



HAL
open science

Contribution à l'étude des écoulements dans les tuyères soniques cylindriques

Marc-Antoine Lambert

► **To cite this version:**

Marc-Antoine Lambert. Contribution à l'étude des écoulements dans les tuyères soniques cylindriques. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Poitiers, 2020. Français. NNT : 2020POIT2296 . tel-03440979

HAL Id: tel-03440979

<https://theses.hal.science/tel-03440979>

Submitted on 22 Nov 2021

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE

Pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS

(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National - Arrêté du 25 Mai 2016)

École Doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique

Secteur de recherche : MÉCANIQUE DES MILIEUX FLUIDE ET ACOUSTIQUE

Présentée par :

Marc Antoine Lambert

Contribution à l'étude des écoulements dans les tuyères soniques cylindriques

Directeur de thèse : **Jean Christophe Valière** PU

Co-directeurs : **Eric Foucault** PU et **Guillaume Lehnasch** MC

Soutenue le 18 décembre 2020
devant la Commission d'Examen

JURY

Stéphane Barre, *Chargé de Recherche, Université Grenoble Alpes LEGI - UMR 5519*;

Paola Cinnella, *Professeur, Sorbonne Université UPMC - UMR 7190*;

Pierre Dupont, *Chargé de Recherche, CNRS – IUSTI Marseille - UMR 7343*;

Eric Goncalves, *Professeur, ISAE ENSMA, Institut P' - Futuroscope-Chasseneuil - UPR CNRS 3346*;

Christian Tenaud, *Directeur de Recherche, Université Paris-Saclay, LIMSI - UPR CNRS 3251*.

CHERCHEURS INVITÉS

Bodo Mickan, *Dr.-Ing., Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB), Braunschweig, Allemagne*;

Rémy Maury, *Dr.-Ing., Cesame-Exadébit, Poitiers, France*.

Remerciements

Je remercie chaleureusement toutes les personnes qui m'ont aidé pendant l'élaboration de ma thèse et notamment mon directeur monsieur Jean Christophe Valière, pour son intérêt et son soutien, sa persévérance et ses nombreux conseils durant ma recherche et jusqu'à la toute fin de la rédaction du manuscrit et de la soutenance. Également, j'adresse tous mes remerciements à mes deux encadrants : monsieur Éric Foucault et monsieur Guillaume Lehnasch pour leurs nombreux éclaircissements, les débats que nous avons eus et toujours leur soutien sans faille durant ma période de travail au laboratoire.

Je remercie toute l'équipe et le personnel de Cesame Exadébit qui ont su m'accueillir, me former et me faire confiance durant tout mon parcours à leur côté. Je pense surtout à monsieur Rémy Maury pour ses qualités d'encadrement, monsieur Christophe Windenberger pour son professionnalisme et monsieur Henri Foulon pour sa confiance. Je ne saurais oublier monsieur Yvan Lehot et surtout monsieur Abderrahim Ouerdani pour leurs aides métrologiques.

Je remercie les partenaires internationaux avec notamment monsieur Bodo Mickan et monsieur Ernst von Lavante qui m'ont apporté leurs connaissances et toute leur expertise.

Je salue amicalement le personnel chargé de l'informatique que j'ai su déranger de trop nombreuses fois. Surtout, je partage évidemment mes sentiments affectueux pour les doctorants et les anciens du CEAT d'abord, mais également tous ceux que j'ai eu la chance de connaître avec lesquels ce sont tous ces souvenirs de nos nombreuses discussions déviantes et hors du cadre qui ont adouci cette aventure.

Au terme de ce parcours, je remercie celles et ceux qui me sont chers et que j'ai quelque peu délaissés ces derniers mois pour achever cette thèse.

J'adresse aussi pour finir une pensée à monsieur Alain Strzelecky et monsieur Jean-Pierre Vallet qui sont partis trop tôt et qui ont su me faire confiance dès l'origine du projet.

Enfin, ce travail n'aurait pas été possible sans l'Université de Poitiers et surtout Cesame Exadébit, qui m'ont permis, grâce à leurs soutiens financiers, de me consacrer sereinement à l'élaboration de ma thèse.

