :

- Poser les équations sous leur forme différentielle ;

Construire un maillage couvrant le domaine de calcul ;

Discrétiser les équations différentielles et les approximer sur les nœuds du maillage ;

Résoudre le système d'équations résultant sur le maillage.

Ainsi, nous avons les développements de Taylor de la variable $U(x)$:

$$\begin{cases} U_{i-1} = U_i - \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)_i \Delta x + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right)_i \frac{\Delta x^2}{2} + \dots \\ U_{i+1} = U_i + \left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)_i \Delta x + \left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right)_i \frac{\Delta x^2}{2} + \dots \end{cases} \quad (3.60)$$

En soustrayant les deux équations précédentes, nous obtenons une formulation approximée au premier ordre :

$$\left(\frac{\partial U}{\partial x} \right)_i = \frac{U_{i+1} - U_{i-1}}{2\Delta x} + O(\Delta x) \quad (3.61)$$

En les additionnant, nous obtenons une approximation du second ordre :

$$\left(\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right)_i = \frac{U_{i+1} - U_i + U_{i-1}}{\Delta x^2} + O(\Delta x^2) \quad (3.62)$$

La méthode des différences finies a l'avantage de formuler avec simplicité des schémas d'ordres élevés. Cependant, sa faiblesse réside dans le fait qu'elle n'est applicable qu'à des maillages structurés [144].

3.6.1.2 Méthode des éléments finis

Cette méthode consiste dans un premier temps à découper la frontière du domaine en segments de droite. Puis en écrivant une formulation du problème à

l'aide uniquement d'intégrales de bord. Elle permet de calculer les variables inconnues en certains points de la frontière appelés nœuds Zienkiewicz et Taylor, [120]. Les nœuds sont en général les milieux ou les extrémités des segments de droite discrétisant la frontière [145].

3.6.1.3 Méthode des volumes finis

Dans la méthode des volumes finis, le domaine est divisé en un nombre de volumes de contrôle qui recouvrent le domaine de calcul. Sur chaque volume de contrôle ou cellule, les lois de conservation sont appliquées pour déterminer les différentes variables associées au problème sur des points (ou nœuds) qui ne correspondent pas forcément aux points du maillage ou de la grille. Dans cette méthode les choix des volumes de contrôle et des nœuds sont très nombreux (cell-centered, cell-vertex, node-vertex). Le maillage associé au calcul peut être structuré ou non comme dans le cas des méthodes d'éléments finis, ce qui donne une grande souplesse à la méthode. Un des principaux avantages de la méthode est que la discrétisation spatiale est faite directement sur le domaine physique. Ainsi il n'y a aucune transformation entre les différents systèmes de coordonnées.

La formulation de type volumes finis étant basée sur une discrétisation des lois de conservation, ces dernières se trouvent alors naturellement satisfaites sur les volumes de contrôle par le schéma numérique. Cette propriété est très importante lorsque l'on doit traiter des chocs (ou d'autres types de discontinuités) puisqu'elle permet de garantir que les relations de Rankine-Hugoniot seront satisfaites, [119]. Cette méthode est utilisée dans les principaux codes commerciaux existants : Phonics, Fluent, Flow-3D, Star-CD, [143].

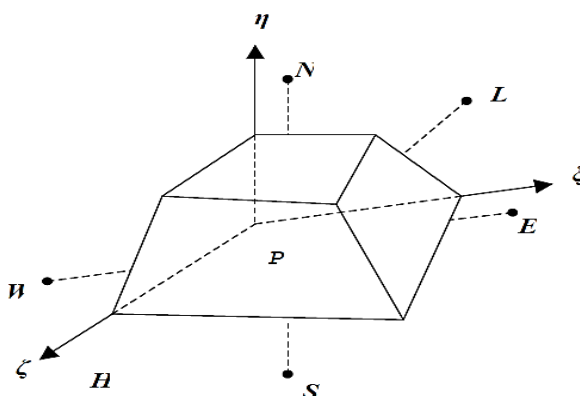


Figure 3.3: Volume de contrôle dans une configuration tridimensionnelle, [146].

3.6.2 Formulation volumes finis

La loi de conservation sous la forme intégrale

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} U d\Omega + \oint_{\vec{s}} \vec{F} d\vec{s} = \int_{\Omega} Q_v d\Omega \quad (3.63)$$

Où :

Ω : Volume considéré ;

Q_v : Source volumique ;

$\vec{F}$: Flux ;

U : Variable conservative (quantité scalaire par unité de volume).

L'équation (3.63) est appliquée sur chaque volume de contrôle Ω_j associée au point j. L'équation sous la forme intégrale d'inconnu U_j attaché au point de maillage j pour le sommet ou au centre de la maille s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_j} U d\Omega + \oint_{\vec{s}_j} \vec{F} d\vec{s} = \int_{\Omega_j} Q_v d\Omega \quad (3.64)$$

L'équation (3.64) est remplacée par sa forme discrète, où l'intégral volumique est exprimée comme valeur moyenne à travers la maille et l'intégral surfacique est remplacé par la somme à travers toutes les faces limites du volume de contrôle Ω_j :

$$\frac{\partial}{\partial t} (U_j \Omega_j) + \sum_{\text{faces}} \vec{F} \Delta \vec{s} = Q_{vj} \Omega_j \quad (3.65)$$

En absence des termes de sources, la formulation en volumes finis montre que la variation de la valeur moyenne U à travers l'intervalle de temps Δt est égale à la somme des flux échangés entre les deux mailles adjacentes.

Pour un écoulement permanent, la solution numérique est obtenue comme résultat de la différence de tous les flux entrants et quittant le volume de contrôle.

$$\sum_{\text{faces}} (\vec{F} \Delta \vec{s}) = 0 \quad (3.66)$$

3.6.3 Discrétisation des domaines de calcul

L'opération de maillage consiste à discrétiser les domaines de calcul. La génération du maillage est un élément important de la CFD, parce que la qualité du maillage peut avoir un impact significatif sur la convergence du solveur d'écoulement et sur la justesse des solutions qui sont obtenues sur le maillage.

3.6.3.1 Types de maillage

Sur une géométrie bidimensionnelle, on constate trois types de maillages :

– Maillage structuré multi-blocs

Les maillages multi-bloc structurés sont générés par la décomposition du domaine manuellement en blocs avec des formes simples, puis chaque bloc est maillé d'une manière structurée. L'utilisateur peut définir le nombre de nœuds et la distribution le long de chaque bord des blocs. La Figure 3.4 montre une vue en 2D d'un maillage multi-bloc structuré hexaèdres dans une tuyère double galbe. Le système de blocs à gauche et le maillage à droite.

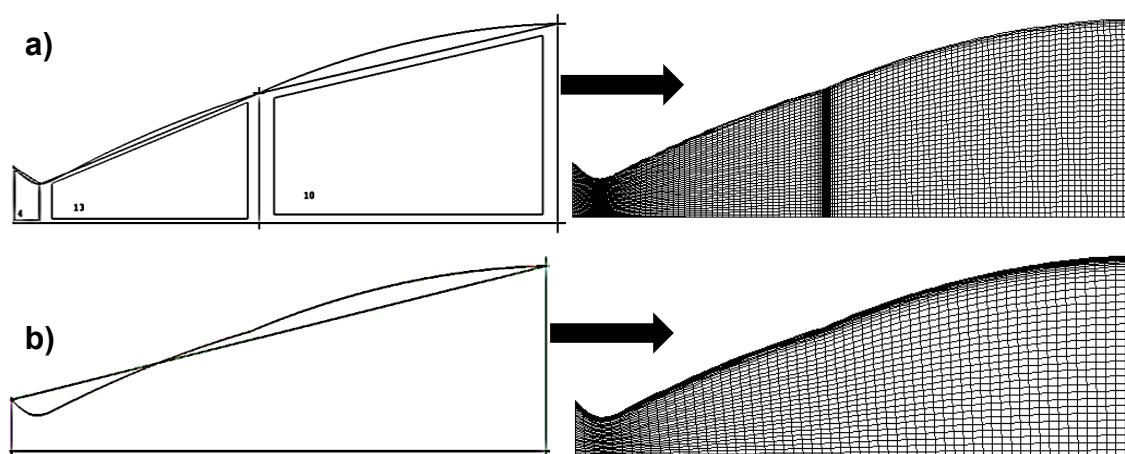


Figure 3.4: Maillage structuré dans une tuyère double galbe, a) multi-blocs, b) monobloc.

Malgré les difficultés rencontrées pour générer le maillage structuré, il a beaucoup d'avantages incontestables, en particulier pour les écoulements visqueux. Pour résoudre le flux dans la couche limite, il est relativement facile de générer un maillage quadri-angles avec des éléments allongés dans la direction parallèle à la paroi. Il est également facile de placer les bords perpendiculaires à la paroi. Ceci permet de minimiser l'erreur lors de l'évaluation du gradient de vitesse proche de la paroi. Enfin, une fois le bloc a été créé, il devient relativement facile de changer la densité du maillage en distribuant les points de grille en fonction des besoins du solveur, Figure 3.4a.

– Maillage non-structuré

Les maillages triangulaires sont les types les plus communs de maillage non-structuré. Les mailles de forme triangulaires peuvent être connectées par de nombreuses manières, il est facile de remplir n'importe quel domaine de forme arbitraire. Parce que la connectivité est si flexible, des différentes techniques peuvent être utilisées pour générer ces types de maillages. Les techniques les plus couramment utilisées sont :

- Delaunay ;

Avance de front ;

Les méthodes d'Octree.

Elles sont brièvement résumées ci-dessous afin de donner une idée des différents défis de maillage triangulaire.

Étant donné un nuage de points, les méthodes Delaunay sont utilisées pour communiquer les points de telle sorte que chaque point est entouré par une région qui est plus proche de ce point que de tout autre. Faces ou des arêtes d'un élément sont construites à la frontière entre les régions non chevauchées autour de chaque point. Les principaux avantages de la méthode de Delaunay se présentent dans son efficacité est le fait qu'un maillage valide qui peut toujours être obtenu. Toutefois, c'est difficile de préserver la définition des limites correctes, et cette méthode ne résout pas le problème de façon à générer le nuage initial de points à partir lequel le maillage est construit. La Figure 3.5 montre les étapes de maillage par la méthode de Delaunay.

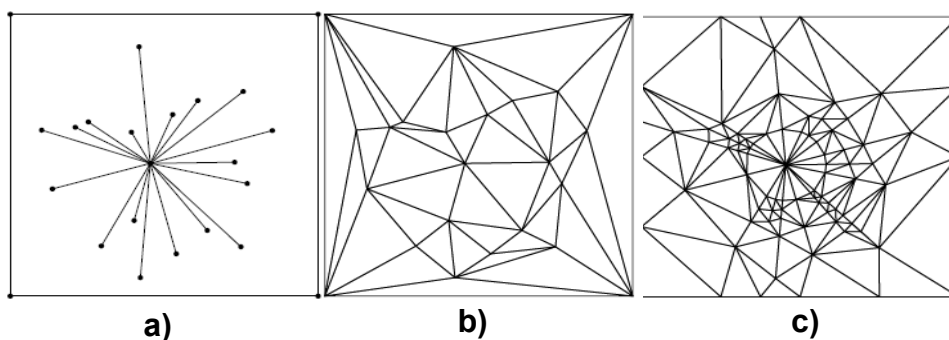


Figure 3.5: Étapes de Maillage par La triangulation de Delaunay en 2D, [148].

Le maillage par la méthode (avance de front) commence par une triangulation initiale sur la surface limite et ensuite des tétraèdres sont construits sur les faces exposées, Figure 3.6. Comme chaque couche d'éléments est générée, un nouveau "front" sur les faces triangulaires est créé, sur lequel la couche suivante des éléments est construite. Un des inconvénients de cette méthode est qu'il est difficile de définir la taille de l'élément et l'étirement dans le module de génération. Un grand avantage par rapport aux deux autres méthodes est que la définition des limites et la qualité sont facilement conservées.

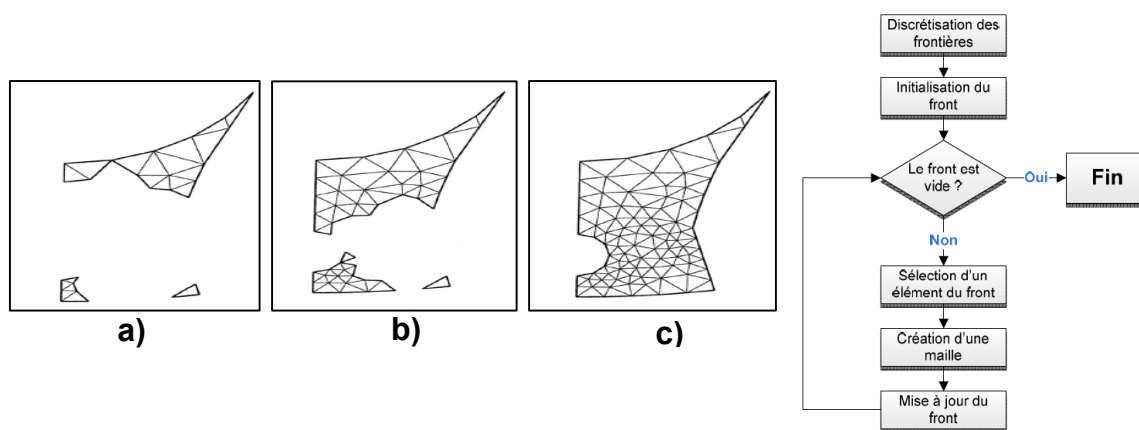


Figure 3.6: Progression et algorithme du maillage par la méthode frontale, [149].

Les méthodes d'Octree débutent par la formation d'un premier quadri-angles immense qui englobe l'ensemble du domaine, puis en divisant récursivement l'hexaèdre jusqu'à ce que la taille de subdivisés octants sont égales à celles demandées par l'utilisateur, Figure 3.7. Le principal avantage de cette méthode est qu'elle est plus rapide que les deux autres approches et plus facile à réaliser. Cependant, il tend à produire des mailles de mauvaise qualité aux frontières, où un maillage de bonne qualité est le plus important. Il peut également produire des maillages isotropes.

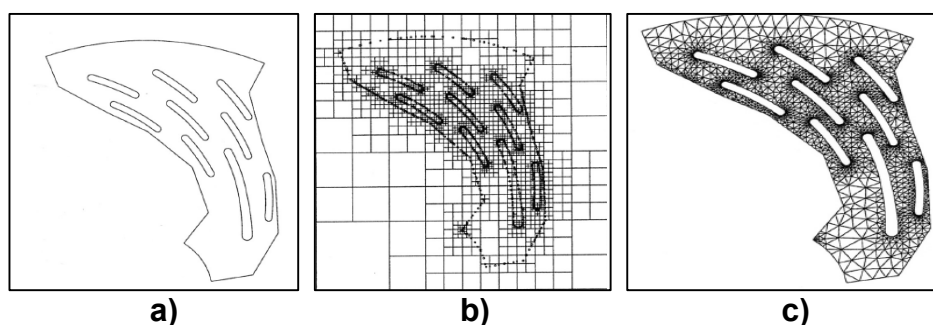


Figure 3.7: Progression du maillage sur une grille (méthode d'Octree), [149].

L'avantage majeur de maillages non structurés est que leur génération peut facilement être automatisée avec une intervention limitée de l'utilisateur. Un des problèmes avec les méthodes décrites ci-dessus, c'est qu'elles ne sont pas toutes capables de générer des maillages anisotropes, et ceux qui ne peuvent atteindre un degré limité d'anisotropie. L'absence d'anisotropie peut gravement nuire à l'efficacité d'un maillage pour les simulations des écoulements visqueux. Cela réduit également l'efficacité du maillage pour la simulation CFD.

– Le maillage hybride tétraèdre-Prisme

C'est un maillage généré par un mélange d'éléments de différents types : triangulaires ou quadrilatéraux (quadri-angles) en 2D, tétraédriques, prismatiques, ou pyramidaux en 3D. Il Combine les avantages du maillage structuré et ceux du maillage non structuré en réduisant les erreurs dues à la diffusion numérique. La Figure 3.8 montre un maillage hybride dans une tuyère.

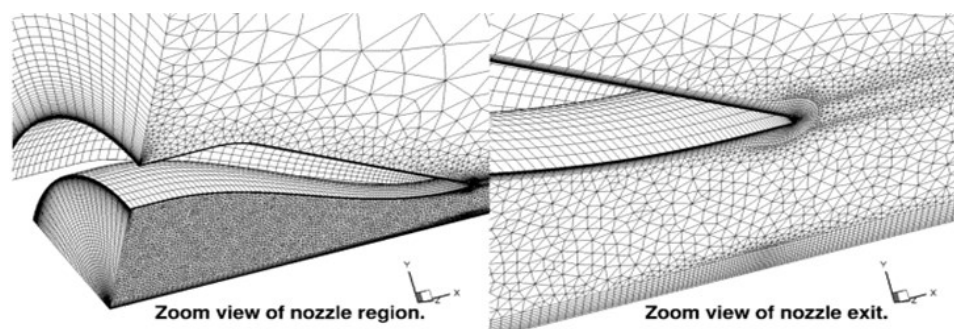


Figure 3.8: Exemple du maillage hybride utilisé pour la simulation d'un écoulement dans une tuyère, [150].

Ce type de maillage demeure encore difficile à générer notamment dans les endroits de liaison entre le maillage structuré et le maillage non structuré.

– Résumé sur le choix d'une grille de maillage

Le choix entre ces différents types d'éléments de maillage dépend essentiellement de l'application à laquelle ils sont destinés. Toutefois, ce choix dépend des paramètres suivants :

- Le temps de calcul

La plupart des applications de la CFD dans les turbomachines concernent des géométries très complexes. La création d'une grille de maillage structurée en multi blocs (éléments hexaédriques quadrilatéraux) pour la majorité des problèmes, peut

exiger un temps de calcul extrêmement élevé, voire rendre cette tâche impossible. La réduction du temps de calcul constitue la principale motivation pour l'utilisation des maillages non structurés employant des éléments triangulaires et tétraédriques.

- Le coût des calculs

Pour une même géométrie complexe et pour un maillage équivalent, le domaine de calcul peut exiger moins d'éléments non structurés (triangulaires ou tétraédriques) que d'éléments structurés (quadrilatéral ou hexaédrique). Cela s'explique par le fait que les éléments triangulaires et tétraédriques se combinent mieux par leurs formes géométriques, dans le maillage des géométries complexes. Dans le cas des géométries simples, c'est plutôt les éléments structurés qui sont les moins coûteux.

3.6.3.2 Adaptation du maillage

Un maillage adaptatif est un maillage qui présente des tailles d'éléments en accord avec le comportement local de la physique considérée. Cela se traduit donc par :

- Un resserrement des mailles en volumes fins ou différences fines,
- Une diminution de la taille des éléments en éléments fins, dans les zones nécessitant une analyse plus fine du phénomène étudié.
- Par exemple, un maillage pourra être adapté :
 - Autour des concentrations de contraintes en mécanique des structures,
 - Au niveau d'une onde de choc ou d'un ressaut hydraulique respectivement en aérodynamique et hydraulique.

L'exemple de la Figure 3.9 montre un maillage adapté pour la localisation précise des chocs. Le maillage permet aisément de repérer la position des chocs. Il est obtenu suite à un premier calcul effectué sur un maillage non adapté.

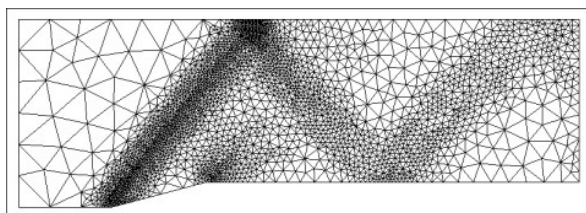


Figure 3.9: Maillage adapté pour la capture de "chocs" (écoulement supersonique), [151].

3.6.4 Écoulements proche paroi

Les écoulements turbulents sont sensiblement influencés par la présence des parois. Dans les zones très proches des parois, les effets de viscosité réduisent les fluctuations des vitesses tangentielles. En dehors de la zone de proche paroi, la turbulence apparaît plus rapidement par la production d'énergie cinétique turbulente due au gradient de vitesse moyenne, [133,152-153].

Plusieurs expériences [120, 148,154-155] ont montré que la région proche paroi peut être divisée en trois couches qui sont :

- Près d'une paroi solide, il existe une couche de très faible épaisseur dans laquelle les forces de viscosité sont prédominantes.
- Loin des parois, l'écoulement peut être considéré comme turbulent où non visqueux.
- Entre les deux couches, il existe une zone transitoire où les effets de la viscosité moléculaire et de la turbulence sont de même importance.

La Figure 3.10 illustre la subdivision de la zone de proche paroi.

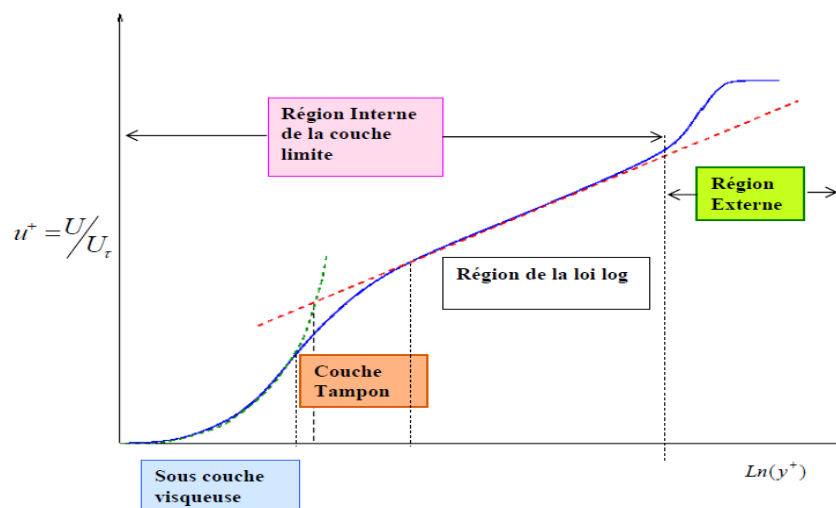


Figure 3.10: Subdivision expérimentale de la région proche-paroi, [153].

Cette décomposition permet de traiter un grand nombre de problèmes en découplant les effets à grande échelle (liés à la turbulence) et ceux intervenant à petite échelle près d'une paroi (et faisant jouer un rôle crucial à la viscosité du fluide).

3.6.5 Modélisation de la couche limite

La modélisation des zones de proche paroi a un impact significatif sur les résultats de la simulation numérique, car la présence des parois constitue la principale source de vorticité et de turbulence et les variables de l'écoulement turbulent y présentent un fort gradient.

Les modèles de turbulence définis précédemment (k-à, k-à, k-à SST, RSM, LES), demeurent valables pour le calcul des écoulements turbulents loin des parois, cependant ces modèles doivent être adaptés aux zones situées près des parois.

L'épaisseur du premier élément, adjacent à la paroi, exigé par un modèle donné de turbulence est généralement déterminée en se basant sur la distance non dimensionnelle y^+ de la paroi, qui est définie par :

$$y^+ = \frac{u_\tau y}{\nu} \quad (3.67)$$

Où :

u_τ est appelée vitesse de frottement ou $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho}}$;

τ_p est la contrainte de frottement pariétal ;

ν est la viscosité cinématique locale du fluide.

Dans le cas de la CFD, il est donc important de choisir puis contrôler la taille de la première maille de couche limite, i.e. la valeur de y^+ . Pour l'évaluer, on doit connaître la contrainte de frottement pariétal, τ_p . A cette fin on peut utiliser des expressions empiriques ou des tables (Moody chart) pour le coefficient de frottement pariétal.

La Figure 3.11 illustre ces subdivisions dans le cas d'une conduite lisse, [148] pour laquelle des lois empiriques définissent la vitesse dans la couche limite. Les fonctions de paroi standard se basent sur la loi logarithmique suivante :

$$U^+ = \frac{U}{u_\tau} = \frac{1}{\kappa} \ln(E y^+) \quad (3.68)$$

Où :

E est une constante empirique : $E=9.8$;

κ est la constante de Karmann : $\kappa=0.41$;

y^+ est la distance adimensionnelle à la paroi.

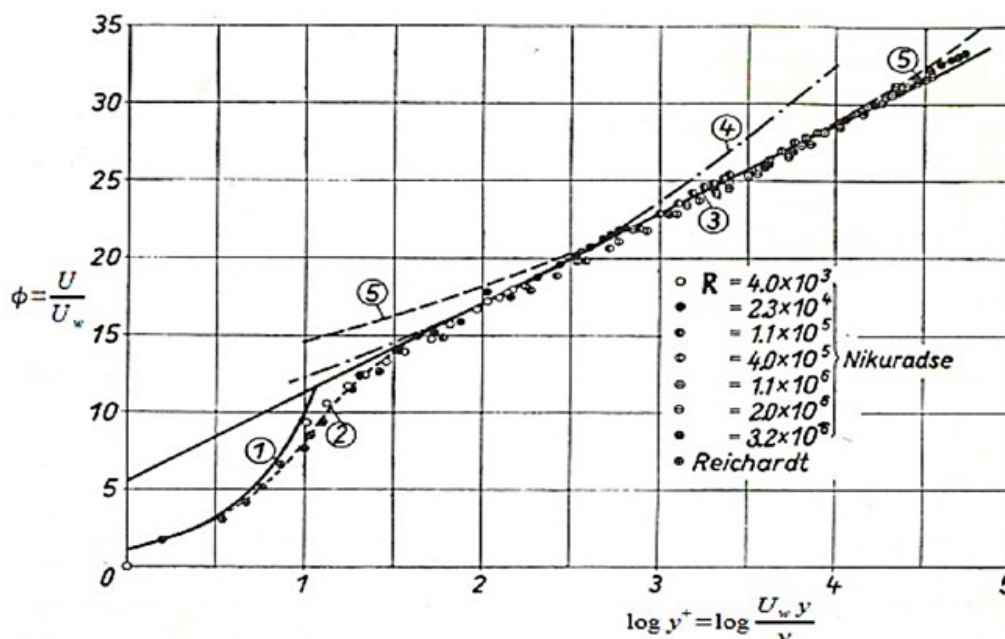


Figure 3.11: Loi universelle de distribution de la vitesse pour les tubes lisses, [148].

Sur la Figure 3.11, la loi logarithmique est représentée par la courbe (3). La courbe (1) représente l'écoulement dans la sous-couche limite laminaire $U^+ = y^+$. La courbe (2) donne l'évolution de la vitesse dans la couche transitoire. La courbe (4) donnée par la loi empirique $\Phi = 8.74 y^+$ est applicable pour $Re < 105$. Pour la même zone (turbulente) la courbe (5) est donnée par $U^+ = 11.5 y^+$.

Dans le modèle de turbulence $k-\omega$ SST, pour que la loi logarithmique de paroi soit valide, y^+ doit être de l'ordre de 1. On peut estimer la taille des mailles par la théorie, mais en réalité le contrôle des valeurs de y^+ se fait a posteriori lorsque la solution converge. Si on se rend compte que la taille des premières mailles est trop élevée, on doit alors raffiner le maillage sur le solveur directement.

Les facteurs primaires affectant les paramètres de l'écoulement dans la zone proche paroi et par la même la distinction des différentes régions (laminaire, turbulente) sont, [153,156] :

- Effets du nombre de Reynolds,
- Effets de l'intensité de turbulence,
- Effets du nombre de Mach,
- Les pressions Adverses.

3.7 Conclusion

Différentes stratégies pour la modélisation des écoulements à grand nombre de Reynolds ont été présentées dans ce chapitre. Différents modèles de turbulence sont présentés, en partant du plus simple comme le modèle à zéro équation, jusqu'aux plus complexes comme des modèles du second ordre (RSM). Suivant la complexité de l'écoulement, le choix du modèle de turbulence est, toujours, un point délicat lors de l'emploi des codes CFD. Néanmoins, les modèles RANS classiques, comme $k-\varepsilon$, $k-\omega$ et $k-\omega$ SST sont amplement utilisés et apportent des résultats satisfaisants, en pratique, pour les écoulements internes. Trois critères influencent de manière importante le choix d'un modèle de turbulence : la nature physique du problème, la qualité des résultats attendus et la puissance de calcul.

D'autre part, nous avons discuté les caractéristiques de maillage qui ont une incidence directe sur la précision et la convergence de la solution. Le maillage doit être lisse, avec une densité variant progressivement, être raisonnablement aligné sur les caractéristiques de l'écoulement, et les éléments déformés doivent être évités autant que possible. Dans le cas des écoulements turbulents, des besoins particuliers de modèles de turbulence doivent, également, être respectés, notamment le y^+ . Enfin, un maillage qui remplit tous ces critères doit être produit dans un temps raisonnable, avec une intervention limitée de l'utilisateur.

CHAPITRE .4

VALIDATION DES MODÈLES DE CALCULS

4.1 Introduction

La simulation numérique de la dynamique des fluides est utilisée de plus en plus comme outil d'analyse en recherche et en industrie. Cependant, la génération de maillage demeure un défi majeur, en particulier pour la simulation d'écoulements turbulents, car il peut être très difficile et coûteux en temps de générer un maillage qui produit des résultats précis. La modélisation et la simulation interviennent pour:

- La compréhension de la structure de l'écoulement ainsi que l'interaction à l'intérieur d'un système (déterminer le rendement, la performance, etc...) ;
- L'étude du comportement du système par rapport à son environnement extérieur (consommation énergétique/cout, etc...) ;
- La prédiction du comportement d'un système pour des situations nouvelles ou extrêmes;
- La conception de nouveaux dispositifs et/ou composants, étude de système avant la création de prototype et mise en œuvre de nouveaux procédés;
- L'optimisation des solutions lors de la conception.

Les développements et les progrès réalisés au cours des deux dernières décennies ont conduit à l'apparition d'une méthodologie qui est devenue standard. Comme pour tout système complexe, la clef de la maîtrise réside dans l'identification et la modularisation des tâches. Actuellement, la méthodologie standard découpe le processus de simulation en quatre tâches distinctes, qui sont :

- Modélisation Géométrique ;
- Maillage ;
- Résolution ;
- Analyse et Visualisation.

La simulation ne supprime pas l'expérimentation mais la complète. Elle permet d'effectuer l'analyse du problème dans des conditions réalistes (reproduire des tests que l'on fait en expérimentation pour mieux les comprendre et à moindre coût) ou

au contraire dans des conditions d'essais extrêmes et/ou marginales (climats extrêmes, défauts d'installations, etc...).

À travers la simulation, le système étudié devient plus compréhensible. On peut facilement faire des études sur les écoulements. Généralement, l'utilisateur peut aussi faire varier le temps pour une étude donnée, ce qui est impossible par ailleurs. La simulation se présente toujours sous forme d'un programme ou d'outils informatiques. Ces derniers sont couramment appelés des environnements de simulation.

Dans ce chapitre, nous présenterons des cas tests servant à valider nos modèles de calculs qui seront utilisés par la suite pour l'optimisation du profil d'une tuyère double galbe. Pour cela, nous utiliserons les environnements **Ansys-ICEM** pour générer les maillages et **Ansys-Fluent** pour résoudre les équations de nos modèles. La validation sera basée sur des données expérimentales et numériques issues de la bibliographie.

4.2 Géométrie

Plus les détails géométriques d'une application cible peuvent être déterminés, plus les résultats obtenus de la simulation précisent le champ d'écoulement. Cela ne veut pas dire que toutes les composantes géométriques doivent être modélées.

Pour bien définir les détails géométriques d'une configuration, un nombre de points élevé du maillage est exigé, et par conséquent le délai d'exécution sera plus long. Le niveau de précision auquel la géométrie est modélisée dépend du type des résultats exigés et du temps d'exécution acceptable. La Figure 4.1 montre une géométrie de la tuyère double galbe utilisée dans cette étude.

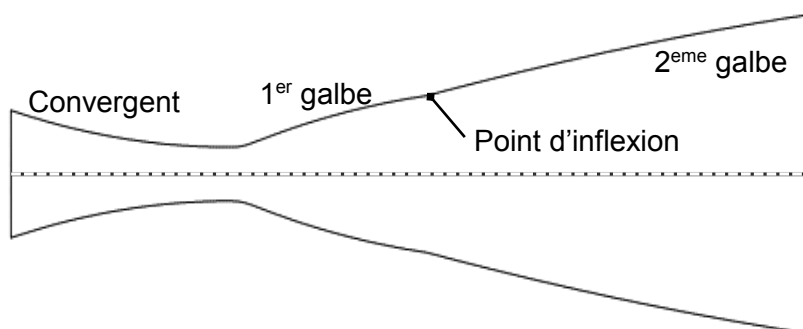


Figure 4.1: Exemple d'une géométrie 2D de la tuyère double galbe avec un convergent.

Toutes nos géométries ont été générées dans l'environnement de travail Ansys-ICEM. Notons que cela a l'avantage d'éviter tout un travail supplémentaire de nettoyage de la géométrie. D'un autre côté, toute discontinuité susceptible d'apparaître lors de la conversion de format de fichiers (i.e. Catia→Igs ou SolidWorks →Igs) est évitée.

4.3 Maillage

La génération du maillage est primordiale quant à la réussite des calculs et à la précision des résultats. Il diffère fortement selon le problème et les calculs que nous souhaitons effectuer. Il sert à la représentation discrète des variables continues. Toutefois, un bon maillage est un compromis entre la précision recherchée et le temps de calcul.

Dans cette partie, notre objectif est de créer un maillage qui, sous la base de nos connaissances en mécanique des fluides et en méthodes numériques, serait approprié à des calculs à grand nombre de Mach, e.g. raffiner le maillage dans les zones où nous nous attendons à de forts gradients. Notons que nos maillages ont été générés dans l'environnement Ansys ICEM CFD selon la procédure suivante :

- Dessiner ou importer une géométrie ;
- Définir un domaine de calcul;
- Créer un blocking dans le cas d'un maillage structuré ;
- Générer le pré-maillage puis le maillage;
- Convertir le maillage structuré en un maillage non structuré;
- Proposer les conditions aux limites (segmenter le domaine de calcul en zones afin de leur attribuer des conditions aux limites) ;
- Lorsque le maillage est terminé et que les conditions aux limites sont correctement imposées, il ne reste qu'à exporter ce maillage sous un format lisible par le solveur, Fluent en l'occurrence. C'est la commande File/Export/Mesh qui permet d'écrire un fichier de maillage avec l'extension ".msh".

4.4 Conditions aux limites

Pour toutes les frontières du volume de contrôle qui sont des interfaces entre les régions dans lesquelles l'écoulement est simulé et celles en dehors du domaine de calcul, les propriétés du fluide et de l'écoulement doivent être spécifiées.

Souvent la spécification du type paroi, à savoir : paroi adiabatique, paroi de non glissement, etc..., est suffisante, dans d'autre cas, des informations complémentaires sont exigées (température de la paroi, etc...), [157].

Les écoulements étudiés dans ce travail s'effectuent dans des domaines confinés 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 :

- Conditions d'écoulement à l'entrée du domaine;
- Conditions d'écoulement à la sortie du domaine;
- Conditions de symétrie;
- Conditions aux parois solides.

Le nombre de conditions à l'entrée ou à la sortie dépend de la nature locale d'écoulement, i.e. supersonique ou subsonique.

4.4.1 Conditions d'entrée

Si l'écoulement à l'entrée est subsonique, trois conditions sont à imposer :

- Pression totale ou de stagnation, P_0 ;
- Température totale ou de stagnation, T_0 ;
- Vitesse transversale nulle, $u_2 = 0$.

Si l'écoulement à l'entrée est supersonique, le nombre de Mach doit être spécifié et par conséquent, quatre conditions sont nécessaires :

- Pression totale, P_0 ;
- Température totale, T_0 ;
- Vitesse transversale nulle, $u_2 = 0$.
- Vitesse axiale u_1 correspondante au nombre de Mach spécifié.

La pression totale P_0 n'est pas une variable indépendante. Cependant, la valeur P_0 désirée est assurée par l'imposition de la pression statique P_s correspondante. Ainsi, la pression statique sera imposée de manière non linéaire.

Elle est alors actualisée durant le calcul de façon à garantir la valeur de la pression totale désirée, [115].

4.4.2 Conditions de sortie

En général, une seule condition à la sortie est imposée pour les écoulements internes. Cette condition correspond à la pression statique à la sortie.

4.4.3 Condition de symétrie

Les écoulements étudiés sont des écoulements bidimensionnels axisymétriques. Seule la moitié du domaine fluide est alors considérée et la condition de symétrie est assurée en imposant une vitesse (donc la quantité de mouvement) transversale nulle le long du plan de symétrie.

4.4.4 Conditions aux parois solides

Les conditions aux parois solides sont différentes selon que l'écoulement est visqueux ou non.

– Écoulement non-visqueux

Dans un écoulement non visqueux, les particules fluides doivent glisser au contact d'une paroi solide. Cette condition de glissement est assurée grâce à la condition d'imperméabilité de la paroi, elle se traduit par une vitesse normale du fluide nulle le long de cette paroi.

– Écoulement visqueux

Si l'écoulement est visqueux, au contact d'une paroi solide, la viscosité impose que les particules fluides restent attachées à cette paroi. La vitesse du fluide est alors nulle sur la paroi, [115] :

$$u = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial u}{\partial y} = 0$$

Concernant la condition d'une paroi adiabatique, nous imposons dans les deux cas d'écoulements, l'une des deux possibilités suivantes:

- Soit on impose une répartition uniforme de la température, égale à la température de l'entourage (système extérieur), sur la paroi d'où, une paroi isotherme.

La Figure 4.2 montre les types de conditions aux limites utilisés pour les différentes simulations réalisées durant ce travail.

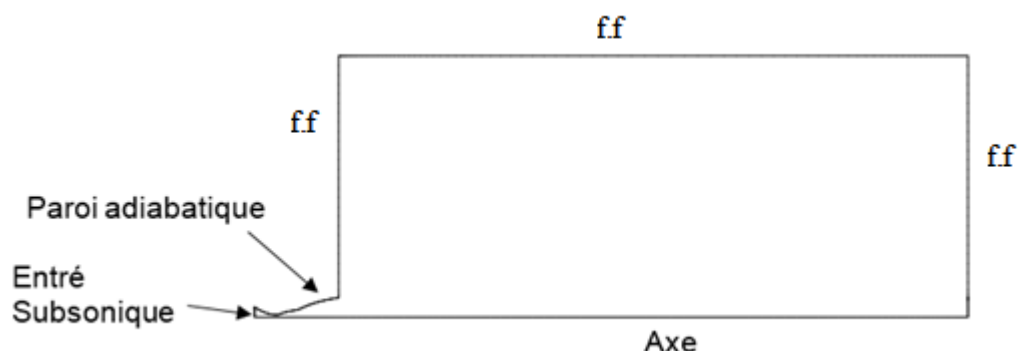


Figure 4.2: Types des conditions aux limites utilisées dans les simulations des différents cas tests.

4.5 Résolution

L'étape de la résolution est effectuée avec le solveur Fluent. Ce dernier fournit, en générale, de bons résultats lors de la simulation des écoulements internes, [158].

L'un des intérêts de ce logiciel de simulation, est qu'il dispose d'un nombre relativement important de modèles, pouvant faire face à divers aspects de la mécanique des fluides :

- écoulements diphasiques (miscible, non miscible, cavitation, solidification), turbulence (LES, $k-\epsilon$, $k-\omega$, S-A, Reynolds Stress...);
- combustion (pré-mélangé et non pré-mélangé);
- transport de particules;
- écoulements en milieux poreux;
- maillages mobiles et dynamiques avec reconstruction du maillage.

Les schémas numériques temporels et spatiaux peuvent être modifiés pour améliorer la convergence. Le logiciel Fluent permet de tirer parti des systèmes multiprocesseurs aussi bien au sein d'une seule machine qu'en réseau. Les équations gouvernantes utilisées dans ce logiciel sont formulées en utilisant l'approche de volume fini.

Les possibilités de visualisation sont nombreuses, on peut par exemple tracer les valeurs du coefficient de frottement pariétal afin de détecter un éventuel décollement, visualiser des lignes de courant ou d'autres paramètres de l'écoulement et de la turbulence. Il est également possible de tracer les contours de différentes variables qui décrivent l'écoulement : pression, vitesse, variables turbulentes, en utilisant la fonction display/contours.

4.6 Application sur les tuyères supersoniques

Dans les applications relatives aux moteurs fusées, les tuyères possèdent, généralement, une géométrie de révolution. Malgré les effets tridimensionnels éventuellement susceptibles de s'y développer, l'étude axisymétrique conserve, en première approche, tout son intérêt puisqu'elle permet de calculer à bien moindre coût la majorité des caractéristiques de ce type d'écoulements, [131].

4.6.1 Tuyère CNES PERSEUS (ONERA)

Ce cas test a été choisi parce qu'il est parmi les références utilisées, [16], et fournit de nombreux résultats qui vont servir à la validation de notre démarche de simulation.

4.6.1.1 Géométrie de la tuyère CNES PERSEUS

Nous avons décrit dans le premier chapitre les phénomènes physiques rencontrés au sein des tuyères. Dans notre cas, nous nous limitons à l'étude de la modélisation des phénomènes stationnaires. La géométrie originale a été générée par un code de calcul en appliquant la méthode des caractéristiques. La tuyère est ensuite, testée dans la soufflerie aérodynamique ONERA-R2Ch [16] et des simulations numériques par des codes maison sont, aussi, accomplies.

Les bases de données expérimentales et numériques fournies dans cette référence [16] servent pour la validation de notre modèle implémenté dans Fluent.

Le Tableau 4.1 résume les caractéristiques géométriques de la tuyère double galbe CNES PERSEUS étudiée par P. Reijasse et al [16] et la Figure 4.3 présente la reproduction de sa géométrie.

Tableau 4.1: Caractéristiques de la tuyère double galbe d'ONERA, [16].

Quantités	Symboles	Valeurs
Rayon au col	R_{th}	10mm
Nombre de mach de conception	M_D	5.34
Longueur du premier galbe	L_b/R_{th}	8.83
Rayon de sortie du premier galbe	Y_b/R_{th}	2.879
Longueur du deuxième galbe	L_{ext}/R_{th}	17.67
Longueur du divergent	L_{tot}/R_{th}	26.51
Diamètre sortie tuyère	D_{ext}/R_{th}	14.92
Pression chambre	P_0	52×10^5 Pa
Température génératrice	T_0	330 K

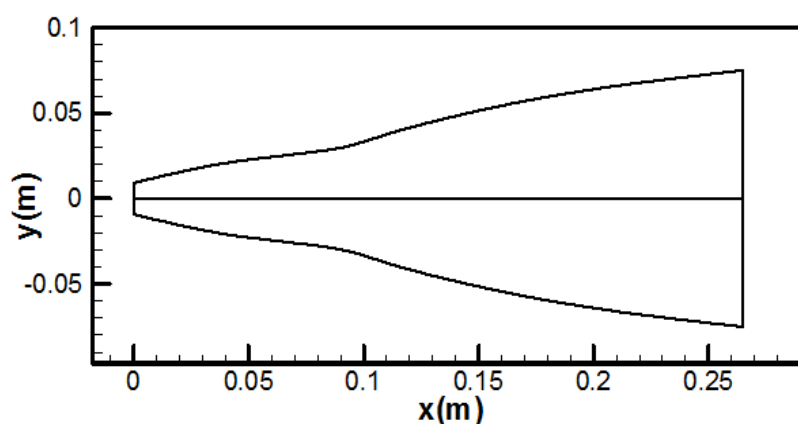


Figure 4.3: Géométrie de la tuyère CNES PERSEUS (ONERA) [16].

4.6.1.2 Calcul non-visqueux

Cette première étape porte uniquement sur le profil de tuyère sans convergent et sans domaine extérieur en écoulement non-visqueux. L'objectif est de vérifier que le profil reproduit ne comporte pas d'ondes de choc notables.

– Maillage de calcul

Plusieurs tailles de maillage sont utilisées pour étudier l'indépendance des résultats du maillage. Ces maillages sont raffinés dans la région du col et proche de la paroi (les régions où les propriétés locales de l'écoulement varient rapidement). La Figure 4.4, montre un maillage structuré monobloc de la géométrie de tuyère, généré dans l'environnement Ansys-ICEM. Un total de 386 nœuds ont été distribués sur la frontière du profil. Le maillage est constitué de 11 910 cellules quadrilatères.

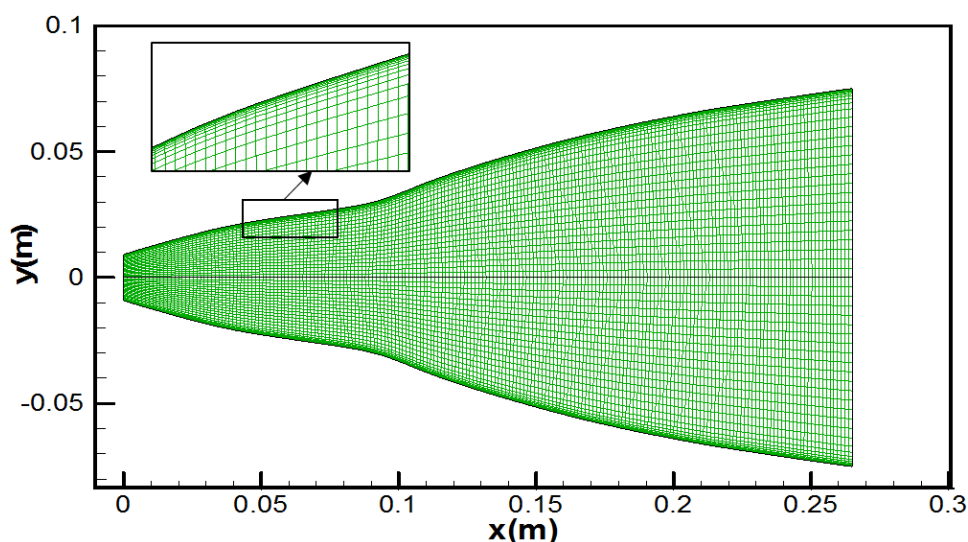


Figure 4.4: Maillage structuré de la tuyère CNES PERSEUS.

– Condition aux limites

La Figure 4.5 résume les conditions aux limites utilisées dans le modèle de calcul. Les mêmes conditions aux limites sont utilisées dans les différents cas tests en changeant les valeurs attribuées aux variables d'entrées et de sorties afin de tenir compte du fonctionnement en mode basses altitudes (SM : Sea Mode) et en mode hautes altitudes (AM : Altitude mode).

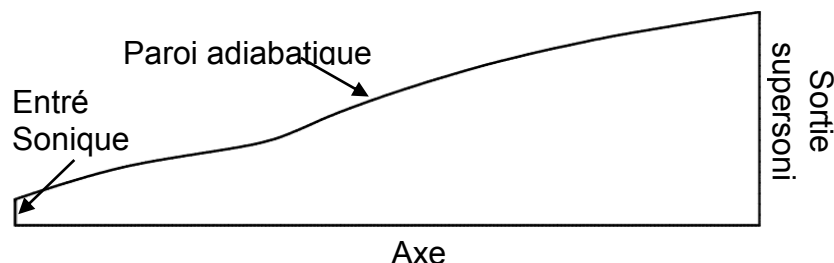


Figure 4.5: Conditions aux limites imposées dans le modèle.

Nous avons réalisé plusieurs calculs de simulation en modèle axisymétrique stationnaire non-visqueux. Ces simulations ont permis une première validation des résultats numériques par rapport aux résultats de P. Reijasse et al [16], afin de mieux appréhender la sensibilité de ce type d'écoulement aux conditions aux limites imposées.

Le Tableau 4.2 représente un récapitulatif des conditions aux limites et les hypothèses utilisées pour ce cas test, en fonctionnement en mode hautes altitudes (AM), NPR=806.