Table des matières

Table des matières	3
Table des figures	7
Liste des tableaux	17
1 Étude bibliographique	25
1.1 Considérations générales	25
1.2 Résultats expérimentaux et comportement de la géométrie cylindrique	27
1.3 Historique de la géométrie à col cylindrique	31
1.3.1 Prémices et convergence technologique (des années 50 jusqu'au milieu des années 60)	31
1.3.2 Mise en œuvre de la géométrie à col cylindrique; ses aspects normatifs et appropriation française (1966-1982)	34
1.3.3 Période récente jusqu'à l'adoption des tuyères à col cylindrique par Cesame	41
1.4 Méthode de détermination théorique du C_d : Modèles théoriques existants (méthodes générales appliquées à la géométrie cylindrique)	51
1.4.1 Coefficient de décharge lié à l'évolution de la couche limite (i.e. prise en compte des effets visqueux) C_{d_1}	52
1.4.2 Coefficient de décharge lié aux effets de la géométrie de la tuyère (effets de la courbure) C_{d_2}	53
1.4.3 Cas particulier de la tuyère cylindrique	54
1.5 Tentative de modernisation et de redéfinition empirique de la loi d'évolution du C_d	57
1.5.1 Modélisation de la zone de transition sous la forme d'une tangente hyperbolique	57
1.5.2 Comportement général	63
1.5.3 Résumé	66
1.6 Observations et description dans les tuyères cylindriques	66
1.6.1 Écoulement transsonique et ligne sonique	66
1.6.2 Prise en compte de l'état de surface	70
2 Moyens expérimentaux et validation des outils expérimentaux	75
2.1 Dispositif des venturi-tuyère sonique cylindrique étudiées	75
2.2 Examen des dimensions caractéristiques	77
2.2.1 Mesures dimensionnelles du groupe des tuyères usinées	78
2.2.2 Estimation du diamètre minimal à partir des données de mesure	80
2.2.2.1 Évaluation du diamètre en suivant les recommandations de la norme	80
2.2.2.2 Évaluation du diamètre en suivant la méthode de Pratt	81

2.2.3	Caractérisation de l'état de surface	84
2.2.3.1	Série de mesures	84
2.2.3.2	Filtrage	86
2.2.4	Résultats subsidiaires : relevés dimensionnels et relevés du diamètre minimal	86
2.2.5	Fluctuations lentes du profil géométrique (courbure, circularité et axe de symétrie)	88
2.2.6	Évaluation de l'état de surface	91
2.3	Dispositifs d'essais mis à disposition	93
2.3.1	Moyen d'essais de Cesame	95
2.3.1.1	Installation primaire d'étalonnage	95
2.3.1.2	Calcul d'incertitude pour les points étalonnages de l'installation primaire	99
2.3.1.3	Incetitude additionnelle venant de la mesure du diamètre de la tuyère	100
2.3.1.4	Considération de la viscosité	101
2.3.1.5	Considération sur la fonction de débit critique	102
2.3.1.6	Installation secondaire d'étalonnage à haute pression	102
2.3.2	Moyen d'essais de la PTB-Pigsar™	105
2.3.3	Installation en air de la PTB	106
2.4	Conclusion et résumé des plages de débit couverts par les moyens expérimentaux mis à disposition	106
3	Résultats d'étalonnages des tuyères expérimentales	109
3.1	Cadre de la mesure et éléments de comparaison	109
3.2	Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction des nombres de Reynolds Re_d	112
3.2.1	Mesures expérimentales des tuyères avoisinant 5 mm de diamètre	112
3.2.2	Mesures expérimentales des tuyères avoisinant 7,5 mm de diamètre	116
3.2.3	Mesures expérimentales des tuyères avoisinant 10 mm de diamètre	120
3.3	Analyse des résultats	125
3.3.1	Évolution des points d'étalonnages des régimes laminaire et de transition	126
3.3.2	Évolution des points d'étalonnages en régime turbulent et modélisation semi-empirique	128
3.3.3	Paramétrage du model semi-empirique à partir des paramètres physiques	134
3.4	Conclusion	138
4	Mise au point de la stratégie de simulation d'écoulement de tuyère CFVN	141
4.1	Équations générales et discrétisation	141
4.1.1	Équations générales	142
4.1.2	Approche RANS	144
4.1.3	Modèle de turbulence	145
4.1.4	Discrétisation de l'équation générale	146
4.1.4.1	Traitement des termes convectifs	148
4.1.4.2	Les termes de gradient	151
4.1.4.3	Les termes de laplacien	151
4.1.4.4	Les termes sources	152
4.1.4.5	Discrétisation temporelle	152
4.2	Validation et paramétrage de l'outil numérique de l'outil numérique	153
4.2.1	Développement spatial d'une couche limite sur plaque plane	153
4.2.2	Cas test de Sod	156
4.2.3	Tuyère convergente-divergente (CDV)	161
4.2.4	Le diffuseur transsonique	164