Tableau 4.2: Conditions aux limites du modèle non-visqueux en mode AM.

Modèle	2D, axisymétrique, permanent
Solveur	Couplé, implicite
Fluide	Air, loi des gaz parfaits
Conditions aux limites à l'entrée	Pression d'entrée $\begin{cases} P_0 = 52 \times 10^5 \text{ Pa} \\ P_s = 2745600 \text{ Pa} \\ T_0 = 330 \text{ K} \end{cases}$
Conditions aux limites à la sortie	Pression de sortie $\begin{cases} P_s = 6448 \text{ Pa} \\ T_s = 300 \text{ K} \end{cases}$
Parois	Wall (paroi adiabatique)

– Convergence de la solution

Pour s'assurer de la convergence, nous imposons des critères de convergence très sévères (i.e. 10^{-12}). Néanmoins, nous arrêtons le calcul lorsqu'on estime que la convergence est atteinte (six ordres de grandeur sont, généralement, suffisants, i.e. 10^{-6}). Les critères que nous avons utilisés sont :

- Tous les résidus (équation de continuité, quantité de mouvement et énergie) sont inférieurs à 10^{-6} .

Les résidus ont atteints des valeurs constantes qui n'évoluent plus avec l'augmentation du nombre d'itérations.

La dernière qui est la plus efficace est d'utiliser l'équation de continuité, en faisant la différence entre le débit d'entrée et celui de sortie à l'aide de l'icône « report+surface » et la valeur obtenue doit être inférieure à 10^{-2} .

– Résultats et discussions

Les résultats de calculs (champ de Mach, en particulier, et l'évolution de pression sur la paroi et sur l'axe) sont visualisés à l'aide du logiciel de visualisation Tecplot. Cet outil est très puissant en termes de visualisations des variables de l'écoulement sous forme d'un champ (contours). Il permet, aussi, d'extraire des variables, notamment la pression, sur la paroi, de visualiser les vecteurs de vitesse et les lignes de courants.

a. Contours de Mach

La Figure 4.6 montre le champ de Mach dans la tuyère CNES PERSEUS en appliquant les conditions aux limites définies précédemment (i.e. calcul Euler non-visqueux) sur notre modèle implémenté dans Fluent. Dans le but de valider notre champ de Mach, la Figure 4.7 montre le champ de Mach dans la même tuyère, calculé par la méthode des caractéristiques, [16]. Notons que les axes sur la Figure 4.6 sont maintenus en dimensionnel.

L'écoulement épouse complètement les parois de la tuyère ce qui témoigne de l'absence de décollement de l'écoulement.

D'après les contours de champ de pression (ne sont pas présentés ici), nous ne constatons pas la formation d'un choc interne. Notons que, c'est pour un rapport de pression ($NPR=806$) que cette tuyère a été optimisée.

Les contours d'iso-Mach de la présente étude sont très similaires à ceux de CNES PERSEUS [16] ce qui nous a permis de juger la bonne reproduction de la géométrie et la bonne implémentation de notre modèle sous Fluent (géométrie, maillage, condition aux limites et les méthodes de résolutions).

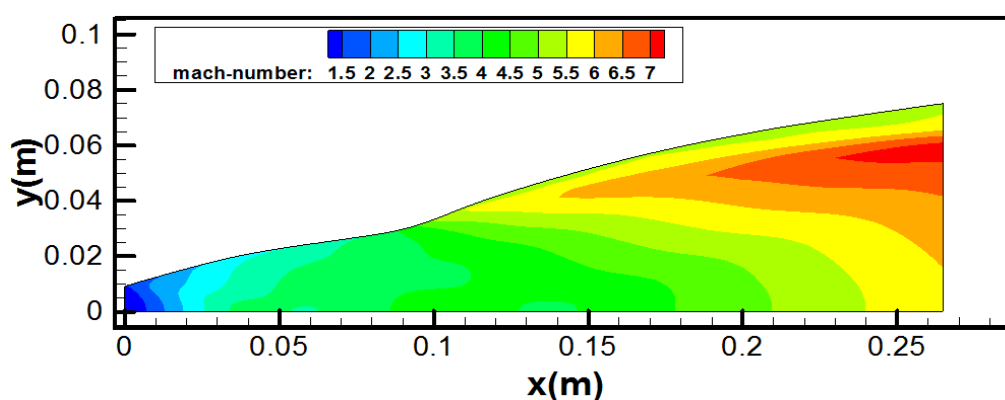


Figure 4.6: Contours d'iso-Mach dans la tuyère CNES PERSEUS en mode AM, $NPR=806$, présente étude.

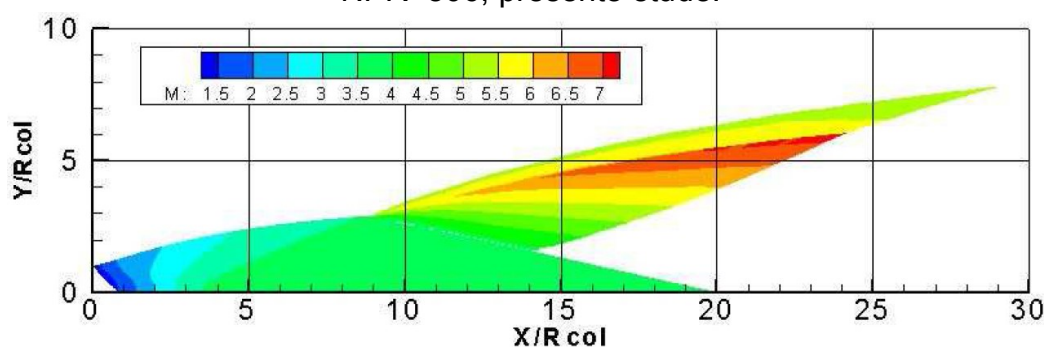


Figure 4.7: Contours d'iso-Mach dans la tuyère CNES PERSEUS en mode AM, $NPR=806$, P. Reijasse et al [16].

b. Coefficient de pression pariétale

Pour les écoulements dans les tuyères supersoniques, La pression pariétale est un paramètre très important. La Figure 4.8 représente l'évolution de cette dernière dans la tuyère CNES PERSEUS. Le résultat de calcul de la présente étude (calcul Euler) est comparé à celui de P.Reijasse et al (calcul MOC) [16].

Les deux courbes marquent une détente isentropique dans le premier galbe. Proche du point d'inflexion (jonction entre le premier et le deuxième galbe), une chute de pression est notée. Cette chute est plus prononcée dans le cas de calcul par MOC, surtout qu'elle marque une discontinuité.

Ceci peut être expliqué par la détente dite "de Prandtl", [29], provoquée par la déflexion brusque du profil de la tuyère (angle supérieur à l'angle de Prandtl-Meyer). Dans le deuxième galbe, les deux courbes marquent un palier horizontal jusqu'à la sortie de la tuyère. Ce résultat témoigne de la bonne reproduction de la géométrie du profil donné par P.Reijasse et al [16].

Ce profil (de l'extension) a été généré par la méthode du jet libre (pression pariétale constante).

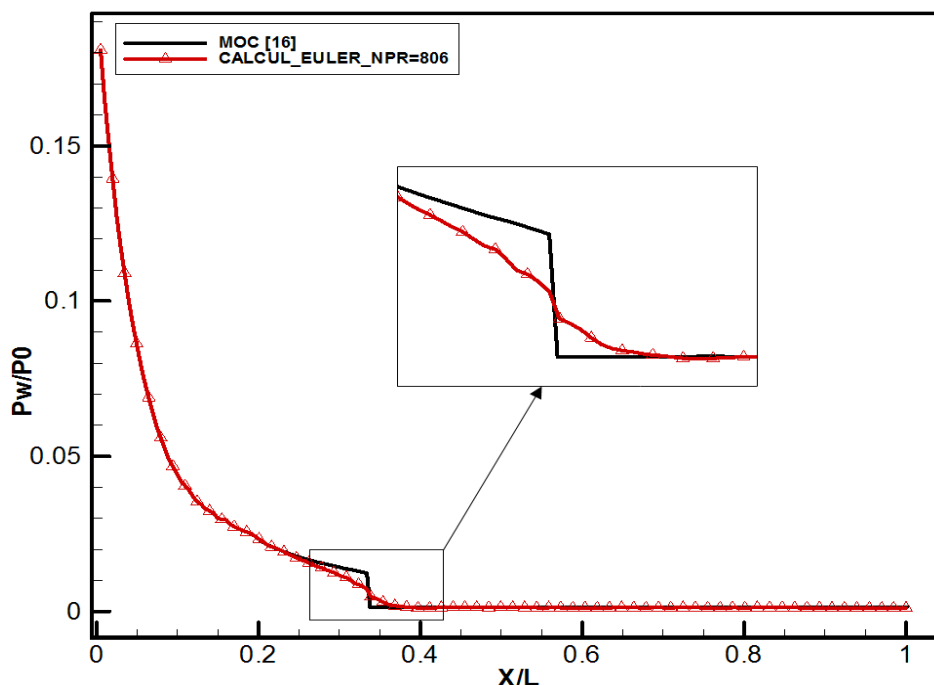


Figure 4.8: Comparaison entre la pression pariétale calculée par Fluent et par MOC [16] en mode AM, NPR=806.

4.6.1.3 Calculs visqueux

À la différence de la première étape (calcul non-visqueux), nous avons ajouté un convergent avant la section du col et caisson (très large) à la sortie de la tuyère.

Le convergent nous permet d'avoir des conditions soniques au col sans avoir recours au calcul quasi-monodimensionnel. Il a été généré en utilisant un polynôme de deuxième degré, tout en lui donnant une pente très faible afin d'éviter le renversement d'écoulement à l'entrée. Un tel caractère de l'écoulement (renversement) augmente, en général, le temps de calcul et surtout il génère des instabilités de calcul voir la divergence de ce dernier, [114].

Le choix d'un tel modèle (convergent en amont et le caisson en aval) supprime plusieurs contraintes liées au modèle de turbulence et qui font intervenir des équations supplémentaires. Il facilite le choix des conditions aux limites. En effet, on impose uniquement les conditions d'arrêt (de la chambre) à l'entrée et de la pression statique atmosphérique à la sortie. Autrement dit, nous n'avons pas à imposer les conditions au col ni à la sortie de la tuyère ce qui cause, en général, des résultats obtenus sont influencés par le types de conditions aux limites.

– Maillage de calcul

Dans cette section, nous avons utilisé deux types de maillages, structuré et non structuré, générés, tous les deux, dans l'environnement Ansys-ICEM.

Le but d'une telle démarche est de vérifier l'effet des deux maillages sur les résultats ainsi que le temps nécessaire pour réaliser ce calcul. Notons qu'en général, un maillage non-structuré est automatisé ce qui permet de réduire énormément la phase de préparation du modèle.

D'un autre côté, un maillage structuré facilite l'adaptation (raffiner les mails dans les zones d'intérêts, e.g. proche de la paroi) sans augmenter la taille globale du maillage par un facteur multiplicatif.

a. Maillage structuré

Un maillage structuré multi-blocs avec des éléments quadrilatères a été utilisé pour surmonter la contrainte d'un maillage raffiner inutilement dans les zones de moindre intérêts. Deux blocs ont été créés dans le domaine extérieur. Un maillage

fin a été généré sur le bloc le plus proche de la sortie de la tuyère. Le bloc le plus en aval a été discrétisé en utilisant un maillage structuré grossier.

La structure générale du maillage a été maintenue pour tous les cas tests. Elle est constituée d'un total de 171 012 cellules (quadrilatères) pour l'ensemble du modèle. Un total de 300 nœuds a été distribué sur les parois du divergent de la tuyère. La plus part de ces nœuds ont été groupés dans la région du col et à la jonction entre le premier et le deuxième galbe, Figure 4.9a.

b. Maillage non-structuré

Pour le même cas test, un deuxième maillage non-structuré a été utilisé. Ce dernier est constitué de 73 406 cellules (triangulaires), avec un totale de 108 313 nœuds, dont 356 sont distribués sur la paroi de la tuyère. Nous remarquons que ce maillage a une taille de 2.3, légèrement inférieur à celui du maillage structuré, voir Figure 4.9b.

La génération du maillage non structurer est très rapide et automatique. La Figure 4.9 montre une comparaison des deux maillages utilisés.

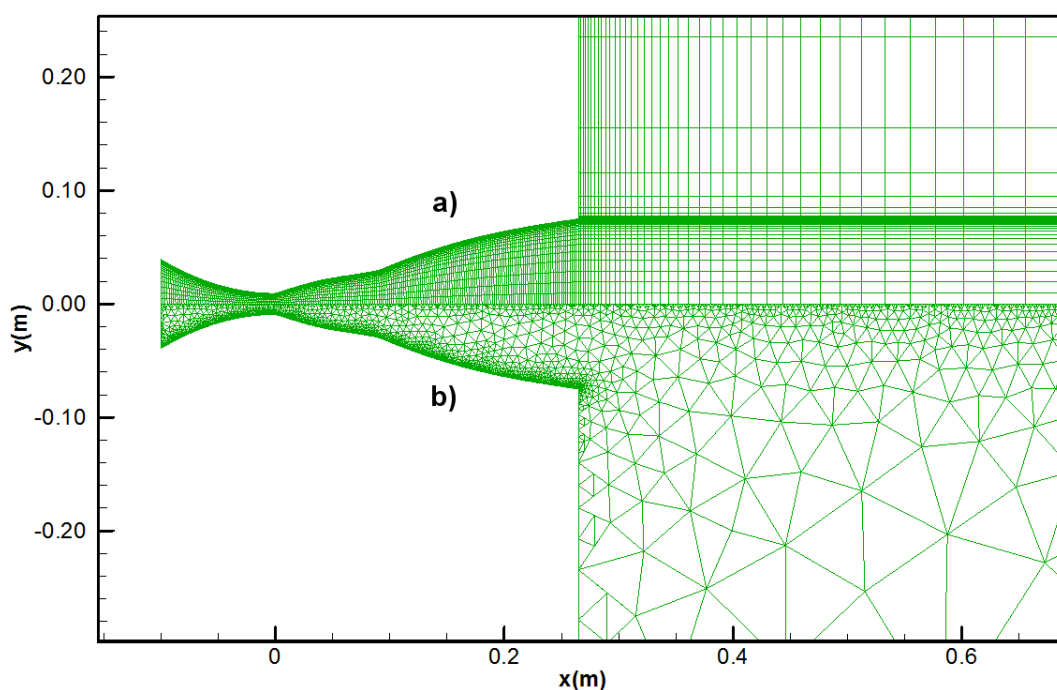


Figure 4.9: Maillage de la tuyère CNES PERSEUS avec convergent et caisson, a) maillage structuré, b) maillage non structuré.

– Conditions aux limites

Afin de reproduire fidèlement la physique du problème, il est important de traiter soigneusement les conditions aux limites du domaine de calcul.

Dans le plan d'entrée (du convergent), nous imposons des conditions aux limites issues des conditions d'arrêt de la chambre de combustion, [16]. Le Tableau 4.3 regroupe les différentes hypothèses et les conditions aux limites utilisées dans ce cas test.

Tableau 4.3: Conditions aux limites du modèle visqueux.

Model	2D, axisymétrique, permanent
Solveur	Couplé, implicite
Fluide	Air, loi des gaz parfaits
Modèle de turbulence	k ω -SST
	Pression d'entrée
Conditions aux limites à l'entrée	$\left\{ \begin{array}{l} P_0 = 52 \times 10^5 \text{ Pa} \\ P_s = 519980 \text{ Pa} \\ T = 330 \text{ K} \end{array} \right.$
Conditions aux limites à la sortie	—
Parois	Wall (paroi adiabatique)

Les conditions à la sortie du domaine de calcul ne figurent pas sur le Tableau 4.3 car plusieurs simulations ont été faites en variant la pression à la sortie afin d'avoir tous les modes de fonctionnement de la tuyère en passant du mode basses altitudes (SM), transition (TRAN) jusqu'au mode hautes altitudes (AM).

Le Tableau 4.4 résume les conditions de pression statique à la sortie pour chaque cas test et le NPR équivalent.

Tableau 4.4: Conditions de la pression à la sortie pour les différents cas tests.

Cas test	1	2	3	4	5
P_s (Pa)	6446	11954	36496.35	26530	65000
NPR	806.7	435	137	196	80

– Modèle de turbulence

Le modèle k ω -SST donne une entière satisfaction dans plusieurs travaux, en citant à titre d'exemple les travaux effectués par A. Balabel, [159], qui présente une comparaison entre les résultats expérimentaux et numériques de C.A. Hunter, [160]

en utilisant plusieurs modèles de turbulences où le modèle $k\omega$ -SST donne les résultats les plus proches de l'expérimentale en terme de prédiction des ondes de choc et leur position.

Y. Perrot [161] souligne que le modèle $k\omega$ -SST prédit la répartition de la pression pariétale en très bon accord avec l'expérience et il permet le positionnement du point de décollement au bon endroit.

– Calcul de y^+

Comme nous l'avons déjà souligné, le nombre de Reynolds est élevé et l'écoulement n'est pas du tout laminaire. Ceci dit que nous sommes dans l'obligation d'utiliser un modèle de turbulence. Contrairement au cas non-visqueux, les solutions sont plus dépendantes du maillage et une attention particulière doit être portée sur la vérification, à posteriori, de la finesse du maillage près des parois afin de s'assurer que tous les phénomènes sont capturés.

Pour satisfaire le modèle de turbulence adopté ($k\omega$ -SST), le premier point de maillage proche de la paroi doit se trouver dans la sous couche visqueuse, voir §3.6.4. Pour cela, y^+ doit garder une valeur aux alentours de l'unité (1) en proche paroi. La Figure 4.10 montre un zoom sur le maillage (no-structuré) proche de la paroi de la tuyère. Le y^+ est de l'ordre de $0.1 < y^+ < 0.93$ pour le maillage structuré et de l'ordre de $1.3 < y^+ < 4$ pour le maillage non-structuré.

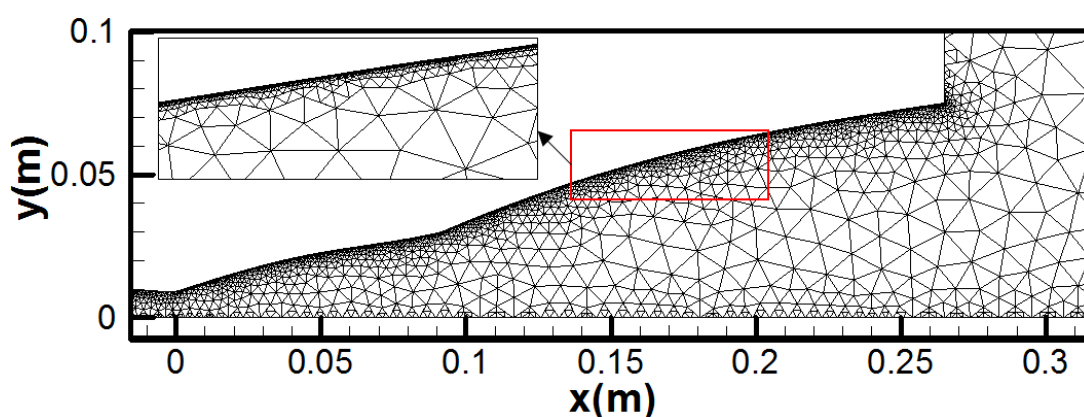


Figure 4.10: Maillage dans la région proche de la paroi.

– Contours de Mach

Les contours de Mach représentés sur la Figure 4.11 montrent le développement de l'écoulement dans la tuyère CNES PERSEUS issu d'un calcul

visqueux en utilisant le modèle de turbulence $k\omega$ -SST. La Figure 4.11a montre le fonctionnement en mode AM, NPR=435 et la Figure 4.11b montre le fonctionnement en mode SM, NPR=80.

Les contours du mode AM sont calculés sur un maillage structuré et les contours du mode SM sont calculés sur un maillage non-structuré (ce choix est discuté plus bas).

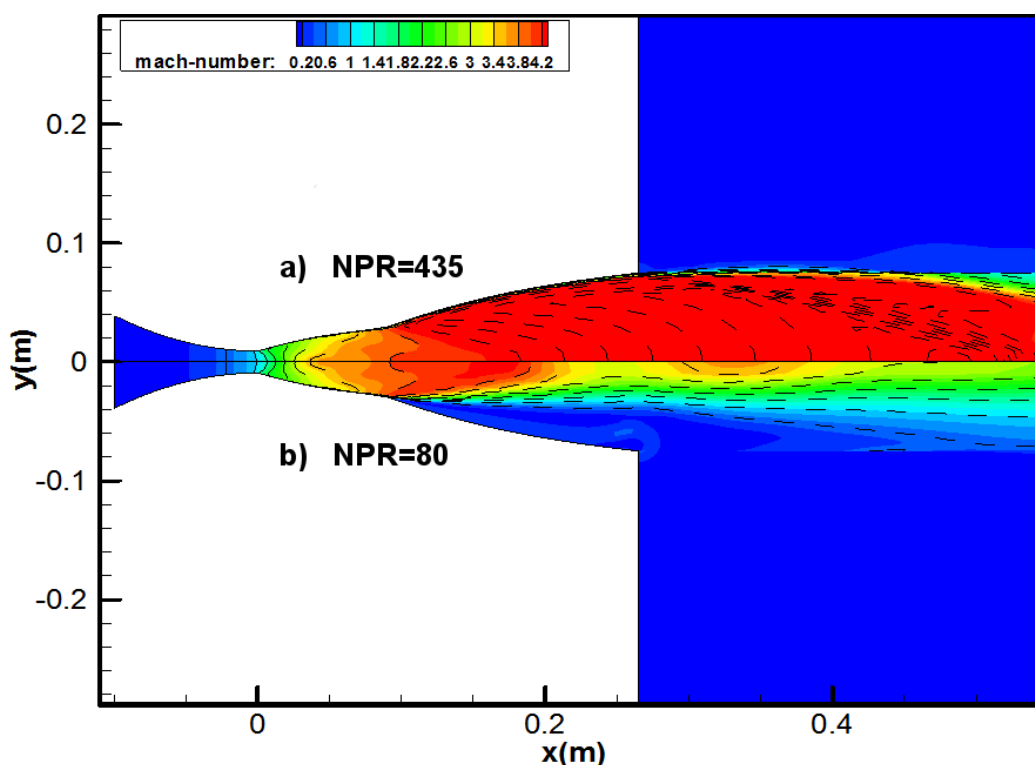


Figure 4.11: Contours d'iso-Mach dans la tuyère CNES PERSEUS en mode, a) AM, b) SM.

En mode SM avec NPR=80, il y a juste le premier galbe qui en fonctionnement “full flowing”. L'écoulement se sépare immédiatement au point d'inflexion et forme un jet libre à l'intérieur du deuxième galbe.

En mode AM (NPR=435), l'écoulement épouse la paroi du deuxième galbe en entier (absence de décollement sur toute la longueur de l'extension). Ceci témoigne de la bonne implémentation de notre modèle de calcul sous Fluent. Deux remarques intéressantes sont à signaler :

- Le fonctionnement du premier galbe est identique sur les deux modes (AM et SM) et ce pour les deux types de maillages;

- par rapport au cas non visqueux, le décollement de la couche limite est détecté ce qui reflète la physique du problème.

Ces remarques nous permettent de penser que l'implémentation de notre modèle, y compris le modèle de turbulence est réussie.

- Coefficient de pression pariétale

La Figure 4.12 montre les différentes évolutions de pression pariétale, dans le divergent, calculées par le modèle de turbulence kw-SST implémenté dans Fluent. Nos résultats sont comparés aux résultats expérimentaux et numériques obtenus par P. Reijasse et al [16].

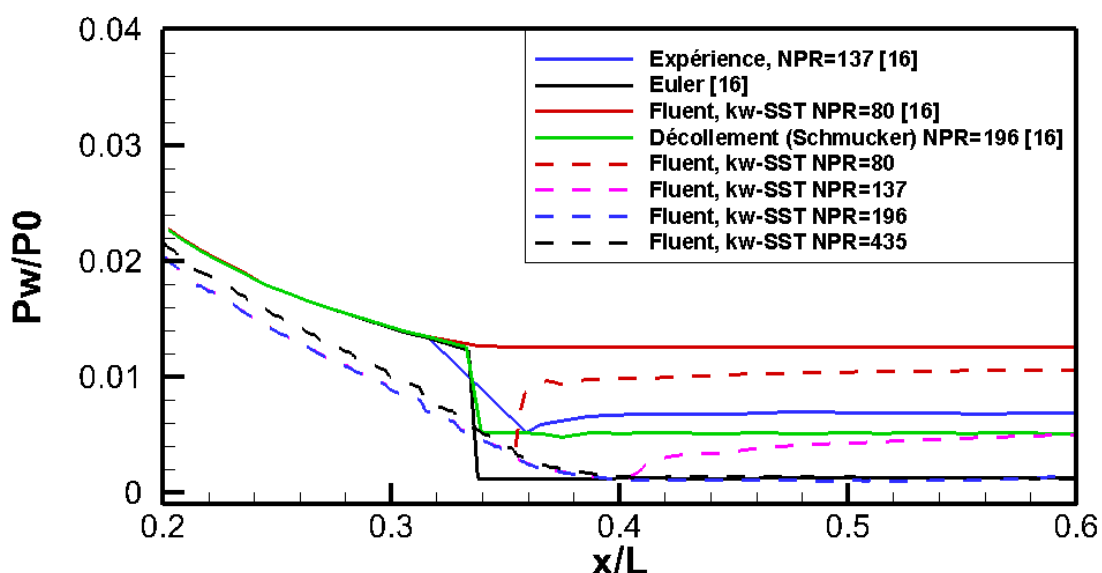


Figure 4.12: Différentes évolutions de pression pariétale calculées par Fluent comparées à celles de P.Reijasse et al [16].

En Analysant la Figure 4.12, nous constatons une très bonne cohérence entre nos résultats et ceux de P.Reijasse et al [16]. Ceci est valable pour les résultats numériques qu'expérimentaux.

La tuyère fonctionne en mode SM pour tous les $NPR < 137$. Ceci est bien démontré par l'augmentation brusque de la pression pariétale peu en aval du point d'inflexion. Elle fonctionne en régime transitoire (TRAN) pour $NPR = 137$. Dans ce mode (TRAN) nous remarquons que le point de décollement est légèrement en aval par rapport à celui détecté en expérimental.

L'application de critère de Schmucker, [79] effectué par P.Reijasse et al, [16], pour capter le décollement de la couche limite à $NPR = 196$, donne une pression pariétale

légèrement supérieure à celle calculée par le modèle $k\omega$ -SST. Nous relevons que la tuyère fonctionne en mode AM à partir de $NPR \geq 196$.

La Figure 4.13 montre le champ de Mach pour le fonctionnement en mode transitoire. Un zoom est effectué dans la zone de recirculation (en visualisant les vecteurs de vitesse) pour faciliter l'interprétation. Contrairement au cas du mode SM où le point de décollement est figé sur le point d'inflexion, le point de décollement en mode transitoire est repoussé vers l'aval sur la paroi de l'extension.

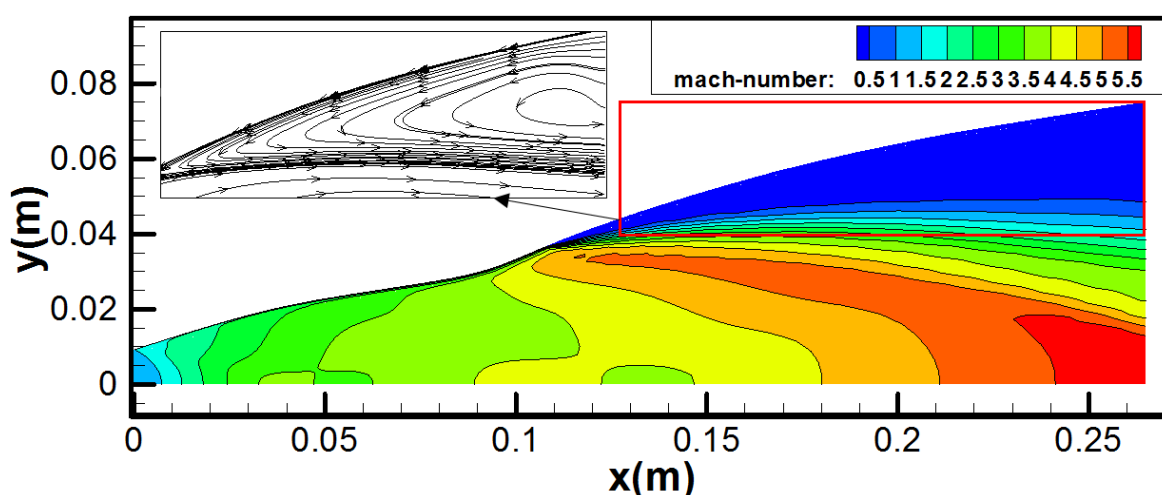


Figure 4.13: Contours d'iso-Mach dans la tuyère CNES PERSEUS en mode TRAN, $NPR=137$.

– Comparaison des résultats de maillage structuré et non-structuré

Pour étudier l'influence du type de maillage sur nos résultats, nous avons réalisé des calculs visqueux sur deux maillages structuré et non-structuré. Les propriétés des deux maillages sont données au paragraphe 4.6.1.3.

Les calculs sont réalisés en mode AM avec $NPR=435$ afin de les comparer aux résultats expérimentaux. La Figure 4.14 présente la comparaison entre les résultats obtenus par nos calculs et ceux expérimentaux de P.Reijasse et al. [16].

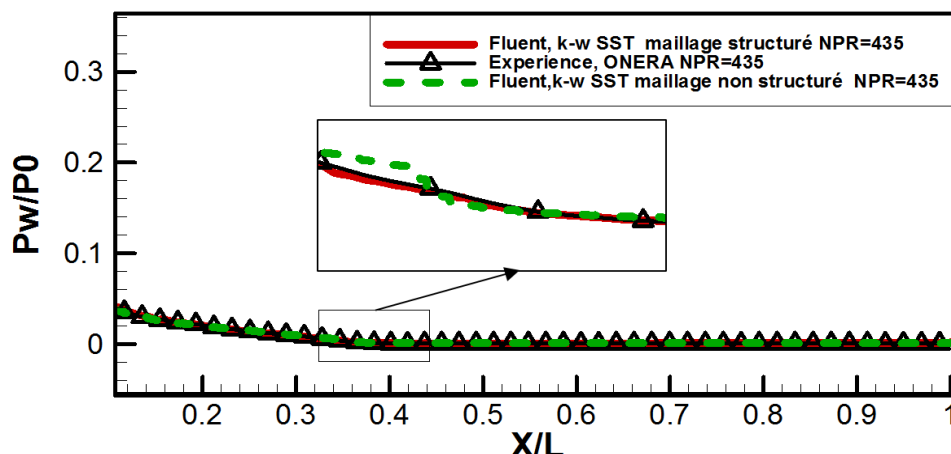


Figure 4.14: Comparaison des résultats de maillages structuré et non-structuré pour NPR=435.

D'après la Figure 4.14, nous remarquons qu'il n'y a pas de grande différence entre les résultats des deux maillages. Ils fournissent des résultats cohérents avec ceux de P.Reijasse et al, [16]. Néanmoins, nous utiliserons le maillage structuré multi-blocs dans les prochains cas tests pour les raisons suivantes :

- L'utilisation du maillage non-structuré pour le calcul turbulent demande un raffinement près de la paroi (pour assurer un y^+ de l'ordre de 1), sans déformer les cellules triangulaires, ce qui alourdi le calcul.
- On peut contrôler la génération du maillage structuré mais pas le non-structuré.
- La convergence du calcul pour le maillage non-structuré est plus coûteuse en termes du temps de calcul que celle du maillage structuré (82.12×10^4 itérations pour le maillage non-structuré contre 33.4×10^4 itérations pour le maillage structuré).

4.6.2 Tuyère DLR (German Aerospace Center)

Le deuxième cas test s'agit de la tuyère à divergent double galbe du centre de recherche DLR [1,11, 13-15,17-20,162, 163]. Ce cas test a été choisi pour plusieurs raisons, à savoir :

- La géométrie de la tuyère est complètement différente de celle du premier cas test. Ainsi, la pression d'adaptation est, aussi, différente par rapport à celle de P.Reijasse et al, [16] ;
- Cette tuyère a été largement testée dans le centre de recherche DLR [1,11, 13-15,17-20,162-163].

4.6.2.1 Géométrie de la tuyère DLR

Plusieurs versions de cette tuyère (à différents rapport de sections et de longueurs différentes) ont été étudiées. Néanmoins, nous nous limitons à présenter seulement deux géométries, DG1 et DG3.

Le Tableau 4.5 montre les caractéristiques géométriques de ces deux tuyères, [13, 15, 18].

Tableau 4.5: Caractéristiques géométriques des tuyères DG1 et DG3 [13, 15, 18].

Quantité	Symbole	DG1	DG3
Rayon au col	R_{th}	10mm	10mm
Rapport de sections	ε_1	11.3	9.4
	ε_2	27.1	25.6
Longueur du premier galbe	L_b/R_{th}	6.2	5.2
Longueur de l'extension	L_{ext}/R_{th}	8.3	8.3
Longueur totale de la tuyère	L_{tot}/R_{th}	14.3	13.5
Angle d'inflexion à la jonction	α	7.2°	7.2°

La Figure 4.15 présente la géométrie de la tuyère DLR (DG3) ainsi que le type de conditions aux limites implémentées dans le modèle de calculs.

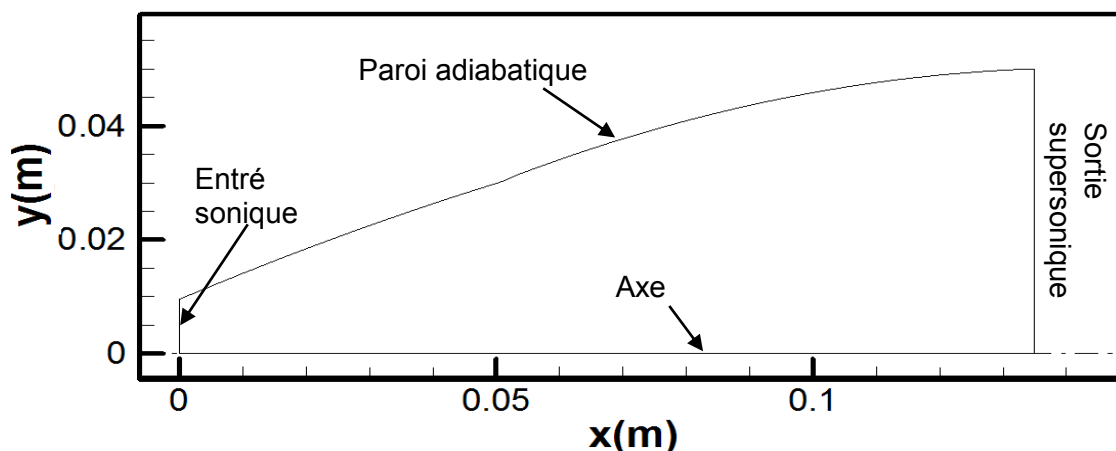


Figure 4.15: Géométrie de la tuyère DLR (DG3) et les conditions aux limites imposées.

4.6.2.2 Calcul non-visqueux

De la même manière que lors du premier cas test, nous avons effectué deux calculs, non-visqueux et visqueux, sur les tuyères DLR. Cette section traite le cas du calcul non-visqueux. Le domaine de calcul a été discrétisé respectivement en 7641 et 5192 cellules quadrilatères pour les profils DG1 et DG3. Les calculs sont faits en mode AM pour les deux profils : DG1 avec NPR= 594 et DG3 avec NPR=529.

– Conditon aux limites

Le Tableau 4.6 explicite les conditions aux limites montrées à la Figure 4.15 imposées dans le modèle de calcul non-visqueux en mode AM de deux profils DLR.

Tableau 4.6: Conditions aux limites du modèle non-visqueux en mode AM.

Model	2D, axisymétrique
Solveur	Couplé, implicite
Fluide	Nitrogène N ₂ , loi des gaz parfaits
Conditions aux limites à l'entrée	Pression d'entrée $\left\{ \begin{array}{l} P_0 = 50 \times 10^5 \text{ Pa} \\ P_s = 2641449 \text{ Pa} \\ T_0 = 293 \text{ K} \end{array} \right.$
Conditions aux limites à la sortie	Pression de sortie $\left\{ \begin{array}{l} DG1 P_s = 8417.5 \text{ Pa} \\ DG3 P_s = 30314.9 \text{ Pa} \\ T = 293 \text{ K} \end{array} \right.$
Parois	Wall (paroi adiabatique)

Les critères de convergence de la solution sont identiques à ceux de la section précédente et ils ne seront pas rappelés ici.

– Résultats et discussions

a. Contours de Mach

La Figure 4.16 présente le champ de Mach de la tuyère DLR-DG3 en mode AM (NPR=529). Étant donné que cette tuyère est plus courte que celle de CNES PERSEUS, nous remarquons donc, la différence de l'évolution du champ de Mach à partir du col.

De même, Nous notons l'existence d'une série d'ondes de détente peu en aval du col (pente de courbure importante) et une autre à partir du point d'inflexion.

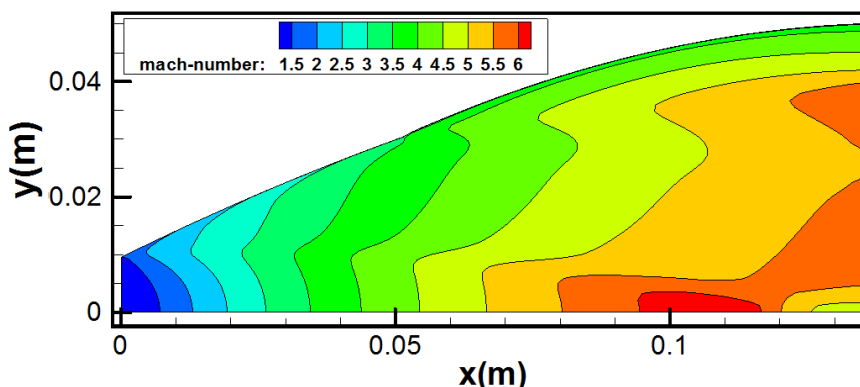


Figure 4.16: Contours d'iso-Mach dans la tuyère DLR/DG3 en mode AM, NPR=529.

Le champ de Mach dans la tuyère DG1 ne sera pas présenté car nous avons pratiquement la même évolution que dans la tuyère DLR/DG3.

b. Coefficient de pression pariétale

Les Figures 4.17 et 4.18 montrent la comparaison de la pression statique pariétale dans les deux tuyères DLR (DG1 et DG3) en mode AM (NPR=594 et 529 respectivement), issue du calcul non-visqueux et celles du DLR [13] calculées par la méthode des caractéristiques ainsi que celles mesurées expérimentalement.

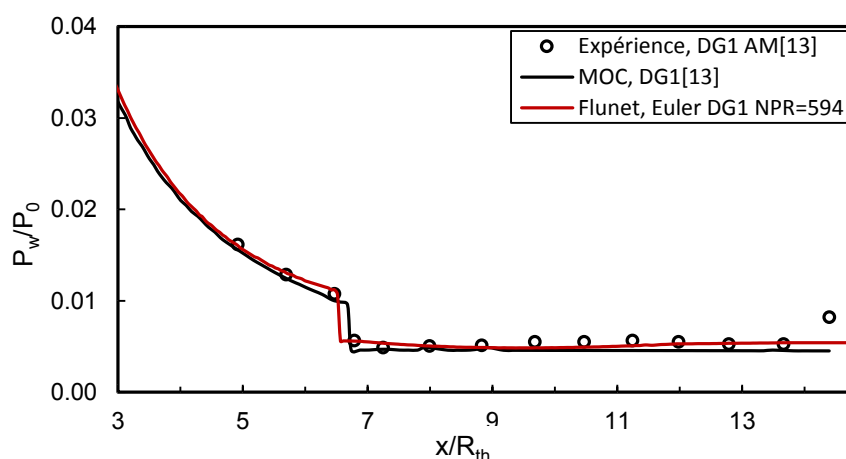


Figure 4.17: Comparaison de la pression partielle en mode AM, NPR=594, de la présente étude à celle du DLR [13].

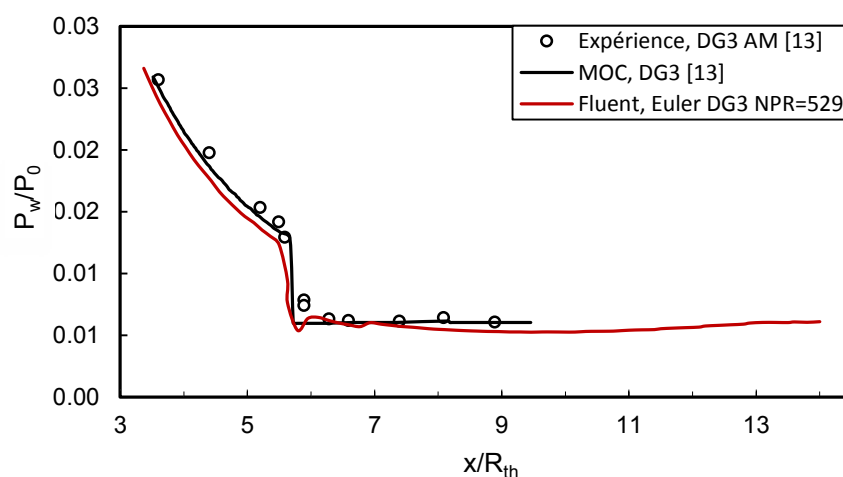


Figure 4.18: Comparaison des pressions partiales en mode AM (NPR=529), de la présente étude à celle du DLR [13].

Les résultats obtenus par Fluent sont très cohérents comparativement à ceux de DLR, [13] pour les tuyères DG1 et DG3 respectivement.

Contrairement au cas test de la tuyère CNES PERSEUS (où nous n'avons pas noté la chute brusque au niveau du point d'inflexion), nous notons bien la chute brusque de la pression au niveau de la jonction des deux tuyères DLR, [18,13].

Ce résultat est attendu avec un modèle non-visqueux. Les légères différences par rapport aux calculs par MOC peuvent être expliquées par l'imparfaite reproduction des deux géométries.

4.6.2.3 Calcul visqueux

– Conditions aux limites

Dans le plan d'entrée, nous imposons des conditions aux limites issues des conditions d'arrêt de la chambre de combustion, DLR [13]. Le Tableau 4.7 résume les différentes conditions aux limites utilisées dans les différents cas tests.

Tableau 4.7: Conditions aux limites du modèle visqueux.

Model	2D, axisymétrique, permanent
Solveur	Couplé, implicite
Fluide	Nitrogène N ₂ , loi des gaz parfaits
Modèle de turbulence	k ω SST
Condition aux limites à l'entrée	Pression d'entrée $\left\{ \begin{array}{l} P_0 = 50 \times 10^5 \text{ Pa} \\ P_s = 2641449 \text{ Pa} \\ T_0 = 293 \text{ K} \end{array} \right.$
Conditions aux limites à la sortie	—
Parois	Wall (paroi adiabatique)

Plusieurs conditions de pression à la sortie ont été utilisées pour simuler les différents modes de fonctionnement des deux tuyères DLR. Le Tableau 4.8 résume les conditions de pression statique à la sortie pour chaque cas test et le NPR équivalent.

Tableau 4.8: Conditions de la pression à la sortie pour les différents cas tests.

Cas test	DG1			DG3			
P _s (Pa)	10 ⁵	98039	8417.5	104166	10 ⁵	37878	30487
NPR	50	51	594	48	50	132	164

Nous avons toujours maintenu, le modèle de turbulence $k\omega$ -SST pour nos prochains calculs. Un maillage structuré multi-blocs a été généré pour chaque cas test. Le y^+ est maintenu de l'ordre de l'unité 1 ($0.9 < y^+ < 1.3$ pour DG1 et $0.6 < y^+ < 1.8$ pour DG3). Le domaine de calcul a été discrétisé en 49352 cellules quadrilatères pour DG1 et 20487 cellules quadrilatères pour DG3.

– Résultats et discussions

a. Contours de Mach

Les contours de Mach représentés dans cette section montrent le développement de l'écoulement dans les deux tuyères DLR issu d'un calcul visqueux en utilisant le modèle de turbulence $k\omega$ -SST. Nous nous limitons à présenter deux champs de Mach pour chaque tuyère. La Figure 4.19 montre les deux champs du profil DG1 en mode TRAN (NPR=50), et en mode AM (NPR=594), respectivement.

La Figure 4.20 montre les deux champs du profil DG3 en mode TRAN (NPR=48), et en mode AM (NPR=132), respectivement.

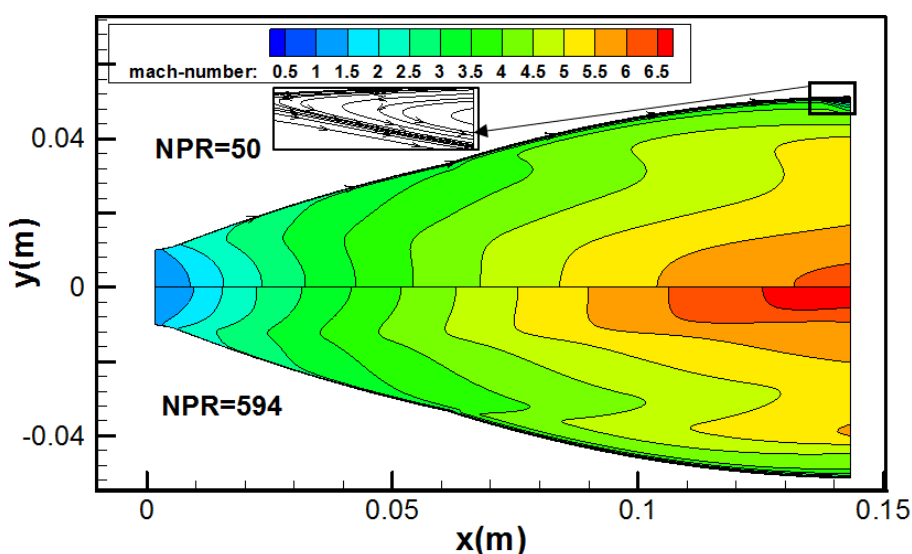


Figure 4.19: Contours d'iso-Mach dans la tuyère DG1 en mode TRAN (NPR=50) et en mode AM (NPR=594).

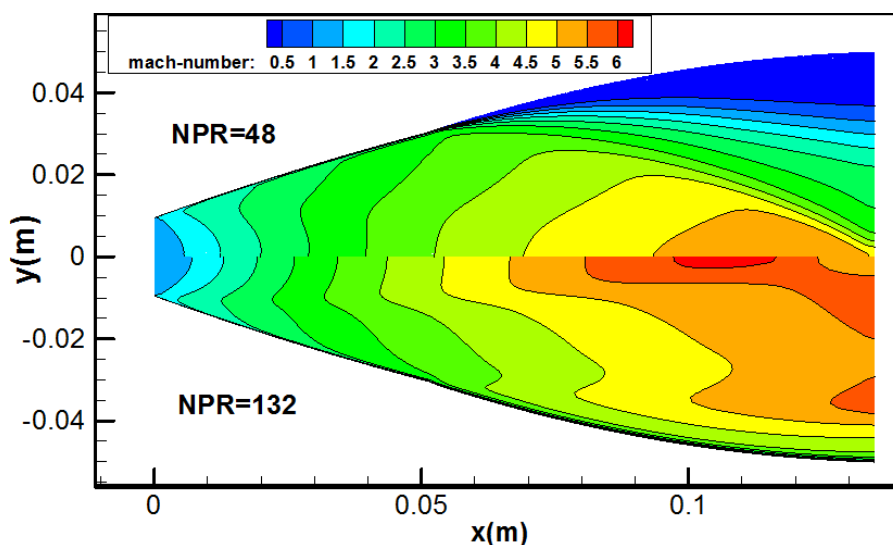


Figure 4.20: Contours d'iso-Mach dans la tuyère DG3 en mode TRAN (NPR=48) et en mode AM (NPR=132).