4.2.5	Tuyère convergente de forte courbure	170
4.2.6	Section bilan	175
4.3	Stratégie numérique : Choix numériques	175
4.3.1	Pré-dimensionnement de la simulation	175
4.3.2	Choix de la topologie multi blocs et du raffinement de maillage	176
4.3.2.1	Topologie du domaine	176
4.3.2.2	Étude de sensibilité au maillage.	180
4.3.3	Initialisation et conditions aux limites	181
4.3.4	Initialisation	183
4.3.4.1	Initialisation à partir d'un écoulement au repos	183
4.3.4.2	Initialisation à partir d'un champ de pression	184
4.3.4.3	Choix de l'initialisation	185
4.3.4.4	Réinitialisation en rampe de pression	185
4.3.5	Convergence et critère d'arrêt à Re_d fixé	186
4.3.5.1	Convergence	186
4.3.5.2	Critère d'arrêt	187
4.3.6	Études de sensibilité au CFL	189
4.3.7	Bilan incertitude	189
4.4	Conclusion	191
5	Étude numérique de l'écoulement en tuyère CFVN	193
5.1	Visualisation typique de l'écoulement dans la tuyère cylindrique axisymétrique	193
5.2	Évolution du C_d en fonction du Re_d	195
5.3	Couche limite dans le convergent	197
5.3.1	Méthode d'estimation de la couche limite	197
5.3.2	Couche limite dans le convergent	198
5.4	Structure globale non-visqueux (partie interne) de l'écoulement dans la partie cylindrique	203
5.4.1	Description qualitative générale de la structure globale	203
5.4.2	Sensibilité de la structure globale aux conditions initiales et au raffinement	208
5.4.3	Sensibilité de la structure globale au nombre de Reynolds	212
5.5	Paramètres de la couche limite dans la partie cylindrique	220
5.5.1	Déficit de débit	224
5.6	Conclusion	227
6	Conclusion générale	233
	Bibliographie	239
A	Coefficient de décharge lié aux effets de compressibilité C_{d_3}	249
B	Toutes les tuyères de Cesame en comparatif de la Figure 1.8	251
C	Calcul d'incertitude pour l'installation de Pigsar™	253
D	Méthode de fabrication des tuyères et informations sur l'état de surface	255
E	Moyens de mesures de l'Institut P' pour l'état de surface	259

F Représentation des données dimensionnelles des tuyères usinées	263
F.1 Représentation des mesures d'état de surface	264
F.2 Représentation polaire	269
F.3 Représentation polaire combinées	270
G Modélisation de la zone de transition sous la forme d'une fonction logistique	271
H Le rapport de pression critique (CBPR)	275
I Points expérimentaux	279
J Information complémentaire à propos de l'état de surface	281
K Points expérimentaux à basse pression de la méthode pVT,t	283
L Visualisation de la courbe proposée tenant compte de l'effet de l'état de surface rugueux agissant sur la partie turbulente	287
M Marche en ω_1	291
N Schéma des tuyères cylindriques de Cesame	293
O Différences entre le C^* et de la norme et de Refprop™	297
P Apports récents à la méthode pVT,t	301
Q OpenFOAM	303
R SonicFoam	305
S Différenciation Backward en temps	307
T Condition limite de Wedge	309
U Étude de scalabilité	311
V Pseudo-train-de-choc	313
W Phénomène de focalisation et train-de-choc	317
X Visualisation générale en fonction du NPR	321