D'après la Figure 4.19, la tuyère DG1 fonctionne en mode de fin de transition à NPR=50. Nous constatons un décollement libre près de la lèvre de l'extension où une zone de recirculation est détectée. En mode AM (NPR=594), l'écoulement épouse la totalité de la paroi de la tuyère. Les ondes de détente en aval du col et celles induites par le point d'inflexion sont plus prononcées en mode AM.

Les modes TRAN et AM de la tuyère DG3 sont montrés à la Figure 4.20. À NPR=48, la tuyère DG3 fonctionne en début de transition. Un décollement de la couche limite est détecté en aval du point d'inflexion. L'écoulement se rattache à la paroi de l'extension en mode AM (NPR=132).

Ces discussions des champs de Mach sont appuyées par les résultats quantitatifs de la pression pariétale (section suivante).

b. Coefficient de pressions pariétales

Les Figures 4.21 et 4.22 montrent les profils de pression pariétale, dans les tuyères DG1 et DG3 respectivement. Ces derniers sont comparés aux résultats expérimentaux du DLR [13].

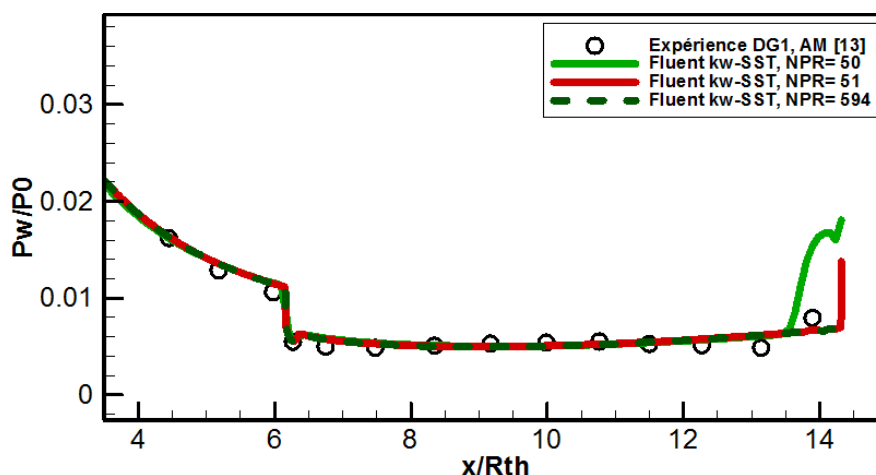


Figure 4.21: Comparaison de la pression pariétale dans la tuyère DG1 en mode TRAN et en mode AM de la présente étude à celle du DLR [13].

Comme c'est déjà évoqué, la tuyère DG1 fonctionne en régime AM (NPR=594), où la pression pariétale est caractérisée par un palier (pas de gradient brusque).

Le décollement à NPR=50 est confirmé par l'augmentation brusque de la pression pariétale à $x/R_{th} \approx 13.5$. Ce décollement se rétrécit vers la lèvre de l'extension à NPR=51, et il disparaît complètement en mode AM (NPR=594).

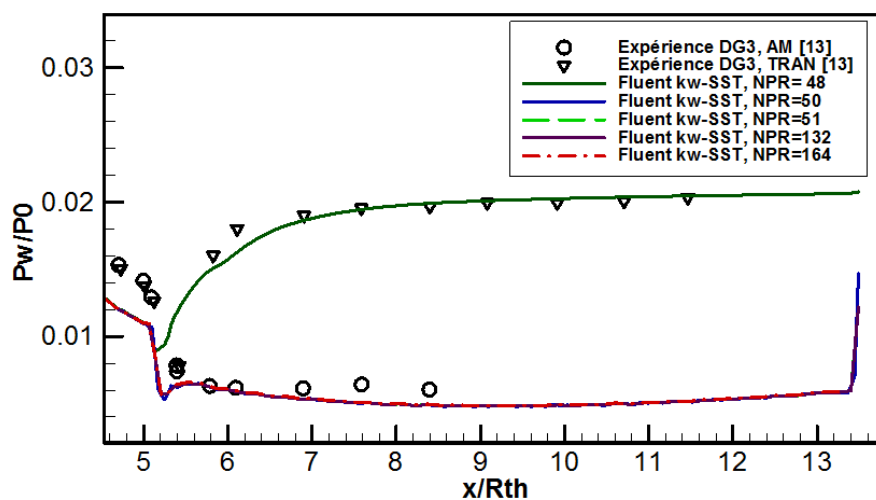


Figure 4.22: Comparaison de la pression pariétale dans la tuyère DG3 en mode TRAN et en mode AM de la présente étude à celle du DLR [13].

La tuyère DG3 fonctionne en mode transitoire à NPR=48 où la pression pariétale se trouve augmenté brutalement juste en aval du point d'inflexion. À NPR=50, 51 et la pression pariétale est constante dans l'extension.

Un pique de pression très proche de la lèvre de l'extension est relevé. Ce pique diminue à $NPR=132$ et il disparaît à $NPR=164$. Ce dernier est probablement dû à un effet de bord à bas NPR .

Enfin nous notons que d'après les deux Figures 4.21 et 4.22, nos résultats concordent très bien avec les résultats du DLR [13] pour les tuyères DG1 et DG3. Ceci est valable pour le mode transitoire et le mode haute altitude.

4.7 Conclusion

Plusieurs cas tests ont été présentés dans ce chapitre afin de valider notre démarche qui sera utilisée dans le chapitre suivant. Les étapes de calculs CFD dans les tuyères supersoniques ont été présentées brièvement. Trois cas tests ont été étudiés, à savoir :

- Tuyère CNES PERSEUS;
- Tuyères Germain Aerospace Centre DLR : DG1 et DG3.

Différents maillages ont été générés pour chaque cas test, et pour chaque modèle (i.e. modèle visqueux et non-visqueux). Dans le cas de calculs visqueux, le maillage a été adapté pour satisfaire $y^+ \leq 1$. Ces derniers sont accomplis en utilisant le modèle de turbulence $k\omega$ -SST.

L'effet du choix de maillage (structuré ou non-structuré) a été discuté. Les calculs sont effectués à plusieurs NPR dans la gamme de fonctionnement de chaque tuyère. Les résultats obtenus pour chaque cas test ont été comparés aux bases de données numériques et expérimentales de plusieurs références.

Les résultats qualitatifs, notamment les champs de Mach ont permis de discuter l'évolution de l'écoulement dans chaque cas test et les résultats quantitatifs, notamment la pression pariétale, ont permis la définition des modes de fonctionnement de chaque tuyère. La comparaison des résultats de calculs visqueux aux mesures expérimentales antérieures ont montré la capacité du modèle $k\omega$ -SST à détecter le décollement de la couche limite. Les résultats de calculs ont été jugés très cohérents avec l'expérience.

CHAPITRE .5

OPTIMISATION DE PROFILS DE TUYÈRES À DOUBLE GALBE

5.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la validation des résultats obtenus par la méthode des caractéristiques. Dans ce sens, plusieurs simulations ont été réalisées grâce au logiciel Fluent (Chaque cas test est discuté séparément). Une comparaison des propriétés d'écoulement, notamment le champ de Mach, de différents cas tests réalisés dans le cadre de ce projet est effectuée. Le coefficient de la pression pariétale issue du calcul non-visqueux (par Fluent) est comparé à celui obtenu par la méthode des caractéristiques (MOC) dans la référence, [166].

La correction des effets de la couche limite est réalisée sur un seul cas test. Les résultats qui seront présentés dans ce chapitre sont issus des calculs sur des maillages structurés multi-blocs.

5.2 Géométries des différents cas tests

Les différents profils double galbe testés ont été générés par un code de calcul basé sur la méthode des caractéristiques, [166]. Les conditions thermodynamiques et géométriques d'entrée de ce code sont présenter dans cette section pour chaque profil.

Nous appelons les quatre profils fournis par la référence [166], ALPHA, BÊTA, DELTA et KAPPA respectivement. Notons aussi que le report des chaleurs spécifiques (ou adiabatique) est considéré constant ($\gamma=1.4$).

5.2.1 Le profil ALPHA

Le profil ALPHA a été généré par le code (noté ci-dessus) en utilisant les deux subroutines (sous-programmes) suivantes :

- Un sous-programme qui permet de calculer les coordonnées d'un profil TOP pour le premier galbe ;

- Un sous-programme qui permet de calculer les coordonnées du profil du deuxième galbe par la méthode du jet libre, [30].

Les conditions thermodynamiques et géométriques utilisées pour l'exécution du code sont exposées dans le Tableau 5.1. Ces dernières sont tirées de la référence [16].

Tableau 5.1: Données thermodynamiques et géométriques du profil ALPHA.

Quantité	Valeurs
R_{th} Rayon au col	10 mm
P_0	52×10^5 Pa
P_{w1}/P_0 Rapport de pression à la sortie du premier galbe	0.01252
P_{w2}/P_0 Rapport pression à la sortie du deuxième galbe	0.00124
M_D Mach de conception	5.34
T_0	330 K

Le Tableau 5.2 montre les caractéristiques géométriques du profil ALPHA comparée à celle de la référence [16].

Tableau 5.2: Comparaison des caractéristiques géométriques du profil ALPHA à celles de la référence [16].

Quantité	DG [16]	ALPHA
R_{th} Rayon au col	10 mm	10 mm
R_b/R_{th} Rayon de sortie du premier galbe	2.879	2.885
R_{ext}/R_{th} Rayon de sortie du deuxième gable	7.46	5.91
L_b/R_{th} Longueur du premier galbe	8.833	8.80143
L_{ext}/R_{th} Longueur de l'extension	17.67	17.73
L_{tot}/R_{th} Longueur totale de la tuyère	26.51	26.54

La Figure 5.1 présente la comparaison du profil ALPHA et celui de P.Reijasse et al. [16]. Nous remarquons que le profil du premier galbe généré par la méthode des caractéristiques est identique à celui de la référence [16] par contre, nous remarquons une différence entre la géométrie du deuxième galbe du profil ALPHA et celle de la référence [16]. La section de sortie du deuxième galbe est plus petite que celle de la référence, [16]. De ça on peut dire qu'il y a une diminution du poids par rapport à la tuyère générée par P.Reijasse et al. [16].

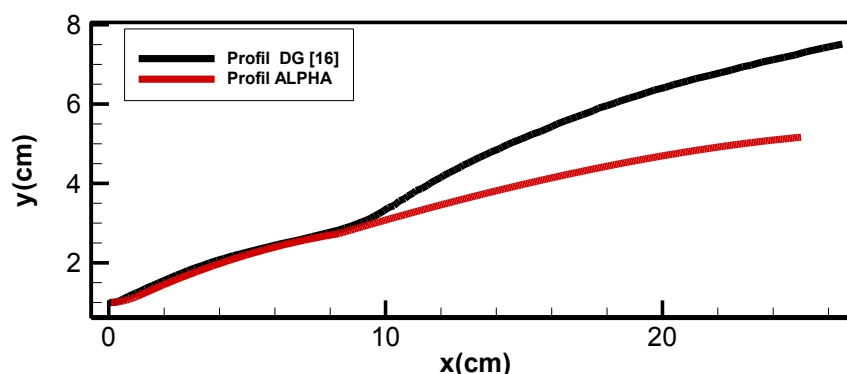


Figure 5.1: Comparaison entre le profil ALPHA et celui de P. Reijasse et al. [16].

5.2.2 Le profil BÊTA

La géométrie du divergent du profil BÊTA a été générée par un deuxième code de calcul qui fait exploiter les deux sous-programmes suivant :

- Un sous-programme permettant le calcul des coordonnées d'un profil quadratique (TOP) pour le premier galbe ;
- Un sous-programme permettant le calcul des coordonnées du profil du deuxième galbe par la méthode de Rao (profil TOC), [30].

Le Tableau 5.3 donne les paramètres thermodynamiques et géométriques utilisés pour générer le profil BÊTA. Ces dernières sont tirées des travaux du DLR [18].

Tableau 5.3: Données thermodynamiques et géométriques du profil BÊTA.

Quantité	Valeurs
R_{th} Rayon au col	10 mm
P_0	50×10^5 Pa
ε_1 Rapport de sections du premier galbe	11.30
ε_2 Rapport de sections du deuxième galbe	27.10
M_D Mach de conception	5.80
T_0	293 K

Le Tableau 5.4, ci-dessous, présente une comparaison entre les caractéristiques géométriques du profil BÊTA généré par des données thermodynamiques et géométriques imposées à celle obtenue par le centre de recherche DLR [18].

Tableau 5.4: Comparaison des caractéristiques géométriques du profil BÊTA à celles de DLR [18].

Quantité	DG [18]	BÊTA
R_{th} Rayon au col	10 mm	10 mm
R_b / R_{th} Rayon de sortie du premier galbe	3.361	2.202
R_{ext} / R_{th} Rayon de sortie du deuxième galbe	5.200	5.00
L_b / R_{th} Longueur du premier galbe	6.20	6.483
L_{ext} / R_{th} Longueur de l'extension	8.30	12.949
L_{tot} / R_{th} Longueur totale de la tuyère	14.50	19.432

La Figure 5.2 montre la comparaison entre la géométrie du profil BÊTA à celle du DLR [18]. Probablement, le profil obtenu par la référence, [166] n'a pas été généré par la même méthode et les mêmes hypothèses utilisée par l'équipe du DLR, [18], ceci explique la différence très visible des deux profils bien que les paramètres thermodynamiques et géométrique d'entrée du code sont identiques.

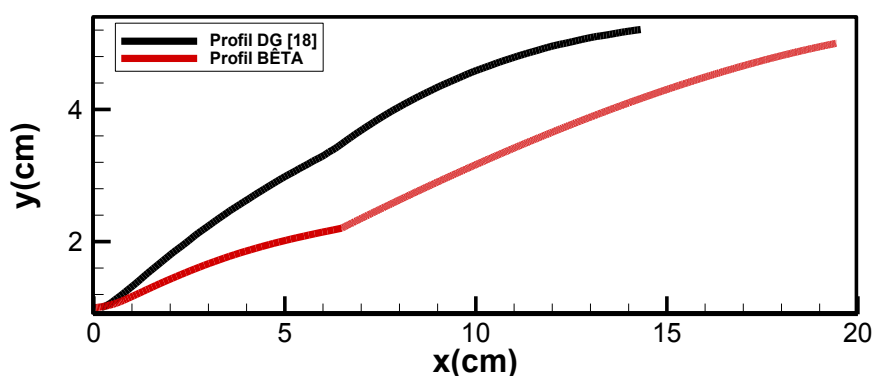


Figure 5.2: Comparaison entre le profil BÊTA et celui du DLR [18].

5.2.3 Le profil DELTA

Le profil DELTA a été généré par le même code de calcul que celui utilisé pour générer le profil ALPHA, en utilisant les paramètres thermodynamiques de référence [18], qui sont exposé dans le tableau suivant.

Tableau 5.5: Données thermodynamiques et géométriques du profil DELTA.

Quantité	Valeurs
R_{th} Rayon au col	10 mm
P_0	50×10^5 Pa
ε_1 Rapport de sections du premier galbe	11.30
ε_2 Rapport de sections du deuxième galbe	27.10
M_D Mach de conception	5.80
T_0	293 K

Le Tableau 5.6 présente la comparaison entre d'une part, les caractéristiques géométriques du profil DELTA et d'autre part, celles obtenues par le DLR, [18].

Tableau 5.6: Comparaison des caractéristiques géométriques du profil DELTA à celles du DLR [18].

Quantité	DG [18]	DELTA
R_{th} Rayon au col	10 mm	10 mm
R_b / R_{th} Rayon de sortie du premier galbe	3.361	2.8364
R_{ext} / R_{th} Rayon de sortie du deuxième gable	5.200	4.464
L_b / R_{th} Longueur du premier galbe	6.20	8.658
L_{ext} / R_{th} Longueur de l'extension	8.30	8.058
L_{tot} / R_{th} Longueur totale de la tuyère	14.50	17.166

La Figure 5.3 présente la superposition des deux profils, DELTA et celui obtenu par DLR [18]. Nous remarquons une seconde fois que le profil DELTA est différent de celui de la référence [18] et ce pour les mêmes paramètres thermodynamiques et géométriques d'entrée.

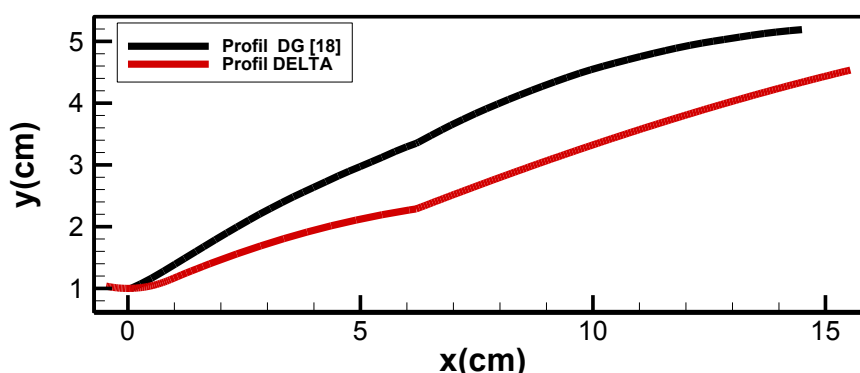


Figure 5.3: Comparaison entre le profil DELTA et celui de R. Stark et al. [18].

5.2.4 Le profil KAPPA

La géométrie du profil KAPPA a été générée par les mêmes sous-programmes que le profil ALPHA. Les paramètres thermodynamiques et géométriques d'entrée sont exploités des travaux de C. Génin, [165]. Elles sont résumées dans le Tableau 5.7 ci-dessous.

Tableau 5.7: Données thermodynamiques et géométriques du profil KAPPA.

Quantité	Valeurs
R_{th} Rayon au col	15 mm
P_0	30×10^5 Pa
ε_1 Rapport de sections du premier galbe	6.20
ε_2 Rapport de sections du deuxième galbe	14.30
M_D Mach de conception	5.80
T_0	293 K

Le Tableau 5.8 regroupe les caractéristiques géométriques du profil KAPPA générées par les conditions précédentes, comparées à celles du DLR, [165].

Tableau 5.8: Comparaison des caractéristiques géométriques du profil KAPPA à celles du DLR, [165].

Quantité	DG [165]	KAPPA
R_{th} Rayon au col	15 mm	15 mm
R_b / R_{th} Rayon de sortie du premier galbe	2.14	1.98
R_{ext} / R_{th} Rayon de sortie du deuxième galbe	3.80	3.71
L_b / R_{th} Longueur du premier galbe	4.70	4.71
L_{ext} / R_{th} Longueur de l'extension	6.00	6.063
L_{tot} / R_{th} Longueur totale de la tuyère	10.70	10.71

La Figure 5.4 montre la comparaison des profils ALPHA, BÊTA, DELTA et KAPPA. Les profils de CNES PERSEUS et du DLR [16,18] sont superposés sur la figure pour faciliter l'interprétation.

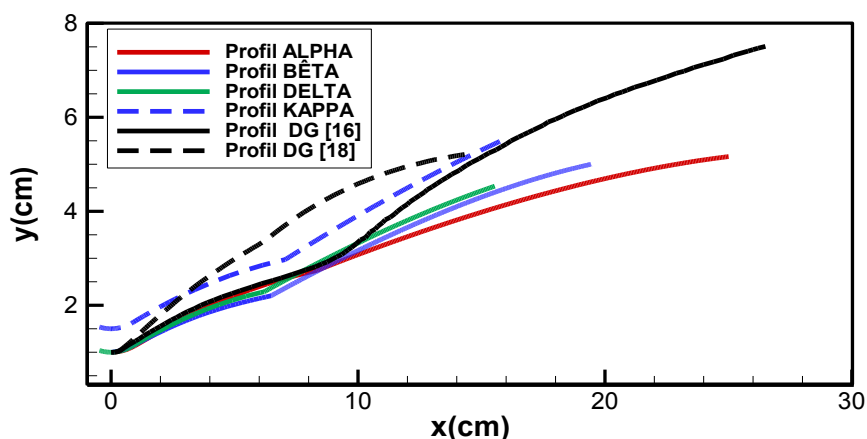


Figure 5.4: Comparaison des profils ALPHA, BÊTA, DELTA et KAPPA aux profils de références de [16,18].

La justification de la différence entre les profils générés par la référence [166] et les profils des références est exclue de ce mémoire. Pour avoir une explication sur cette différence, ce sujet sera traité ultérieurement dans un prochain travail

(perspectives) afin d'avoir une explication sur l'effet des hypothèses de l'écoulement et les paramètres thermodynamiques sur le profil de la tuyère.

5.3 Maillage de calcul

Un maillage structuré multi-blocs a été utilisé dans les quatre cas tests. Un total de 350 nœuds, ont été distribués sur la paroi du divergent de la tuyère. Le maillage englobe 11 910 cellules quadrilatères. La Figure 5.5 montre le maillage utilisé pour un calcul de l'écoulement non-visqueux du profil ALPHA.

Les conditions aux limites sont similaires à celles utilisées au Chapitre 4. Nous soulignons que les calculs sont faits en ajoutant un convergent aux profils fournis par méthode des caractéristiques, [166].

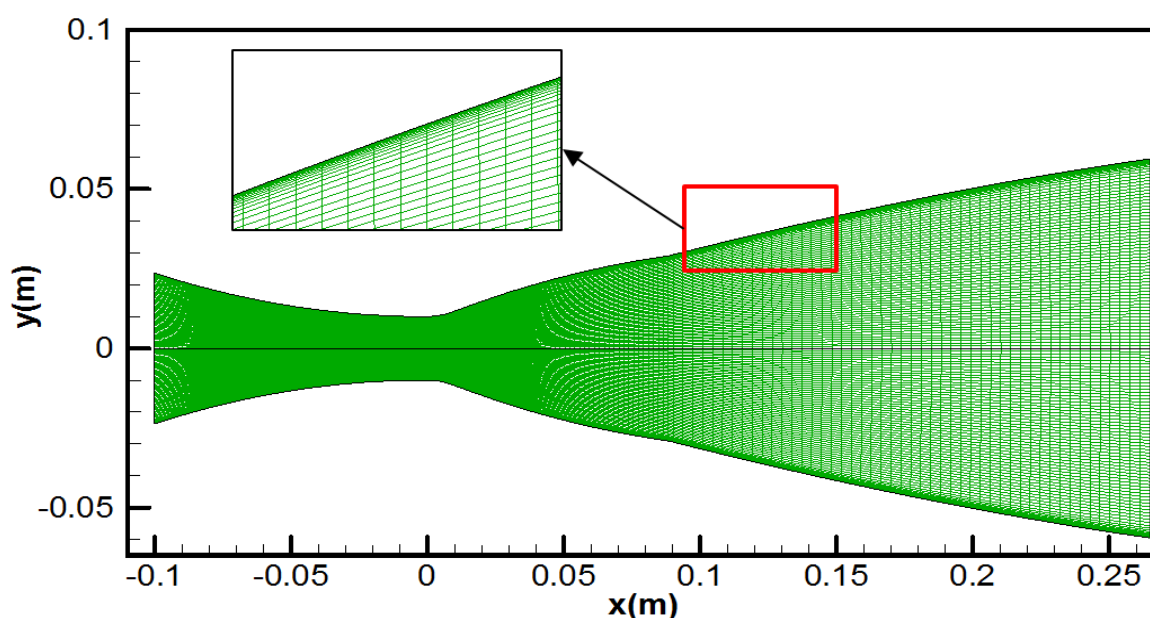


Figure 5.5: Maillage de calcul du profil ALPHA.

5.4 Résultats et discussions

5.4.1 Calcul non-visqueux

En prenant le fluide non visqueux des simulations ont été effectuées sur les quatre profils afin de :

- Valider les résultats de la méthode des caractéristiques ;
- Évaluer si les quatre profils sont exclus d'onde de choc.