Table des figures

1.1	Stanley fait référence à ce contour en 1954 comme étant le modèle de tuyère type-venturi I.S.A. (Industry Standard Architecture) [143].	31
1.2	Relation de β et plusieurs géométries historique de convergent, partie cylindrique, conduite et diamètre de col pour la forme ASME LRN "long radius nozzle" (pour tuyère à long rayon) précurseur des tuyères cylindriques [4].	33
1.3	Evolution du C_d en fonction d'un critère de transition (à gauche) et épaisseur de déplacement en fonction de la position le long de la paroi d'une tuyère (à droite) [17].	35
1.4	Effet de la courbure en R/h (ou r_c/h) sur l'évaluation du C_{d_2} [95].	37
1.5	Critère de relaminarisation (Launder-Jones) $d/r_c = 2$ ONERA et évaluation de l'épaisseur de la couche limite au niveau du col $d/r_c = 2$ ONERA [4]. Le point x'_k correspond à la même localisation dans les deux figures a) et b). La figure b) correspond à un grossissement de la figure a) autour du point x'_k avec plusieurs possibilités de régime d'écoulement à ce niveau en observant l'épaisseur de déplacement de la couche limite.	43
1.6	Simulations numériques d'écoulement dans une géométrie de type ASME LRN [4].	45
1.7	Effet de la courbure Ω sur le calcul du coefficient de débit C_{d_2}	54
1.8	Mesures du C_d d'une tuyère cylindrique de 10 mm (Tuyère Cesame C) comparées aux modèles théoriques couvrant les régimes d'écoulements laminaire, de transition et turbulent ainsi que les deux courbes du C_d de la norme. Les courbes de la norme sont représentées par des lignes noir. Des courbes prenant en compte un rayon de plus grand ($\Omega^{-1} = 0,02$) sont également représentées (cf. Section 1.5.1).	55
1.9	Étude comparative réalisée en 2006 de l'étalonnage de quatre tuyères toroïdales de diamètre nominal de 25 mm par trois laboratoires : la PTB, le NIST et Cesame-Exadébit SA (LNE) [98]. Les dimensions des tuyères toroïdales utilisées sont reportées dans le tableau à droite.	58
1.10	Comparaison schématique de l'évolution du contour $\Omega_{r,th}$ avec l'épaisseur de déplacement δ_1 en fonction de la direction axiale [103].	63
1.11	Le graphique présente des points expérimentaux (points) venant d'étalonnages d'une tuyère cylindrique de 10 mm (cf. Section 3.2.3) comparés aux courbes semi-empiriques (traits plein) les plus représentatives de l'évolution du C_d en fonction du nombre de Reynolds Re_d [98, 102, 103]. Les courbes de la norme sont représentées en vert et quelques données d'incertitude U' ($k=2$) sont représentées en pointillés. La courbe notée "courbe finale" correspond une proposition de courbe basée sur les modèles théoriques et de l'hypothèse d'un rayon de courbure virtuel variable pour cette tuyère. Le graphique de droite donne l'évolution de $\Omega_{virtuel}^{-1}$ tenant compte de cette variation du rayon de courbure en fonction du Re_d . À haut Re_d , il se pourrait que cette tuyère montre une tendance expérimentale en plateau de la valeur du C_d d'où la distinction entre les "Courbe finale 1" et "Courbe finale 2".	64
1.12	Évolution typique des courbes génériques du coefficient de décharge des deux standards de tuyère en fonction du nombre de Reynolds.	64

1.13	Tuyère De Laval avec deux types de structures d'écoulements dans la région du col. Dans la moitié inférieure, l'écoulement est du type de Taylor et les lignes d'iso-Mach ont des dérivés discontinus. En revanche, pour le type d'écoulement de Meyer, les dérivés restent continus [125].	68
1.14	Écoulement typique d'un gaz dans une tuyère à divergent conique et convergent raide [121].	69
1.15	Rugosité en grains de sable de Nikuradse : évolution de la perte de charge en fonction du nombre de Reynolds sur une plaque plane [109, 130].	71
2.1	Exemple de visualisation (tridimensionnelle) globale et en coupe (en haut) des tuyères de géométrie cylindrique étudiées et schéma de principe du contour intérieur annoté conformément à la norme (en bas).	76
2.2	À gauche, une photographie de la sonde de palpation constituée du sphère de rubis de 4 mm et à droite quelques explications utilisées pour les mesures dimensionnelles (Hexagon™).	81
2.3	Représentation schématique de la surface idéale de la tuyère en noir. La zone où le prestataire (Hexagon™) effectue les mesures est indiquée en rouge. La mesure de l'état de surface a été effectuée entre les points z_A et z_E . La mesure du diamètre a été effectué en z_H [101].	82
2.4	À gauche, une représentation des mesures diamétralement opposées (cf. Figure 2.3) et à droite une représentation tridimensionnelle des mesures d'état de surface de la Tuyère n°1 (cf. Table 2.1). Cette dernière représentation est inspirée par Cao et collab., en 2019 [26].	82
2.5	Exemple de profil de surface avec un rendu de la rugosité par le paramètre Ra en fonction du type de palpeur.	85
2.6	Filtrages Savitzky-Golay sur les données dimensionnelles de la Tuyère n°1 (cf. Table 2.1).	87
2.7	Exemple de considérations de tolérance sur un cylindre, en rouge le cylindre réel et en bleu les tolérances sur sa forme.	89
2.8	Représentation graphique des mesures d'état de surface d'une génératrice pour la Tuyère n°1.	91
2.9	Photographie annotée de l'installation primaire de Cesame.	94
2.10	Schéma de fonctionnement de l'installation d'étalonnage primaire de Cesame (phase/étape 1 de stabilisation des conditions initiales). Les conduites sous pression sont représentées en vert alors que les conduites en noir sont fermées. Les vannes V1 et V2 sont ouvertes pour la stabilisation des paramètres de pression et de température p_0 et T_0 en amont de la tuyère sonique en cours d'étalonnage.	95
2.11	Schéma de fonctionnement de l'installation d'étalonnage primaire de Cesame (phase/étape 2 de remplissage). La vanne V2 est fermée, les grandeurs initiales ont été enregistrées, la pression en aval de la tuyère et dans la capacité de référence augmente. L'écoulement est critique (Mach=1) au niveau du col de la tuyère sonique.	96
2.12	Schéma de fonctionnement de l'installation d'étalonnage primaire de Cesame (phase/étape 3 de stabilisation finale). La vanne V1 est fermée à son tour. Une certaine quantité d'air sous pression est retenue dans la capacité de référence. Après la stabilisation des paramètres de pression et de température, les grandeurs finales peuvent être enregistrées pour accéder au débit massique de fluide ayant traversé la tuyère sonique.	97
2.13	À gauche une photographie de l'installation d'étalonnage à haute pression de Cesame et à droite son schéma détaillé.	103
2.14	En a), un photographie de l'étalon primaire HPPP (à gauche) et de ligne d'étalonnage secondaire (à droite) dans les locaux de la PTB-Pigsar™ [82]. En b), le schéma de l'installation de Pigsar™ avec une photographie et en c), le schéma de l'installation en air de la PTB avec une photographie [82].	107