5.4.1.1 Le profil ALPHA

Les conditions aux limites utilisées pour le calcul de cas non-visqueux sur le profil ALPHA sont regroupées dans le Tableau 5.9. La Figure 5.6 montre le champ de Mach dans la tuyère ALPHA (calcul non-visqueux).

Tableau 5.9: Conditions aux limites du cas test non-visqueux, profil ALPHA.

Modèle	2D, axisymétrique
Solveur	Couplé, implicite
Fluide	Air, loi des gaz parfaits
Conditions aux limites à l'entrée	Pression d'entrée $\begin{cases} P_0 = 52 \times 10^5 \text{ Pa} \\ P_s = 519980 \text{ Pa} \\ T_0 = 330 \text{ K} \end{cases}$
Conditions aux limites à la sortie	Pression de sortie $\begin{cases} P_s = 6500 \text{ Pa} \\ T_0 = 330 \text{ K} \end{cases}$
Parois	Wall (paroi adiabatique)

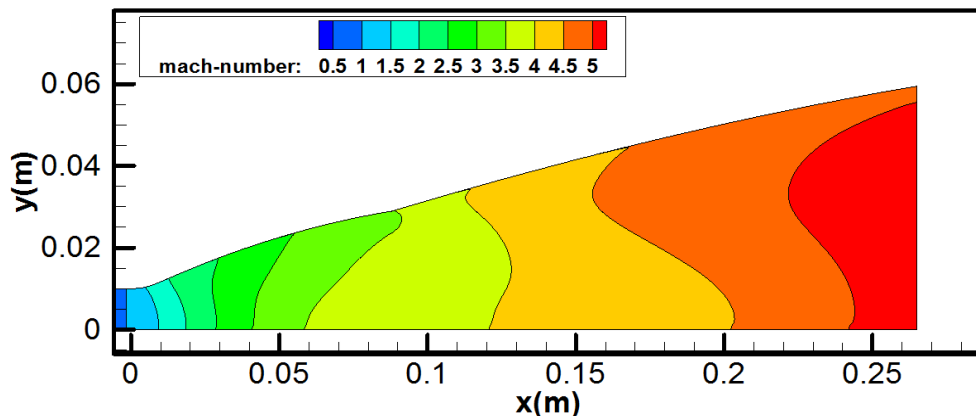


Figure 5.6: Contours d'iso-Mach dans la tuyère ALPHA, NPR=800.

Les contours d'iso-Mach montrent que l'écoulement épouse complètement la paroi de la tuyère. Le nombre de Mach à la sortie est évalué à $M_e = 5.24$, ce qui est proche du nombre de Mach de conception calculé par MOC, $M_e = 5.36$ [166]. Aucune onde de détente ni onde de choc n'ont été détectées. La Figure 5.7 montre la comparaison entre la pression pariétale du profil ALPHA (calcul Euler) et celle calculée par la méthode des caractéristiques, [166] à NPR =800.

Les deux courbes marquent une détente isentropique dans le premier galbe. La chute de pression au point d'inflexion est plus prononcée dans le cas de calcul par MOC. Dans le deuxième galbe, les deux courbes marquent un palier jusqu'à la sortie de la tuyère. Une légère différence est notée en aval du point d'inflexion.

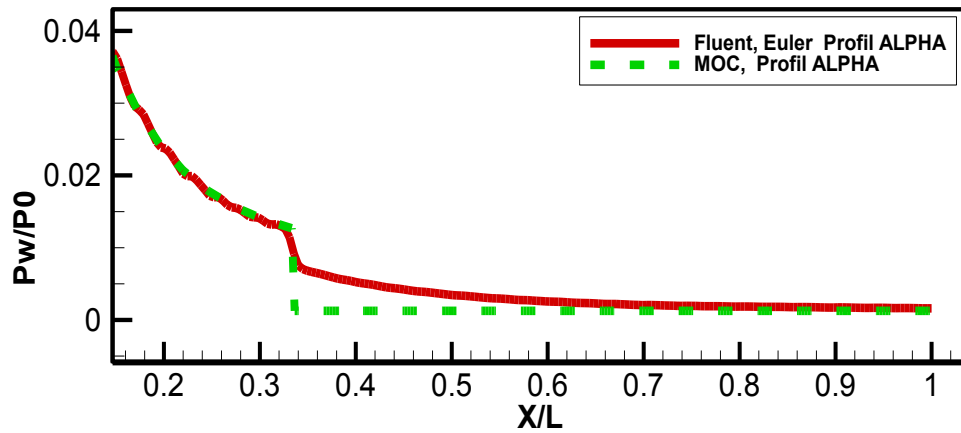


Figure 5.7: Comparaison entre la pression pariétale du profil ALPHA calculée par Fluent et par MOC en mode AM, NPR=800.

5.4.1.2 Le profil BÊTA

Le Tableau 5.10 reprend un récapitulatif des conditions aux limites et les hypothèses utilisées pour le cas du profil BÊTA en calcul non-visqueux. La Figure 5.8 montre le champ de Mach dans la tuyère BÊTA.

Tableau 5.10: Conditions aux limites du calcul non-visqueux, profil BÊTA.

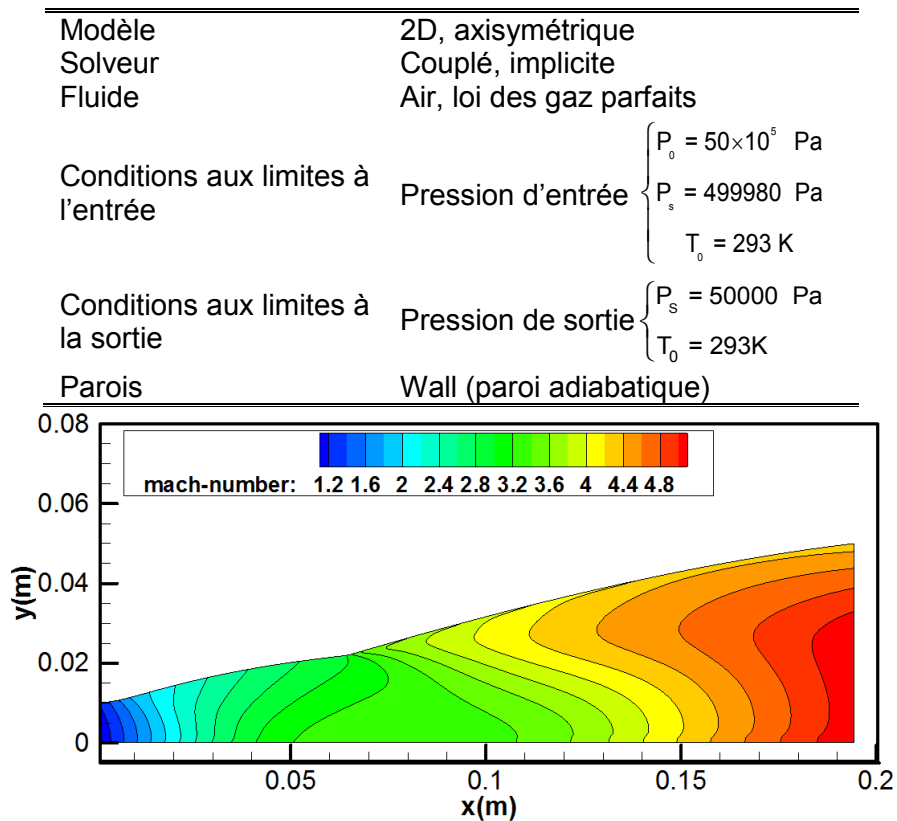


Figure 5.8: Contours d'iso-Mach dans la tuyère BÊTA, NPR=100.

Les contours d'iso-Mach montrent que l'écoulement ne contient ni de décollement ni d'onde de choc. Le nombre de Mach de sortie $M_e=4.95$ est plus grand que celui

calculé par MOC $Me=4.25$, [166]. Des ondes de détente sont notées au point d'inflexion de ce profil.

Une comparaison entre les deux profils de pression pariétale calculés : par Fluent (Euler) et par MOC, [166] est présenté à la Figure 5.9. D'après cette comparaison, nous remarquons que les deux courbes marquent une détente isentropique dans le premier galbe.

Dans le deuxième galbe, nous notons que la pression pariétale issue du calcul Euler continue à diminuer le long de l'extension à la différence de celle issue du calcul par MOC. Rappelons que le deuxième galbe du profil BÊTA a été généré par la méthode de Rao (profil TOC), c'est pour cette raison que la pression pariétale n'est pas constante dans l'extension.

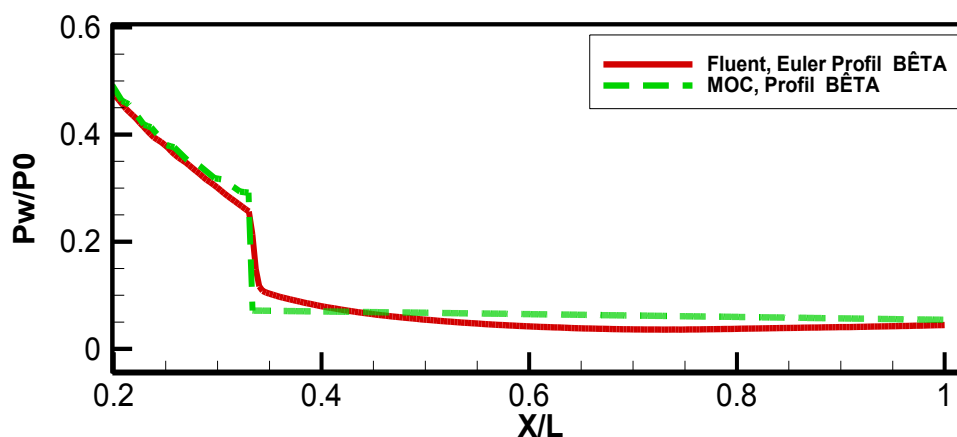


Figure 5.9: Comparaison entre la pression pariétale du profil BÊTA calculée par Fluent et par MOC [166], NPR=100.

5.4.1.3 Le profil DELTA

Les mêmes conditions aux limites du cas test précédent sont utilisées dans ce cas. Le seul paramètre qui varie est la pression à la sortie. Elle est imposée à $P_s = 3890$ Pa, ce qui donne NPR= 1285.

La Figure 5.10 présente le champ de Mach développé dans la tuyère DELTA. La structure de l'écoulement est instable. Proche de l'axe, l'écoulement se trouve décéléré puis il accélère de nouveau.

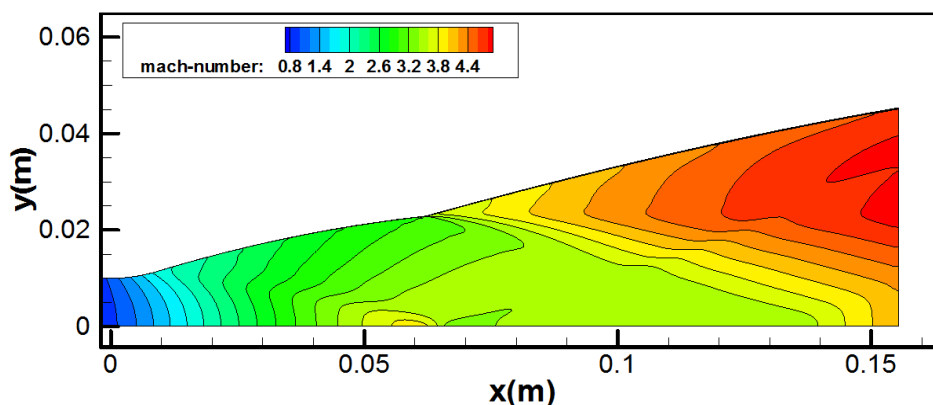


Figure 5.10: Contours d'iso-Mach dans la tuyère DELTA, NPR=1285.

La Figure 5.11 montre la comparaison entre la pression pariétale de la tuyère DELTA calculée par Fluent (Euler) et celle calculée par MOC. Les deux profils marquent la même détente isentropique dans le premier galbe, suivi d'une chute de pression au point d'inflexion. Cette dernière est moins prononcée pour le cas du calcul Euler. Dans le deuxième galbe il y a une légère différence entre les deux profils.

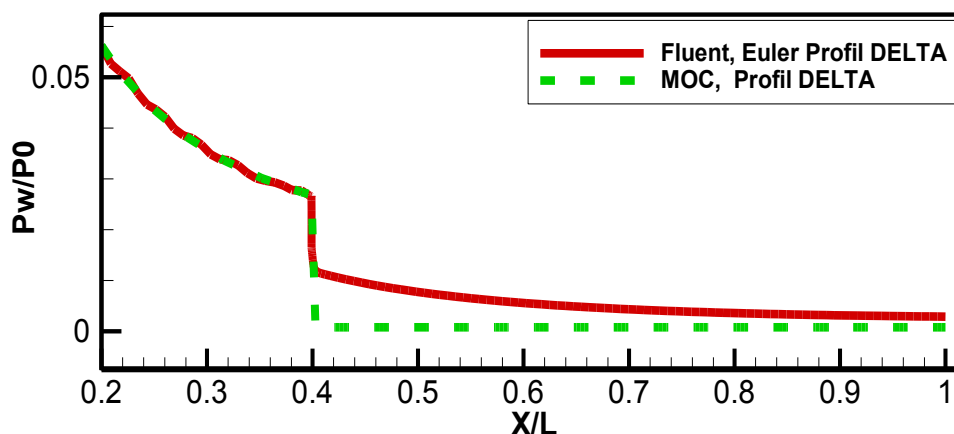


Figure 5.11: Comparaison entre la pression pariétale du profil DELTA calculée par Fluent et par MOC [166] en mode AM, (NPR=1285).

5.4.1.4 Le profil KAPPA

Le Tableau 5.11 englobe les conditions aux limites utilisées pour achever un calcul non-visqueux dans la tuyère KAPPA. La pression de sortie vaut $P_s = 2330$ Pa, ce qui équivaut à NPR=2145.

Tableau 5.11: Conditions aux limites du calcul non-visqueux, profil KAPPA.

Modèle	2D, axisymétrique
Solveur	Couplé, implicite
Fluide	Air, loi des gaz parfaits
Conditions aux limites à l'entrée	Pression d'entrée $\left\{ \begin{array}{l} P_0 = 30 \times 10^5 \text{ Pa} \\ P_s = 299980 \text{ Pa} \\ T_0 = 293 \text{ K} \end{array} \right.$
Conditions aux limites à la sortie	Pression de sortie $\left\{ \begin{array}{l} P_s = 2330 \text{ Pa} \\ T_0 = 293 \text{ K} \end{array} \right.$
Parois	Wall (paroi adiabatique)

La Figure 5.12 montre le champ de Mach développé dans la tuyère KAPPA. L'écoulement a le même caractère que celui dans la tuyère DELTA. L'écoulement décélère puis à force de grand rapport de sections du deuxième galbe, il accélère de nouveau. Ce caractère de l'écoulement des deux derniers profils nous fait penser que cela peut être dû au fait que la longueur du premier galbe est importante devant la longueur du deuxième galbe. Il est important de noter, aussi, que le NPR de ces deux tuyères est très important, ce qui a mis les deux géométries générées en question.

La Figure 5.13 montre la comparaison entre la pression pariétale de la tuyère KAPPA calculée par Fluent (Euler) et celle calculée par MOC. Nous relevons la même évolution que pour le cas précédent (profil DELTA).

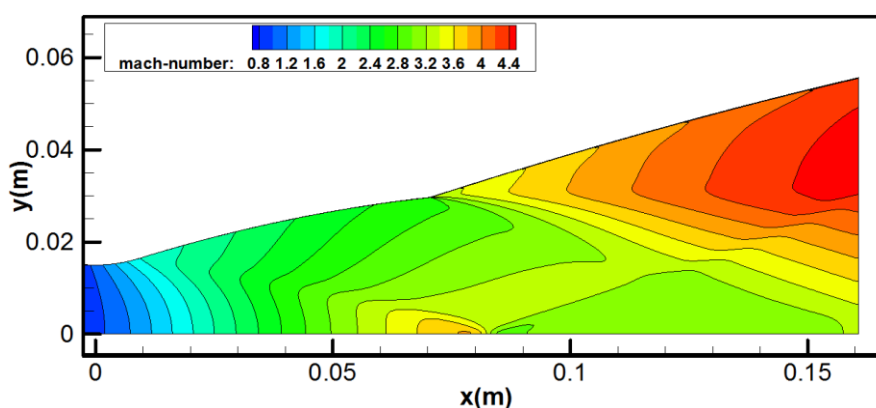


Figure 5.12: Contours d'iso-Mach dans la tuyère KAPPA. NPR=2145.

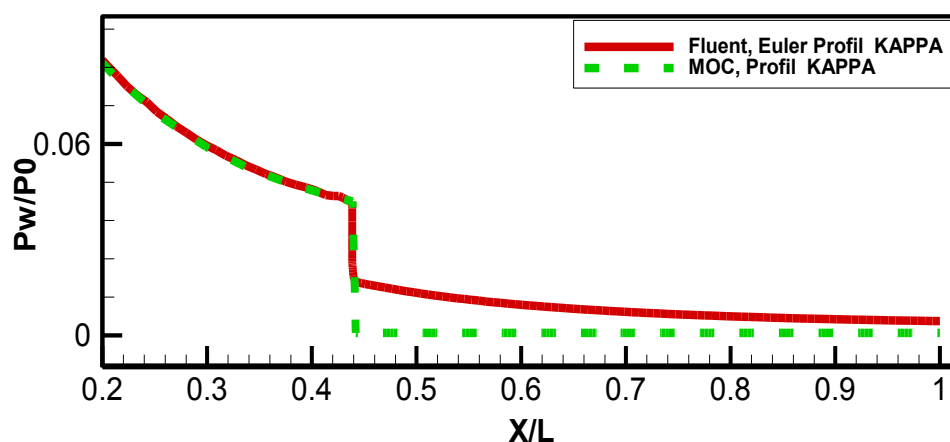


Figure 5.13: Comparaison entre la pression pariétale du profil KAPPA calculée par Fluent et par MOC [166] en mode AM, (NPR=2145).

5.4.2 Calcul visqueux

A nombre de Reynolds élevé, les effets visqueux restent confinés dans la région de paroi. Dans ces conditions, l'écoulement à calculer est divisé en deux domaines :

- Une région externe : où la viscosité est négligée et de ce fait, elle est régie par les équations d'Euler.
- Une région interne : où la viscosité doit être prise en compte mais qui, en raison de sa minceur dépend d'équations simplifiées de type couche limite.

Cette procédure est généralement la base de programmation de plusieurs codes commerciaux.

5.4.2.1 Correction des effets de viscosité

Disposant du profil de la tuyère généré par la méthode des caractéristiques, ainsi que des propriétés de l'écoulement en chacun de ses points P le calcul de la couche limite fournit la distribution d'épaisseur de déplacement δ^* tout au long de ce profil.

Le contour définitif de la tuyère est obtenu en déplaçant le profil généré par la méthode des caractéristiques de $\delta^*(x)$ vers l'extérieur, de sorte que le noyau de fluide parfait calculé ne soit pas affecté par la viscosité. La Figure 5.14 montre un schéma explicatif de cette correction.

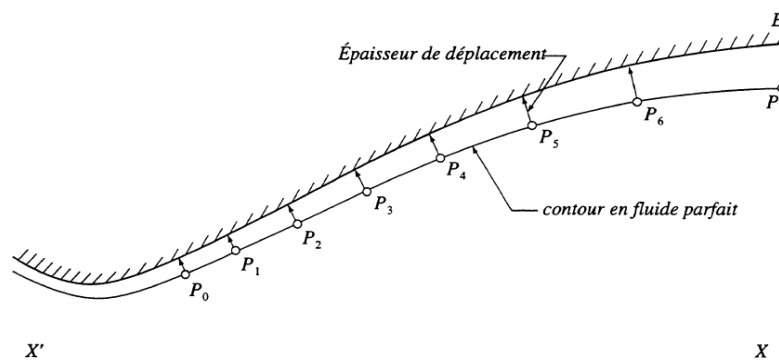


Figure 5.14: Schéma explicatif de la correction de couche limite, [118].

5.4.2.2 Paramètres caractéristiques de la couche limite

La notion d'épaisseur de la couche limite est délicate à définir : on connaît simplement son ordre de grandeur, $\delta \approx L / \overline{Re}$.

Si on se place à l'échelle du fluide parfait, l'épaisseur de la couche limite est nulle, alors qu'à l'échelle de la couche limite cette épaisseur est infinie. Pour lever cette indétermination, on définit classiquement l'épaisseur de la couche limite comme la distance à la paroi pour laquelle la vitesse dans la couche limite atteint 99% de la valeur de la vitesse extérieure u_e , soit :

$$\frac{u(x, \delta(x))}{u_e(x)} = 0.99 \quad (5.1)$$

On peut caractériser l'épaisseur de la couche limite par des quantités beaucoup plus significatives d'un point de vue physique : l'épaisseur dite de déplacement et l'épaisseur de quantité de mouvement.

Les définitions de paramètres de la couche limite sont basées sur les notions de conservation de la masse, quantité de mouvement et d'énergie :

δ^* : l'épaisseur de déplacement ;

θ : l'épaisseur de la quantité de mouvement ;

H : Le facteur de forme.

a. Épaisseur de déplacement

L'épaisseur de déplacement δ^* correspond à la perte de débit-masse au travers d'une section de la couche limite par rapport au cas d'un écoulement de fluide parfait, soit :

$$\underbrace{\int_0^{\delta} \rho_e u_e dy}_{\text{débit-masse du cas idéal}} - \underbrace{\int_0^{\delta} \rho u dy}_{\text{débit-masse du cas réel}} = \rho_e u_e \delta^* \quad (5.2)$$

En supposant l'écoulement incompressible ($\rho = \text{cste}$), δ^* peut s'exprimer en fonction du profil de vitesse dans la couche limite normalisé par la vitesse extérieure :

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{u}{u_e} \right) dy \quad (5.3)$$

b. Épaisseur de quantité de mouvement

L'épaisseur de quantité de mouvement θ correspond à la perte de quantité de mouvement dans la couche limite par rapport au cas d'un écoulement de fluide parfait soit :

$$\int_0^{\delta} \rho u u_e dy - \int_0^{\delta} \rho u^2 dy = \rho u_e^2 \theta \quad (5.4)$$

θ est donc, donnée par :

$$\theta = \int_0^{\delta} \frac{u}{u_e} \left(1 - \frac{u}{u_e} \right) dy \quad (5.5)$$

c. Facteur de forme

Le facteur de forme H est défini comme le rapport des deux grandeurs ci-dessus soit :

$$H = \frac{\delta^*}{\theta} \quad (5.6)$$

Ce paramètre joue un rôle important dans la description de l'évolution d'une couche limite et apparaît souvent dans les critères pratiques de décollement.

5.4.2.3 Correction du profil

Les effets de la couche limite peuvent causer une perte de poussée de l'ordre de 1 à 3% de la poussée totale, Hoffman et al. [167]. Ils proposent un modèle basé sur le calcul de δ^* et le nombre de Reynolds à l'entrée de la tuyère. Dans notre cas, nous avons calculé l'épaisseur de déplacement le long de la tuyère puis nous avons déplacé la paroi de la tuyère de $\delta^*(x)$ vers l'extérieur, voir Figure 5.14. la procédure est la suivante :

- Nous avons effectué un calcul visqueux en utilisant le modèle de turbulence $k\omega$ -SST (solution convergée).
- Nous avons exporté 21 profils moyens de vitesse sous format ASCII.

- Nous avons calculé l'épaisseur de déplacement, δ^* , en fonction de distance longitudinale x à partir les profils moyens de vitesse. Un script Matlab a été développé en utilisant la méthode des trapèzes pour évaluer l'épaisseur de déplacement.

5.4.2.4 Résultats

Des calculs visqueux ont été réalisés pour les différents cas tests avec les mêmes conditions aux limites que le calcul non-visqueux. Sachant que chaque cas test à ces propres conditions aux limites.

La Figure 5.15 montre les contours d'iso-Mach du profil ALPHA issu d'un calcul visqueux sans correction de couche limite. On remarque que la structure générale de l'écoulement est la même que celle du cas non-visqueux. La présence de la couche limite est remarquable dans le cas d'écoulement visqueux. L'épaisseur de cette dernière augmente de l'entrée jusqu'à la sortie de la tuyère. Le nombre de Mach de sortie $Me = 5.20$.

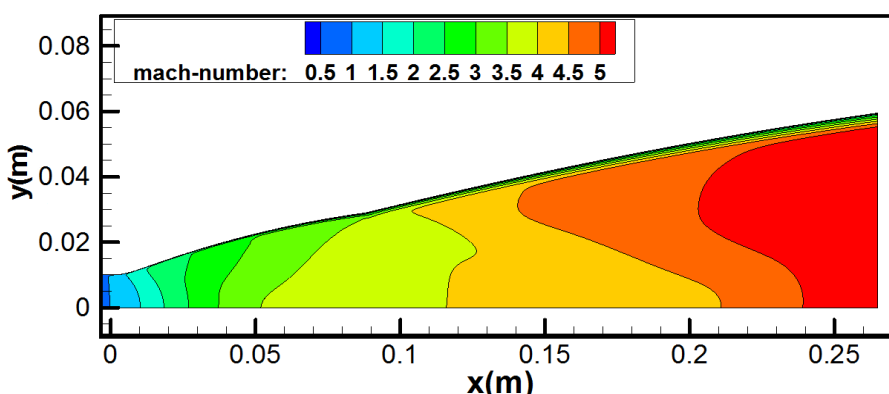


Figure 5.15: Contours d'iso-Mach profil ALPHA (calcul visqueux).

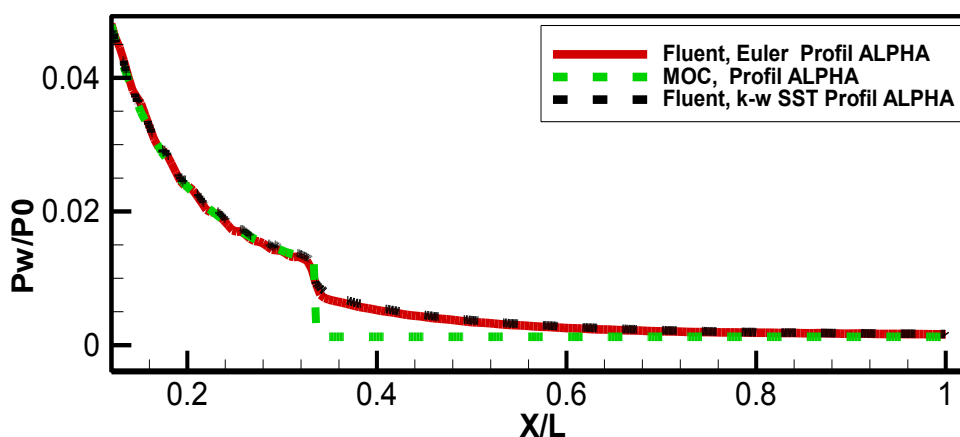


Figure 5.16: Comparaison entre la pression pariétale du profil ALPHA calculée par Fluent (Euler, $k\omega$ -SST) et par MOC [166] en mode AM, (NPR=800).

La Figure 5.16 montre la pression pariétale calculée dans le cas visqueux, non-visqueux et celui calculée par la méthode des caractéristiques. D'après cette dernière, on remarque que l'écoulement exclu de décollement (fonctionnement en mode AM). La pression pariétale dans le cas visqueux diffère très faiblement par rapport aux cas non-visqueux près du point d'inflexion. Nous nous limitons à la présentation de l'écoulement dans le cas test du profil ALPHA.

Une fois que la solution est accomplie par un calcul visqueux, nous avons procédé; à la correction de couche limite. Cette correction est effectuée sur un seul cas test (le profil ALPHA). Ce choix est justifié par le fait que les performances du profil ALPHA soient plus grandes par rapport aux autres profils. De plus, l'écoulement dans ce dernier ne représente aucune discontinuité, contrairement aux profils DELTA et KAPPA où le caractère de l'écoulement est jugé instable.

A partir de l'épaisseur de déplacement δ^* , on calcule le nouveau profil en déplaçant chacun de ces point grâce à la formule suivante :

$$r' = r + \delta^*(x) \quad (5.7)$$

Où :

r' : rayon du profil corrigé.

r : rayon du profil calculé par la méthode des caractéristiques.

δ^* en fonction de la distance longitudinale.

La Figure 5.17a montre les stations où les profils de vitesse sont extraits. Onze (11) profils ont été extraits du premier galbe et dix (10) profils du deuxième galbe. La Figure 5.17b présente, les profils tracés en 3D avec le profil de tuyère.

Nous soulignons que les trois profils très proches au col sont caractérisés par une certaine accélération avant qu'ils convergent vers une vitesse constante proche de l'axe de symétrie.

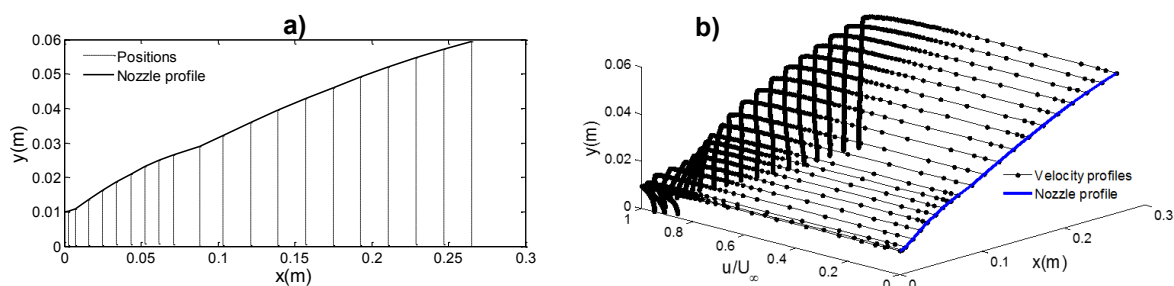


Figure 5.17: a) Stations , b) Profils moyens de vitesse (vue 3D).

Cette accélération est constatée même dans le cas d'une couche limite turbulente ou laminaire sur une plaque plane ou dans une conduite. Une imposition d'un profil uniforme de vitesse pourrait corriger ce problème.

Afin éviter tout traitement supplémentaire, ces trois profils sont ignorés pour la suite du calcul. La Figure 5.18a montre les dix-huit (18) profils restants dans une vue 2D. Notons que l'axe "y" a été transformé vers un système d'axes à origine mobile sur la paroi de la tuyère. Ceci permet d'évaluer $\delta^*(x)$ à partir de la paroi pour chaque profil. L'évolution de $\delta^*(x)$ est donnée à la Figure 5.18b. Nous constatons que l'évolution de $\delta^*(x)$ est presque linéaire dans les deux galbes. Nous notons aussi une légère discontinuité immédiatement derrière le point d'inflexion.

L'échelle du profil a été réduite d'un facteur 200 pour pouvoir le tracer dans le même système d'axes.

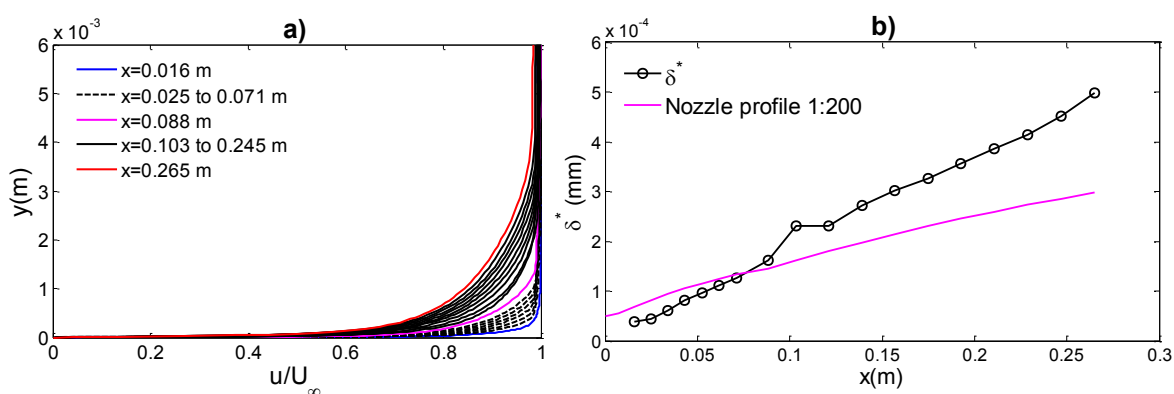


Figure 5.18: a) Profils moyens (vue 2D), b) Évolution de δ^* le long du profil ALPHA.

Une fois que $\delta^*(x)$ est évaluée, nous avons juste à déplacer la paroi de notre profil non corrigé de $\delta^*(x)$ vers l'extérieur. La Figure 5.19 montre une comparaison entre les deux profils, celui qui a été généré par la méthode des caractéristiques et le profil corrigé à partir du calcul visqueux.

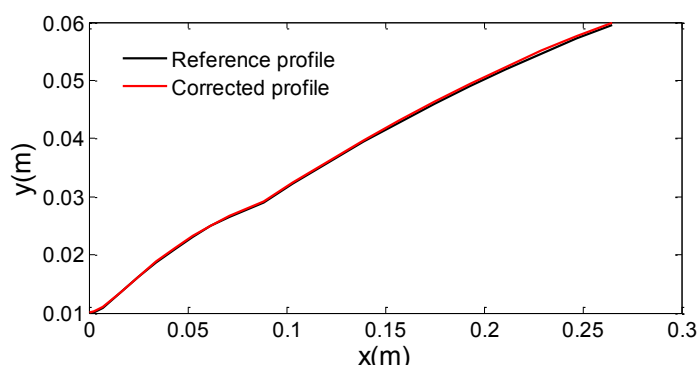


Figure 5.19: Profil ALPHA corrigé.

5.4.3 Calcul des performances

Cette partie a pour objectif de calculer les performances des quatre tuyères étudiées plus haut. Nous utilisons pour cela les relations développées précédemment dans le Chapitre 1 pour le calcul de la poussée F , de l'impulsion spécifique I_{sp} et du coefficient de poussée C_F .

Le Tableau 5.12 montre les performances calculées en utilisant un calcul Euler pour les tuyères ALPHA, BÊTA, DELTA et KAPPA. En comparons les trois premiers profils, on trouve que le profil ALPHA est plus performant que les autres, avec des débits d'air très proches.

Tableau 5.12: Performances des tuyères ALPHA, BÊTA, DELTA et KAPPA, calcul Euler.

Profils	$\dot{m}$ (kg/s)	F (N)	C_F	I_{sp} (m/s)
ALPHA	3.625	2687.91	1.60	741.49
BÊTA	3.630	2340.67	1.51	644.19
DELTA	3.710	2570.02	1.63	696.10
KAPPA	4.983	3416.78	1.53	685.65

Le Tableau 5.13 montre les performances des différents profils évaluées à travers un calcul visqueux. Nous remarquons, que le débit d'air a diminué pour tous les cas tests.

Tableau 5.13: Performances des tuyères ALPHA, BÊTA, DELTA et KAPPA, calcul visqueux.

Profils	$\dot{m}$ (kg/s)	F (N)	C_F	I_{sp} (m/s)
ALPHA	3.577	2649.04	1.58	740.57
BÊTA	3.630	2155.07	1.40	598.52
DELTA	3.692	2569.90	1.58	696.00
KAPPA	4.980	3407.79	1.60	681.51

D'après les deux tableaux ci-dessus, les performances des différents profils se trouvent diminuer dans le cas visqueux par rapport le cas non-visqueux. Ceci peut être expliqué par les effets de la couche limite dans le cas de calcul visqueux. Les pertes de performances par rapport aux cas non-visqueux sont quantifiées à 1.25% pour le profil ALPHA. Ce résultat est cohérent avec les résultats de Hoffman et al. [167].

Le Tableau 5.14 montre la comparaison des performances du profil ALPHA issues des différents calculs, Euler, visqueux ($k\omega$ -SST 1) et visqueux corrigé ($k\omega$ -SST 2) aux résultats de MOC, [166]. Ces performances sont aussi comparées aux performances de la tuyère CNES PERSEUS, [16].

Tableau 5.14: Comparaison des performances de profil ALPHA issu de plusieurs modèles de calculs.

	ALPHA Euler	ALPHA $k\omega$-SST 1	ALPHA MOC	ALPHA $k\omega$-SST 2	DG [16] Euler
$\dot{m}$ (kg/s)	3.625	3.577	3.49	3.73	-
M_e	5.24	5.44	5.36	5.52	5.34
C_F	1.60	1.58	1.53	1.69	1.31

Analysant le tableau ci-dessus, nous remarquons que le profil ALPHA possède un C_F supérieur à celui du profil de la tuyère de CNES PERSEUS [16] de 22%.

Le C_F calculé pour le profil avec correction de couche limite est plus grand que le C_F des autres profils. La diminution du débit dans le cas du calcul visqueux par rapport au cas du calcul non-visqueux a été récupérée en faisant la correction de couche limite.

Enfin, nous pouvons conclure que le profil ALPHA à de meilleures performances comparativement aux performances de la tuyère de CNES PERSEUS, [16] pour un rapport de sections plus petit.

5.5 Conclusion

Ce chapitre a été consacré à l'étude numérique de quatre nouveaux profils (ALPHA, BÊTA, DELTA et KAPPA) de tuyères double galbe.

L'objectif étant de valider la méthode de conception de ces profils, et de choisir le profil le plus performant.

Les calculs non visqueux ont permis de conclure que les quatre divergents sont exclus de la formation d'onde de choc. Aucun décollement n'est détecté dans ces profils.

Les profils DELTA et KAPPA sont caractérisés par des ondes de détente très fortes induites par la forte courbure de l'extension. Ces deux profils sont jugés les moins performants de nos quatre cas tests. La méthode de calcul de ces derniers est à discuter.

La comparaison du profil BÊTTA à celui du DLR, [18], donne respectivement : $M_e=4.8$ et $M_e=5$. Résultats obtenus pour un rapport de sections plus petit et une longueur plus grande que celle de la référence [18].

Nous estimons que la routine de la méthode de Rao (utilisée pour générer le deuxième galbe) est mal implémentée dans le code de calcul basé sur la méthode des caractéristiques. Ceci reste à vérifier lors des travaux ultérieurs.

Une deuxième hypothèse (plus facile à vérifier), consiste à d'augmenter le rapport de sections du premier galbe pour qu'il soit identique à celui de premier galbe du profil ALPHA (ce dernier ne présente aucune onde de détente) pour éviter la discontinuité de courbure entre les deux galbes. Cette hypothèse permet d'éviter les fortes ondes de détente induite par le point d'inflexion.

Prévoir aussi d'autres cas tests en utilisant la même méthode (de jet libre pour générer le deuxième galbe) afin de valider ces résultats.

Enfin, la comparaison des performances du profil ALPHA à celles de CNES PERSEUS, [16] donne une entière satisfaction, En effet, pour un rapport de sections plus petit nous avons un nombre de Mach à la sortie très proche de celui donné par P. Reijasse et al. [16], Ces résultats sont validés par différents calculs : visqueux, non-visqueux ainsi que MOC.

CONCLUSION

Le travail présenté dans ce mémoire consiste à l'étude numérique (CFD) des écoulements supersoniques dans les tuyères double galbes. Il vise à découvrir les difficultés réelles rencontrées dans ce domaine ainsi que les outils performants permettant de les résoudre.

Une étude bibliographique sur le développement des tuyères de moteurs fusées, ainsi que leurs performances et leurs aérodynamiques, ont été effectuées. Puis, les relations fondamentales de la dynamique des gaz ont été présentées.

Cependant, la complexité des écoulements internes dans les tuyères, nous a incités à développer une grande partie sur l'application de la CFD dans ce type d'écoulements.

La technique la plus utilisée pour des calculs d'écoulements supersoniques est, en général, basée sur la résolution des équations stationnaires de Navier-Stokes moyennées en coordonnées généralisées (approche dite RANS : Reynolds Averaged Navier Stokes). C'est cette dernière approche qui a été choisie dans cette étude où toutes les échelles de la dynamique sont modélisées. Le modèle de turbulence $k\omega$ -SST à deux équations de transport a été utilisé dans les cas de calculs visqueux.

Nous avons procédé, en premier lieu, à la validation de nos modèles de calculs à travers de la simulation de l'écoulement dans deux types de tuyères. Il s'agit de la tuyère CNES PERSEUS (ONERA) et DLR (Lampoldshausen).

Le choix de ces derniers est basé sur la disponibilité d'une base de données expérimentale exhaustive. Nous sommes parvenus à démontrer la capacité du modèle $k\omega$ -SST a bien reproduire, entre autres, la répartition de pression pariétale dans ces tuyères.

Tous les résultats de calculs, visqueux et non-visqueux, ont montrés de très bonne cohérence avec les résultats expérimentaux et numériques de la bibliographie. Le chapitre "validation", nous a permis de développer des capacités à maîtriser la génération des maillages adaptés pour des calculs non-visqueux et d'autres pour des calculs visqueux.

La comparaison des résultats et du temps de calcul ont démontré les avantages de l'utilisation d'un maillage structuré multi-blocs. Nous avons réussi à réaliser plusieurs calculs pour couvrir tous les modes de fonctionnement des deux tuyères. Les résultats de calculs ont montré que le régime transitoire commence à $NPR=80$ et à $NPR=50$ pour la tuyère CNES PERSEUS et DLR respectivement. Le régime transitoire s'étend sur une plage non négligeable de NPR (e.g. $NPR=80-137$ pour la tuyère CNES PERSEUS).

Dans un second temps, la méthodologie développée pour les cas tests de validation a été appliquée sur quatre profils de tuyères double galbe fournis par un code basé sur la méthode des caractéristiques dans le cadre d'un autre projet en parallèle. Ces profils ont été générés par un code de calcul basé sur la méthode des caractéristiques. Il se compose de plusieurs sous-programmes qui permettent de concevoir des divergents de type TIC, TOC, TOP et par la méthode du jet libre.

Les calculs sont effectués sur des maillages structurés multi-blocs. Les calculs non-visqueux (équations d'Euler compressibles) ont révélé l'inexistence des ondes de chocs internes dans les quatre profils. Néanmoins, des ondes de détente ont été observées près du point d'inflexion pour les profils ALPHA et BÊTA en mode AM. En plus de ces dernières, une autre série d'ondes, plus en amont dans le premier galbe, a été enregistrée dans les profils DELTA et KAPPA. D'après l'analyse des résultats, les profils ALPHA et BÊTA sont jugés meilleurs que les profils DELTA et KAPPA en ce qui concerne le champ d'écoulement et le rapport performances / rapport de sections. Le profil ALPHA possède un C_F supérieur à celui de la tuyère CNES PERSEUS, d'un facteur de 22% pour un rapport de sections plus petit.

En dernier lieu et grâce à un calcul visqueux l'épaisseur de déplacement de couche limite a été quantifiée. Les résultats de calcul montrent que la couche limite développée est très confinée à la paroi. Néanmoins, malgré sa faiblesse, une correction de ces effets a été accomplie. Le profil résultant montre une amélioration de performances comparativement à celui non-corrigé.

Perspectives

L'actuelle étude bien qu'assez complète dans son principe, pourrait recevoir d'intéressants développements. Nous en recommandons particulièrement celui lié

à l'expérimentation de telles tuyères (double galbe) qui pourraient valider d'une manière décisive une telle approche.

Une intégration de routines d'évaluation de la couche limite se développant près de la paroi (bien que celle-ci soit généralement très faible pour les écoulements supersoniques) ainsi que l'étude de son influence sur les performances développées par ces tuyères serait intéressante à étudier.

Une étude tridimensionnelle semble l'outil incontournable pour détecter une éventuelle dissymétrie de décollement dans le mode transitoire, lorsque le point de décollement se situe en aval du point d'inflexion, et d'en évaluer les charges latérales résultantes.

Enfin, dans le domaine de l'aérothermique, il serait intéressant de développer des modèles pour la prise en compte des aspects thermiques en plus de la turbulence.

RÉFÉRENCES

1. Génin, C., et al., "Experimental and numerical study of dual-bell nozzle flow," Progress in Flight Physics Vol. 5, pp. 363-376, 2013.
2. Martelli, E., et al., "Numerical parametric analysis of dual-bell nozzle flows," AIAA Journal, Vol. 45, No. 3, pp. 640-650, 2007.
3. Horn, M. and Fisher S., "Altitude compensating nozzles," Rocketdyne Division. NASA-CR-194719, 1994.
4. Foster, C. and Cowles, F., "Experimental study of gas-flow separation in over-expanded exhaust nozzles for rocket motors," Progress Report No. 4-103. JPL, 1949.
5. Hagemann, G., et al., "Advanced rocket nozzles," J. of Propulsion and Power, Vol. 14, No. 5, pp. 620-634, 1998.
6. Frey, M. and Hagemann, G. "Critical assessment of dual-bell nozzles," J. of Propulsion and Power, Vol. 15, No. 1, pp. 137-143, 1999.
7. Immich, H. and Caporicci, M., "FESTIP technology developments in liquid rocket propulsion for reusable launch vehicles," 32nd AIAA Joint propulsion conference, Lake Buena Vista, Florida, AIAA-96-3113, 1996.
8. Immich, H., Caporicci, M., "Status of the FESTIP rocket propulsion technology program," 33rd AIAA Joint propulsion conference, Seattle, WA, AIAA-97-3311, 1997.
9. Miyazawa, M., et al., "Flight performance of dual-bell nozzles," 40th Aerospace science meeting, Reno, NV, AIAA-2002-0686, 2002.
10. Hagemann, G., et al., "Experimental and analytical design verification of the dual-bell concept," J. of Propulsion and Power, Vol. 18, No. 1, pp. 116-122, 2002.
11. Génin, C. and Stark, R., "Flow Transition in dual-bell nozzles," Shock Waves, Vol. 19, pp. 265-270, Springer-Verlag, 2009.
12. Proshchanka, D., et al., "Control of operation mode transition in dual-bell nozzle," 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint propulsion conference, Nashville, TN, AIAA 2010-6815, 2010.
13. Stark, R. and Génin, C., "Side loads in dual-bell nozzles, Part I Phenomenology," 2010,
14. Verma, S. B., et al., "Cold gas dual-bell tests in high-altitude simulation chamber," Shock Waves, Vol. 21, pp. 131-140, Springer-Verlag, 2011.
15. Verma, S. B., et al., "Cold-gas experiments to study the flow separation characteristics of a dual-bell nozzle during its transition modes," Shock Waves, Vol. 20, pp. 191-203, Springer-Verlag, 2010.
16. Reijasse, P., et al., "Wall pressure and thrust of a dual-bell nozzle in a cold gas facility," Progress in Propulsion Physics, Vol. 2, pp. 655-674, 2011.
17. Génin, C. and Stark, R., "Side loads in dual-bell nozzles, Part II design parameters," 46th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint propulsion conference, Nashville, TN, AIAA 2010-6730, 2010.
18. Génin, C. and Stark, R., "Experimental study on flow transition in dual-bell nozzles," J. of Propulsion and Power, Vol. 26, No. 3, pp. 497-502, 2010.
19. Génin, C. and Stark, R., "Hot flow testing of dual bell nozzles," 49th AIAA Aerospace Science Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, Florida, AIAA 2011-387, 2011.