- 2.15 Plage de débits massiques couvertes pour ce travail de thèse par les installations expérimentales en fonction des diamètres du groupe de tuyère. La plage entre les carrés bleus pleins correspond aux débit couverts par l'installation primaire de Cesame (M6) et celle entre les carrés bleus vides correspond aux débit couverts par l'installation haute pression de Cesame (M1). Les deux fonctionnent avec de l'air. La plage entre les cercles en rouge plein correspond aux débit couverts par l'installation de PigsarTM fonctionnant au gaz naturel (NG). La ligne pointillée rouge représente la portée de l'installation à haute pression de la PTB. Les cercles rouges vides représentent des mesures effectuées par l'installation d'air à basse pression de la PTB. 108
- 3.1 Évolution des coefficients de décharges C_d en fonction des nombres de Reynolds Re_d des tuyères avoisinant 5 mm de diamètre et dont l'état de surface varie. Les courbes en bleu sont obtenues par les installations de Cesame, en air et les courbes en rouge sont obtenues par la PTB, en air et gaz naturel (NG). La Tuyère n°1 dispose de l'état de surface le plus lisse, la Tuyère n°2, a une définition moyenne de son état de surface et la Tuyère n°3 est la plus rugueuse. Ces différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. Les Tuyères A et D sont considérées comme des références, au même titre que les courbes de la littérature et les courbes de la norme en vert [1, 102, 103]. 113
- 3.2 Exemple d'évolution schématique du coefficient de décharge C_d en fonction des nombres de Reynolds Re_d de la Tuyère n°2, d'état de surface moyen. Le régime de transition est encadré par des relevés des C_d minimum et maximum ainsi que les Re_d qui leurs sont respectivement associés. Ces valeurs sont répertoriées dans la Table 3.2. 115
- 3.3 Évolution des coefficients de décharges C_d en fonction des nombres de Reynolds Re_d des tuyères avoisinant 7,5 mm de diamètre et dont l'état de surface varie. Les courbes en bleu sont obtenues par les installations de Cesame, en air et les courbes en rouge sont obtenues par la PTB, en air et gaz naturel (NG). La Tuyère n°4 dispose de l'état de surface le plus lisse, la Tuyère n°5, a une définition moyenne de son état de surface et la Tuyère n°6 est la plus rugueuse. Ces différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. La Tuyère n°10 à la même définition d'état de surface que la Tuyère n°5 et un diamètre équivalent, mais avec un diffuseur plus long de $16,4 \cdot d$; sa courbe d'étalonnage est représentée en en violet. La Tuyère B est considérée comme une référence, au même titre que les courbes et de littérature et les courbes de la norme en vert [1, 102, 103]. 117
- 3.4 Évolution des coefficients de décharges C_d en fonction des nombres de Reynolds Re_d des tuyères avoisinant 10 mm de diamètre et dont l'état de surface varie. Les courbes en bleu sont obtenues par les installations de Cesame, en air et les courbes en rouge sont obtenues par la PTB, en air et gaz naturel (NG). La Tuyère n°7 dispose de l'état de surface d'usinage le plus lisse, la Tuyère n°8, a une définition moyenne de son état de surface et la Tuyère n°9 est la plus rugueuse. Ces différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. Les Tuyères C et E sont considérées comme des références, au même titre que les courbes et de littérature et les courbes de la norme en vert [1, 102, 103]. 121