20. Génin, C., and Stark, R., "Experimental study of dual-bell nozzle," 2nd European Conference for Aerospace Science (EUCASS) - Bruxelles, Belgium, 2007.
21. Martelli, E., et al., "Thermo-fluid dynamics analysis of film Cooling in Overexpanded Rocket Nozzles," 42nd AIAA Joint Propulsion Conference, Sacramento, CA, AIAA 2006-5207, 2006.
22. Östlund, J., "Supersonic flow separation with application to rocket engine nozzles," PhD thesis, TRITA-MEK-2004, RIT, Stockholm, Sweden.
23. Östlund, J., "Flow processes in rocket engine nozzles with focus on flow separation and side-loads," Licentiate thesis TRITA-MEK-2002, RIT, Stockholm, Sweden.
24. Hagemann, G., et al. "Scalability discussion for rocket nozzle flows based on subscale and full-scale testing," 4th European Symposium on Aero-thermodynamics for Space Vehicles, ESA SP-487, pp. 619-629, 2001.
25. Östlund, J., and Muhammad-Klingmann, B., "Supersonic flow separation with application to rocket engine nozzles," Transactions of the ASME, AMR, Vol. 58, pp. 143-177, 2005.
26. Shapiro, A.H., "The dynamics and thermodynamics of compressible fluid flow," Volume I, The Ronald Press Co., New York, 1953.
27. Kliegel, J.R. and Levine, J.N., "Transonic flow in small throat radius of curvature nozzles," AIAA Journal, Vol. 7, pp. 1375-1378, 1969.
28. Cline, M.C., "VNAP2: A computer program for computation of two-dimensional, time-dependent, compressible, turbulent flow," Kept. LA-8872, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, NM, Aug. 1981.
29. Zucrow, M. J. and Hoffman, J. D., "Gas Dynamics," Vol. 1, John Wiley and Sons, New York, 1977.
30. Zucrow, M.J. and Hoffman, J.D., "Gas Dynamics," Vol. 2, John Wiley and Sons, New York, 1977.
31. Malina, F. J., "Characteristics of the rocket motor based on the theory of perfect gases", J. Frankling Inst., Vol. 230, pp. 433-454, 1940.
32. Beneche, T. and Quick, W.W., "History of German guided missile development," AGARDograph 20, Verlag E. Appelhos & Co, Brunswick, Germany, 1957.
33. Anderson, J.D., "Modern compressible flow with historical perspective," McGraw-Hill Book Co.-Singapore, Jr-2nd ed, 1990.
34. Ahlberg, J.H. et al., "Truncated perfect nozzles in optimum nozzle design," ARS Journal, Vol. 31, No. 5, pp. 614-620, 1961.
35. Frey, H.M., and Nickerson, G.R., "TDK –Two Dimensional Kinetic reference program," SEA Inc. NAS8-36863, 1989.
36. Guderley, K.G. et al., "Continuous and discontinuous solutions for optimum thrust nozzles of given length," Journal of Optimization Theory and Applications, Vol. 12, No. 6, pp. 588-628, 1973.
37. Rao, G.V.R., "Exhaust nozzle contour for optimum thrust," Jet Propulsion, Vol. 28, No. 6, pp. 377-382, 1958.
38. Shmyglevsky, Yu D., "Supersonic profiles with minimum drag," In Russian, Prikladnaya Matematika i Mekhanika, Vol. 22, No. 2, pp. 269-273, 1958.
39. Shmyglevsky, Yu D., "Variational problems for supersonic bodies of revolution and nozzles," Prikladnaya Matematika i Mekhanika, Vol. 26, No. 1, pp. 110-125, 1962.
40. Borisov, V.M. et Shmyglevsky Yu D. "The formulation of variational problems of gas dynamics," Prikladnaya Matematika i Mekhanika, Vol. 27, No. 1, pp. 183-184, 1963.

41. Shmyglevsky, Yu D., "Some variational problems of gas dynamics," Fluid Dynamics Transactions, pp. 635-647, 1965.
42. Shmyglevsky, Yu D., "Variational problems of gas dynamics," U.S.S.R. Compt. Maths. Math. Phys. Vol. 20, No. 5, pp. 113-127, 1980.
43. Rao, G.V.R., et al., "Nozzle optimization for space-based vehicles," 35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Los Angeles, CA, AIAA 99-2584, 1999.
44. Huzel, D.K. and Huang, D.H., "Modern engineering for design of liquid propellant rocket engines," AIAA Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol. 147, Washington DC, 1992.
45. Rao, G.V.R., "Recent developments in rocket nozzle configurations," ARS Journal, Vol. 31, No. 11, pp. 1488-1494, 1961.
46. Rao, G.V.R., "Approximation of optimum thrust nozzle contour," ARS Journal, Vol. 30, No. 6, pp. 561, 1960.
47. Wade, M., Encyclopedia Astronautica, 25687 pages-9423 images, <http://www.astronautix.com/>, 2011.
48. Gogish, L.V., "A study of short supersonic nozzles," Mekhanika Zhidkosti i Gaza, Vol. 1, No. 2, pp. 175-180, 1966.
49. Hoffman, J.D., "Design of compressed truncated perfect nozzles," J. of Propulsion and Power, Vol.3, No. 2, pp. 150-156, 1987.
50. Liepmann, H.W. and Roshko, A., "Elements of gas dynamics," John Wiley and Sons, Inc. 1957.
51. Hagemann, G., et al., "Flow separation and side-loads in rocket nozzles," In Proc. of the 4th International Symposium on Liquid Space Propulsion, DLR, Germany, 2000.
52. Amann, H.O., "Experimental study of the starting process in a reflection nozzle," Shock tube symposium, The Phys. Fluids Supplement I, pp. 150-153, 1967.
53. Mouronval, A., "Étude numérique des phénomènes aéroélectriques en aérodynamique supersonique," PhD thesis, INSA de Rouen, France, 2004.
54. Chpoun, A., et al., "Reconsideration of oblique shock wave reflections in steady flows. Part 1. Experimental investigation," J. Fluid Mech., Vol. 301, pp. 19-35, 1995.
55. Ben-Dor, G., et al., "Hysteresis processes in the regular reflection $\leftrightarrow$ Mach reflection transition in steady flows," Progress in Aerospace Sciences, Vol. 38, pp. 347-387, 2002.
56. Carafoli, E., "High-speed aerodynamics, (compressible flow)," Editura tehnica, Bucharest, 1956.
57. Frey, M. and Hagemann, G., "Status of flow separation prediction in rocket nozzles," 34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint propulsion conference & Exhibit, Cleveland, OH, AIAA 98-3619, 1998.
58. Frey, M. and Hagemann, G., "Flow separation and side-loads in rocket nozzles," 35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint propulsion conference & Exhibit, Los Angeles, CA, AIAA 99-2815, 1999.
59. Reijasse, P., "Aérodynamique des tuyères propulsives en sur-détente," PhD thesis, Université Paris VI, Paris, France, 2005.
60. Nave, L.H., and Coffey, G.A., "Sea-level side-loads in high area ratio rocket engine," 9th AIAA/SAE Propulsion conference, Las Vegas, NV, AIAA 73-1284, 1973.
61. Chen, C., et al., "Numerical investigation of separated nozzle flows," AIAA Journal, Vol. 32, No. 9, pp. 1836-1843, 1994.

62. Pilinski, C., "Étude numérique du décollement en tuyères supersoniques," PhD thesis, INSA de Rouen, France, 2002.
63. Rulf, J.H., et al., "Nozzle side load testing and analysis at Marshall Space Flight Center," 45th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Denver, CO, AIAA 2009-4856, 2009.
64. Bourgoing, A., and Reijasse, P., "Experimental analysis of unsteady separated flows in a supersonic planar nozzle," Shock Waves, Vol. 14, No. 4, pp. 251-258, Springer-Verlag, 2005.
65. Lawrence, R.A. and Weynand, E.E., "Factors affecting flow separation in contoured supersonic nozzles," AIAA Journal, Vol. 6, No. 6, pp.1159-1160, 1968.
66. Bourgoing, A., "Instationnaire et dissymétrie d'un écoulement supersonique dans une tuyère plane," Technical Report NT 2002-3, Onera, 2002.
67. Papamoschou, D., and Zill, A., "Fundamental investigation of supersonic nozzle flow separation," 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV, AIAA 2004-1111, 2004.
68. Papamoschou, D., and Johnson, A., "Unsteady phenomena in supersonic nozzle flow separation," 36th AIAA Fluid Dynamics Conference and Exhibit, San Francisco, CA, AIAA 2006-3360, 2006.
69. Nebbache, A., et al., "Symmetrical and asymmetrical separated nozzle flow," 6th International Symposium on Launchers Technologies, TP 2006-23, Onera, 2006.
70. Golub, V.V., "Asymmetric flow separation in de Laval nozzle," 28th International Symposium on Shock Waves, pp. 153-158, 2012.
71. Dolling, D.S., "Fluctuating loads in shock-waves/turbulent boundary layer interaction: tutorial and update," AIAA paper 93-0284, 1993.
72. Reijasse, P., et al., "Dimensionnement des tuyères de moteurs fusées: objectifs et contraintes," Symposium International AAAF, TP 2001-55, Onera, 2002.
73. Torngren, L., "Correlation between outer flow and internal nozzle pressure fluctuations," 4th International Symposium on Aerothermodynamics for Space Vehicles, Capua, Italy, ESA-SP-487, pp. 415-423, 2001.
74. Manski, D. and Hagemann, G., "Influence of rocket design parameters on engine nozzle efficiencies," J. of Propulsion and Power, Vol. 12, No. 1, pp. 41-47, 1996.
75. Stark, R., "Flow Separation in Rocket Nozzles, a Simple Criteria," 41st AIAA/ASME/SAE/SEE Joint Propulsion Conference & Exhibit, Tucson, AZ, AIAA paper 2005-3940, 2005.
76. Boman, A., "Apparatus for controlling the flow separation line of rocket nozzles," U.S. Patent No. 6.574.952 B2, 2003.
77. Sato, M., et al., "Experimental study on transitional phenomena of extendible nozzle," 43rd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Cincinnati, OH, AIAA paper 2007-5471, 2007.
78. Kusaka, K, et al., "Experimental study on extendible and dual-bell nozzles under high altitude conditions," 36th Joint Propulsion Conference and Exhibit, AIAA Paper 2000-3303, 2000.
79. Schmucker, R., "Flow processes in over-expanded chemical rocket nozzles. Part 1: Flow separation," NASA TM-77396, 1984.
80. Chiou, J., and Hung, R., "A study of forced flow separation in rocket nozzles," Final Report, Alabama University, Huntsville, 1974.
81. Sutton, G.P., "Stepped Nozzle," U.S. Patent No. 5,779,151, 1998.

82. Brown, J.L., et al., "Altitude compensating ablative stiffening band for rocket motor nozzles," U.S. Patent No. 08,034,452, 1993.
83. Goncharov, N., et al., "Reusable launch vehicle propulsion based on the RD-0120 engine," 31st Joint Propulsion Conference and Exhibit, AIAA 1995-3003, 1995.
84. Sutton, G.P. and Biblarz, O., "Rocket propulsion elements," 7th ed. John Wiley & Sons, 2001.
85. Clayton, R. and Back, L., "Thrust improvement with ablative insert nozzle extensions," Journal of Propulsion and Power, Vol. 2, No. 1, pp. 91-93, 1986.
86. Parsley, R.C. and Van Stelle, K.J., "Altitude compensating nozzle evaluation," 28th Joint Propulsion Conference and Exhibit, AIAA 92-3456, 1992.
87. Semenov, V.V., et al., "Liquid propulsion with altitude compensation concept trade study," 57th International Astronautical Congress of the International Astronautical Federation, Valencia, Spain, IAC paper 06-C4.1.09, 2006.
88. Musial, N.T. and Ward, J.J., "Overexpanded performance of conical nozzles with area ratios of 6 and 9 with and without supersonic external flow," NASA TM X-83, 1959.
89. Bonniot, C.E., "Rocket engine expansion nozzle with complementary annular nozzle," U.S. Patent No. 05,067,316, 1991.
90. Boccaletto, L. and Dussauge J.P., "High-performance rocket nozzle concept," J. of Propulsion and Power, Vol. 26, No. 5, 2010.
91. Nasuti, F., et al., "Role of wall shape on the transition in axisymmetric dual-bell nozzles," J. of Propulsion and Power, Vol. 21, No. 2, pp.243-250, 2005.
92. Miyazawa, M., Otsu, H., "An analytical study on design and performance of dual-bell nozzles," 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, NV. AIAA 2004-380, 2004.
93. Östlund, J. and Bligert, M., "A subscale investigation on side loads in sea level rocket nozzle," 35th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Fort Lauderdale, Florida, AIAA 99-2759, 1999.
94. Niu, K., et al., "Control of transition between two working modes of a dual-bell nozzle by gas injection," 45th AIAA/ASME/SAE/SEE Joint Propulsion Conference, Denver, Colorado, AIAA 2009-4952, 2009.
95. Tomita, T., et al., "Control of transition between two working modes of a dual-bell nozzle by gas injection," 45th AIAA/ASME/SAE/SEE Joint Propulsion Conference, Denver, Colorado, AIAA 2009-4852, 2009.
96. Hasegawa, K. et al., "Fundamental study of an extendible nozzle and dual-bell nozzle for reusable rocket engine," Space technology Japan, Vol. 2, pp.25-34, 2003.
97. Alziary de Roquefort, T., et al., "Charges latérales dans les tuyères axisymétriques," ATAC Technical Report.
98. Presz, J. et al., "Lobed mixer/ejector nozzle," EP Patent No. 09,913,568, A2, 1999.
99. Asbury, S.C. and Hunter, C.A., "Effects of convoluted divergent flap contouring on the performance of a fixed-geometry nonaxisymmetric exhaust nozzle," NASA TP-209093, 1999.
100. Häggander, J. and Pekkari, L., "Rocket engine nozzle," U.S. Patent No. 06,308,514, 2001.
101. Ewen, R.L. and O'Brian, C.J., "Dual-Throat thruster test results," 22nd AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Huntsville, Alabama, AIAA 86-1518, 1986.

102. Beichel, R., "Dual expander rocket engine," U.S. Patent No. 04,220,001, 1980.
103. Nguyen, T. V. et al., "Aerodynamic performance analysis of dual-fuel/dual-expander nozzles," 24th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference, Boston, Massachusetts, AIAA 88-2818, 1988.
104. Hagemann, G. et al., "Dual-Expander engine flowfield simulations," 31st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, San Diego, CA, AIAA 95-3135, 1995.
105. Singer, V., "Method of making rocket motor extendible nozzle exit cone," U.S. Patent No. 04,707,899, 1987.
106. Smith-Kent, R. and al., "Analytical contouring of pintle nozzle exit cone using computational fluid dynamics," 31st AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, San Diego, CA, AIAA 95-2877, 1995.
107. Wasko, R. A., "Performance of annular plug and expansion-deflection nozzles including external flow effects at transonic mach numbers," NASA TN D-4462, 1968.
108. Dunn, S.S. and Coats, D.E., "Optimum nozzles contours for aerospike nozzles using the TDK 99TM computer code," 36th JANNAF Combustion Subcommittee, Cocoa Beach, FL, 1999.
109. Calabro, M., et al., "ELV: pressure fed LOX/LH2 upper stage," Acta Astronautica, Vol. 64, No. 11-12, pp. 1015-1020, 2009.
110. Le Bozec, A., et al., "Afterbody testing and comparison to CFD simulations," AIAA 8th International Space Planes and Hypersonic Systems and Technologies Conference. Norfolk, VA. 1998.
111. Wisse, M.E.N., and Van Oudheusden, B., "Analytical optimisation of an inviscid flow linear plug nozzle boattail," 40th AIAA/SAE/ASME/ASEE Joint Propulsion Conference and Exhibit, Fort Lauderdale, FL. AIAA 2004-4017, 2004.
112. Wisse, M.E.N., "An asymptotic analysis of compressible base flow and the implementation into linear plug nozzles," PhD thesis, TU Delft, Netherlands, 2005.
113. Onofri, M., "Plug nozzles: summary of flow features and engine performance," OTAN Report RTO-TR-AVT-007-V1, 2002.
114. Denton, B.L., "Design and analysis of rocket nozzle contours for launching Pico-satellites," M.Sc. thesis, DME, Rochester, 2007.
115. Anderson, J. D., "Fundamentals of aerodynamics," 3rd ed., McGraw-Hill series, 2001.
116. Mailhot, S., "Conception et mise en opération de l'installation supersonique à haute température de RDDC valcartier," M.Sc. thesis, Université de Laval, Qc, 2010.
117. Halsall, M.J., "CACTUS, A characteristics solution to the neutron transport equations in complicated geometries," AEEW-R-1291, U.K. Atomic Energy Authority, 1980.
118. Delery, J., "Aérodynamique interne: tuyères et arrières corps," ENSAE, Toulouse, 3e éd. Revue et corrigée, 1996.
119. Chung, T.J., "Computational fluid dynamics," 2nd ed., Cambridge University Press, 2010.
120. Hirsch, C., "Numerical computation of internal & external Flows, V1: Fundamentals of computational fluid dynamics," 2nd ed., Elsevier, U.K., 2007.
121. Greitzer, E.M., Tan, C.S. and Graf, M.B., "Internal flow—Concepts and applications," Cambridge University Press, 2004.

122. Cousteix, J., "Aérodynamique–Turbulence et couche limite," Cépaduès éditions, La Chevêche, 1989.
123. Sutherland, W., "The viscosity of gases and molecular force," Philosophical Magazine, Vol. 5, No. 36, pp. 507-531, 1893.
124. Reynolds, O. "An experimental investigation of the circumstances which determine whether the motion of water shall be direct or sinuous, and of the law of resistance in parallel channels," Plates 72-74, 1883.
125. Von Karman, T., "Mechanical similitude and turbulence", NACA-TM 611, 1931.
126. Hinze, J.O., "Turbulence," 2nd ed., McGraw-Hill, New York, 1973.
127. Pilinski, C., "Étude numérique du décollement dans les tuyères supersoniques," PhD thesis, INSA de Rouen, France, 2002.
128. Ionut, D., "Tourbillons en fluides et superfluides: une exploration numérique," HDR, Université Pierre et Marie Curie Paris VI, France, 2008.
129. Sagaut, P., "Large eddy simulation for incompressible flows: an introduction," 3rd ed., Scientific Computation, Springer, 2006.
130. Mohammed Taifour, A., "Développement et validation d'un solveur des équations de Navier-Stokes compressibles bidimensionnelles turbulentes sur un maillage structuré," M.Ing. thesis, Université Saad Dahleb de Blida, IAB, 2010.
131. Mahfoudi, E.A., "Contribution à l'étude des profils de tuyères en écoulements supersoniques visqueux par la méthode des volumes finis," PhD thesis, Université Constantine 1, 2014.
132. Favre, A., "Équations statistiques des gaz turbulents," Comptes Rendus de l'Académie des Sciences 246, 1956.
133. Bailly C., Comte-Bellot, G., "Turbulence," CNRS Edition, Paris, 2003.
134. Boussinesq, J., "Théorie de l'écoulement tourbillonnant et tumultueux des liquides dans les lits rectilignes à grandes section," Tome I-II, Gautier-Villars, Paris, 1897.
135. Allmaras, S.R., and Spalart, P.R., "A one-equation turbulence model for aerodynamic flows," 30th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, Reno, NV, AIAA 92-0439, 1992.
136. Shih, T.H., et al., "A new k- ϵ eddy-viscosity model for high Reynolds number turbulent flows - model development and validation," Computers Fluids, Vol. 24, No. 3, pp. 227-238, 1995.
137. Yakhot, V., et al., "Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique," Physics of Fluids A, Vol. 4, No. 7, pp1510-1520, 1992.
138. Wilcox, D.C., "Re-assessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models," AIAA Journal, Vol. 26, No. 11, pp. 1299-1310, 1988.
139. Guerriero, V., "Experimental and numerical study of Coanda ejectors for pneumatic solid transport," PhD thesis, INSA Toulouse, 2008.
140. Menter, F.R., "Improved two-Equation k- ω turbulence models for aerodynamic flows," NASA TM 103975, 1992.
141. Menter, F.R., "Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications," AIAA Journal, Vol. 32, No. 8, pp. 1598-1605, 1994.
142. Launder, B.E., and Sharma, B.I. "Application of the energy dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc," Letters in Heat and Mass Transfer, Vol. 1, pp. 131–138, 1974.
143. Versteeg, H. and Malasekera, W., "An introduction to computational fluid dynamics–the finite volume method," 2nd Pearson Education ed., U.K., 2007.

144. Bergerat, L., "Développement d'une méthode numérique compressible pour la simulation de la cavitation en géométrie complexe," PhD thesis, ENSAM, Paris, 2012.
145. Wervaecke, C., "Simulation d'écoulements turbulents compressibles par une méthode d'éléments finis stabilisée," PhD thesis, Université de Bordeaux I, France, 2010.
146. Bekka, N., "Simulation numérique d'un écoulement turbulent autour d'une paroi courbée : comparaison des modèles de turbulence," PhD thesis, Université Mentouri Constantine, 2009.
147. Homola, M.C., et al., "Ice sensors for wind turbines," Cold Regions Science and Technology, Vol. 46, pp. 125-131, 2006.
148. Kipouros, T. et al., "Multi-objective optimization of turbomachinery blades using Tabu search," in Evolutionary Multi-Criterion Optimization, 3rd international conference, Guanajuato, Mexico, Springer, pp. 897-910, 2005.
149. Dhatt, G. and Touzot, G., "Une présentation de la méthode des éléments finis," Collection Université de Compiègne, 1981.
150. Dippold, V.F., "Acoustic Reference Nozzle with Mach 0.97, Unheated Jet Flow," NPARC Alliance Validation Archive, NASA Glenn Research Center, Cleveland, Ohio, 2012.
151. Arnoult, E., et al., "Module M4 Mecagora; Utilisation industrielle de la modélisation," Espace numérique d'apprentissage de la méthode des éléments finis, UTC, 2005.
<http://www.utc.fr/~mecagom4/MECAWEB/accueil.html>.
152. Cebeci, T., et al., "Computational fluid dynamics for engineers," Horizons Publishing Springer, California, 2005.
153. Djouimaa, S., "Simulation de l'écoulement transsonique turbulent autour d'une aube de turbine," PhD thesis, Université de Batna, 2007.
154. Hoffman, K.A. and Chiang, S.T., "Computational fluid dynamics," 4th ed., V III, EESbooks, KENSA, USA, 2000.
155. Winckelmans G. et V. Legat. "Mécanique des Fluides et Transferts I: partie sur les écoulements turbulents," Cours MECA1321, UCL, Bruxelles, 2009.
156. Walsh E.J., et al., "On use of entropy to predict boundary layer stability", Journal of Entropy, Vol. 6, No. 4, pp. 375-387, 2004.
157. Tannehill, J.C. et al., "Computational Fluid Mechanics and heat transfer," 2nd ed., Taylor & Francis Group, 1997.
158. Ansys Fluent 12.0 Theory Guide, Ansys Inc. 2009.
159. Balabel, A., "Numerical simulation of turbulence gas flow in solid rocket motor nozzle," Military Technical College, Kobry Ellkobah, Cairo, Egypt, ASAT, 2009.
160. Hunter, C.A., "Experimental, theoretical and computational investigation of separated nozzle flows," 34th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint propulsion conference & Exhibit, Cleveland, OH, AIAA 98-3107, 2007.
161. Perrot, Y., "Etude, mise au point et validation des modèles de turbulence compressible," PhD thesis, Université de Rouen, France, 2006.
162. Stark, R. et al., "Cold flow testing of dual-bell nozzles in altitude simulation chambers," European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS), 2005.
163. Stark, R. et al., "The altitude adaptive dual bell nozzle," German Aerospace Center (DLR), 2012.
164. Verma, S.B. et al., "Gas density effects on dual-bell transition behavior," J. of Propulsion and Power, Vol. 28, No. 6, pp. 1315-1323, 2012.

165. Génin, C., "Étude expérimentale de l'écoulement et des charges thermiques dans une tuyère dual-bell," PhD thesis, Université de Valenciennes, France, 2010.
166. Djebbar O. et Hamitouche, T., "Développement d'une méthode de conception de profils de tuyères double galbes," M.Sc. thesis, Université Saad Dahleb de Blida, IAB, 2014.
167. Hoffman, J.D. et al., "Thrust nozzle optimization including boundary layer effects," J. of optimization theory and applications, Vol. 10, No. 3, pp. 133-159, 1972.