3.5	Étalonnage en air et à basse pression en régime laminaire. Les courbes dans les nuances de bleu sont obtenues par l'installation secondaire de Cesame (M1), en air et celles dans les tons chauds (jaune, orange et rouge) sont obtenues par la PTB, en air et gaz naturel (NG). Les différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. Des courbes de la littérature encadre la tendance [1, 56, 103].	127
3.6	Représentation graphique de l'ampleur de la chute du C_d en % en fonction de la rugosité adimensionnelle Ra/d (dans le convergent à droite et la partie cylindrique à gauche) dans la gamme de transition identifiable entre les régimes laminaire et turbulent. Les différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux.	128
3.7	Étalonnages de la PTB-Pigsar™ en rouge et de Cesame en bleu du groupe des tuyères étalonnées en régime turbulent à des Re_d supérieur à 1×10^6 . Les différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux.	130
3.8	Évolution en fonction des nombres de Reynolds de différentes formulations du facteur de friction issues de la littérature avec $\varepsilon/d = 6 \times 10^{-4}$ [14].	131
3.9	Proposition d'équation de la courbe empirique de référence (cf. Équation 3.6) pour prendre en compte les effets de l'état de surface rugueux agissant sur la partie turbulente de la courbe d'étalonnage de la Tuyère n°7. Les points en bleu sont obtenus par les installations de Cesame, en air et les points en rouge sont obtenus par la PTB-Pigsar™, avec du gaz naturel (NG). La Tuyère n°7 dispose de l'état de surface d'usinage le plus lisse, la Tuyère n°8, a un état moyenne de surface moyen et la Tuyère n°9 est la plus rugueuse. Ces différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. D'autres représentations graphiques pour le groupe des tuyères usinées sont disponibles dans l'Annexe L.	134
3.10	Évolution de l'estimation de l'épaisseur de déplacement en régime turbulent $\delta_{1,turb}$ en fonction des considérations sur l'état de surface en ε de la Table 3.11 pour le groupe des tuyères usinées. Les différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. $\delta_{1,turb}$ est dimensionnelle sur le graphique de gauche et adimensionnée par le diamètre sur le graphique de droite. Des courbes de tendance accompagnent les graphiques.	135
3.11	Évolution de l'estimation de l'épaisseur de déplacement en régime turbulent $\delta_{1,turb}$ et du C_d associé en fonction des considérations sur l'état de surface. Les différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. Le Ra est celui relevé dans les convergents pour le graphique de gauche et celui relevé dans les parties cylindriques pour le graphique de droite du groupe des tuyères usinées (Table 2.4). Des courbes de tendance accompagnent les graphiques. Les Tuyères n°4 et n°9 sont également indiquées, mais elles ne rentrent pas dans l'analyse, à cause de leur comportement singulier, à l'écart du reste du groupe.	136
4.1	Discretisation en volumes finis d'après Greenshields (2010) Chaque face est attribuée à une cellule (propriétaire) P et à une cellule voisine N . Le système est colocalisé, toutes les variables dépendantes et les propriété matérielle sont référencées au centre des cellules (centroïde). Le vecteur \mathbf{S}_f est normal à une face pointant vers l'extérieur de sa cellule. Le vecteur \mathbf{d} relie le centroïde de la cellule P à celui de la cellule voisine N et le vecteur \mathbf{d}_{fN} relie le centre de la face au centroïde de la cellule N [53].	147

4.2	Schéma du domaine de calcul présentant les conditions limites (à gauche) et exemple de maillage utilisé pour le cas de plaque plane à $Re_L = 5 \times 10^6$, $Mach = 0,2$, $n_x \times n_y = 69 \times 49$ (à droite) [128].	154
4.3	Comparaison des profils de vitesse longitudinale moyenne extraits de la simulation de couche limite bidimensionnelle se développant sur plaque plane sans gradient de pression avec les résultats de Rumsey [128].	155
4.4	Schématization typique de l'expérience de Sod (1978) [137] avec le cas du tube à choc dans la situation initiale et après la rupture du diaphragme; l'évolution de la pression dans le dispositif est également représentée.	157
4.5	Représentation adimensionnée du domaine de calcul pour l'expérience de Sod (1978) [137]. Le diaphragme est positionné en $x=0,5$	158
4.6	Résultats des calculs numériques pour l'expérience de Sod (1978) [137] du tube à choc avec les données initiales de la Table 4.2.	159
4.7	Résultats des calculs numériques du cas du tube à choc où la section haute pression initiale dispose d'une vitesse (cf. Table 4.4).	162
4.8	Représentation du domaine de calcul pour l'expérience de la tuyère axisymétrique convergent puis divergent (NASA). L'adimensionnement est réalisé par la longueur du convergent jusqu'au col. Le maillage est constitué d'une seule zone avec un espacement uniforme dans le sens de l'écoulement, avec une possibilité de raffinement près de la ligne centrale et de la paroi de la tuyère dans le sens radial. Le maillage est orthogonal autant que possible : dans le sens de l'écoulement, les coordonnées prennent une position x constante. Cela introduit une certaine non-orthogonalité au niveau de la paroi de la tuyère; cependant, elle est considérée comme très légère.	163
4.9	Visualisation de l'écoulement du calcul numérique pour le cas $\frac{p_2}{p_0} = 0,75$ où le choc (discontinuité de l'écoulement) est localisé dans le divergent en $x = 1,5$ de l'expérience de la tuyère axisymétrique convergent puis divergent pour le nombre de Mach (en haut) et la pression (en bas).	163
4.10	Résultats des calculs numériques de l'expérience de la tuyère convergente puis divergente en fonction de la position longitudinale adimensionnelle (la position en $x = 1,0$ est celle du col, Table 4.6). Les lignes représentent les simulations numériques et les symboles représentent les solutions analytiques. Le cas du régime subsonique est en bleu et le cas du régime supersonique est en vert. En orange, les résultats correspondent à l'écoulement supersonique dans tout le divergent.	165
4.11	La configuration du diffuseur transsonique : le courant subsonique entrant est accéléré à une vitesse supersonique, un choc normal apparaît dans la partie divergente ainsi qu'une séparation de l'écoulement (NASA).	166
4.12	Écoulements dans le diffuseur transsonique pour les configurations du choc faible $\frac{p_2}{p_0} = 0,82$ et du choc fort $\frac{p_2}{p_0} = 0,72$: les lignes noires correspondent aux positions d'extraction des profils de vitesse.	168
4.13	Pression dans le diffuseur transsonique le long de la paroi inférieure et de la paroi supérieure pour la solution du choc faible en bleu et pour la solution du choc fort en rouge. Les symboles (carrés bleus pour le cas du choc faible et cercles rouges le cas du choc fort) correspondent aux données de référence et les lignes pointillée aux données obtenues par les simulations numériques. Le cas du choc faible correspond à un rapport de pression $\frac{p_2}{p_0}$ de 0,82 et le cas du choc fort correspond à un rapport de pression $\frac{p_2}{p_0}$ de 0,72.170	

4.14	Distribution des vitesses dans le diffuseur transsonique pour quatre positions dans le divergent matérialisées par les lignes verticales noires de la Figure 4.12. Les symboles (carrés bleus pour le cas du choc faible et cercles rouges le cas du choc fort) correspondent aux données de référence et les lignes pointillée aux données obtenues par les simulations numériques. Le cas du choc faible correspond à un rapport de pression $\frac{p_2}{p_0}$ de 0,82 et le cas du choc fort correspond à un rapport de pression $\frac{p_2}{p_0}$ de 0,72. Les données de références correspondent à des mesures en anémométrie laser Doppler (LDA) dans une géométrie identique [129]. Le premier point de mesure le long de la paroi correspond à la distance qu'il est possible de réaliser en tenant compte du volume de mesure de la LDA, il n'est donc pas possible de constater l'annulation des vitesses longitudinales à la paroi.	171
4.15	Domaine et maillage similaire à la géométrie étudiée par Cuffel en 1969 et Dutton en 1981 avec les mêmes conditions d'iso-contour de Mach en rouge [40, 43].	172
4.16	Superposition des résultats numériques (en couleur) sur les images de références (en noir). Le rayon de courbure est de $0,625 \times r_c$ pour la figure de gauche et de $1 \times r_c$ pour la figure de droite.	174
4.17	Exemple de représentation d'un maillage axisymétrique annoté pour la simulation d'écoulement dans une tuyère cylindrique de 10 mm de diamètre au col. Les couleurs correspondent aux différents sous-domaines de la topologie en multi-blocs, de façon à contrôler séparément le raffinement et la qualité du maillage en proche paroi en orange (pour la capture correcte du développement des couches limites) et dans la zone centrale de la tuyère en nuance de bleu.	179
4.18	Représentation du maillage utilisé (zoom dans la région du col). Les différents sous-domaines qui le constitue dans les mêmes choix de couleurs que ceux de la Figure 4.17.	179
4.19	Visualisations de la structure de l'écoulement pour huit différents instants numérotés pendant le transitoire numérique, avec une initialisation à partir d'une condition de pression sur le bord d'entrée plus haute que dans le reste du domaine. Cette oscillation continue pendant un temps de simulation physique relativement long.	184
4.20	Évolution temporelle (en temps physique) de l'évaluation numérique du C_d en différentes positions longitudinales dans le col cylindrique (en haut) et visualisations de la structure de l'écoulement pour trois différents instants pendant le transitoire numérique (en bas). En 1., une onde de choc ce propage vers l'aval et les conditions au col sont déjà critiques en 2., le jet accélère et se structure et un décollement apparait dans le diffuseur et en 3., le jet est pleinement développé avec un cône de mach ou la vitesse du fluide est maximale. La variation du C_d vient de l'interaction des ondes de pressions avec les bords du domaine, cette variation s'atténuent progressivement. La fréquence de cette oscillation est d'environ 2 MHz et dépendent de la taille du domaine en amont et en aval de la tuyère.	188
4.21	Évolution temporelle (en un temps adimensionné par la convergence) de l'estimation numérique du C_d pour différentes considérations de variation en CFL. Une solution obtenue avec un CFL de 0,9 sert de référence en bleu. Un CFL de 3 permet un gain en temps de 30 % aux détriments d'une diminution d'environ 3 % du C_d (en vert). Un CFL de 3 jusqu'aux 3/4 de la convergence, suivi par un retour à 0,9, donne un C_d , à la fin de la simulation de 0,1 % supérieur à la solution de référence après une phase de décroissance depuis un maximum supérieur de 0,2 %. À l'inverse, un CFL de 0,9 pendant les 3/4 de la simulation suivie d'une augmentation à 3 redonne un écart un d'environ 2,8 % avec le C_d de référence. Les valeurs du C_d sont répertoriées dans la Table 4.22.	190
4.22	Évolution numérique de l'estimation du C_d pour différentes considérations de variation en CFL associée aux temps respectifs de convergence.	190
5.1	Exemple de visualisation du champ de l'écoulement à l'intérieur de la géométrie pour une distribution resserrée en nombre de Mach.	194

5.2	Comparaison des évolutions du coefficient de décharge C_d normalisées (ISO9300), observées expérimentalement (cf. Sections 1.5.1 et 3.2.3) et numériquement par des simulations en régimes laminaire ou turbulent en fonction du nombre de Reynolds Re_d	195
5.3	Exemple de lignes d'interpolation des données le long de la paroi en orange afin d'extraire les informations sur l'évolution de la couche limite.	198
5.4	Évaluation des paramètres de la couche limite dans le convergent entre $x/d = 0,2$ et $x/d = 1$ en fonction du rapport entre la pression aval p_2 et la pression génératrice p_0 en amont de la tuyère. Les équivalences des pressions génératrices en nombre de Reynolds Re_d et en NPR (Nozzle Pressure Ratio pour le rapport entre la pression génératrice et la pression ambiante) sont rapportés dans la Table 5.2.	199
5.5	Comparaison laminaire et turbulente des paramètres de la couche limite dans le convergent à l'aide de cas représentatifs pour compléter la Figure 5.4.	200
5.6	Visualisation de la configuration de l'écoulement au niveau du col entre $x/d = 1$ et $x/d = 2$ et pour des conditions génératrices de $p_2/p_0 = 0,048$. La situation et celle d'une réflexion de Mach (MR) qui forme cette structure d'ondes multiples en Y . L'écoulement redevient sensiblement subsonique en aval du Y sur l'axe (onde de choc droit).	204
5.7	Évolution de la topologie de l'écoulement dans la zone cylindrique pour NPR=12 : superposition d'iso-contours du nombre de Mach sur une cartographie du champ de pression (en partie haute) et une visualisation pseudo-Schlieren (en partie basse). Le même type de visualisation est disponible pour les autres NPR dans l'Annexe X.	206
5.8	Variation de la topologie de l'écoulement dans la zone cylindrique pour NPR=12 en pseudo-Schlieren numérique, dans la partie cylindrique, adimensionnée par la valeur du maximum local $\rho_{réf}$ au niveau de la première réflexion sur l'axe de symétrie (à gauche). Les cinq hauteurs d'extraction des profils sont représentées à droite (r/R avec $R = d/2$). Les réflexions successives, sur l'axe de symétrie est sur la paroi de la tuyère, sont numérotées de 1 à 8 afin de lier les deux représentations.	207
5.9	Comparaison de l'évolution de la topologie du pseudo-train-de-chocs en gradients de masse volumique dans la zone cylindrique pour deux simulations différentes : un exemple type des résultats actuels dans la partie haute et une simulation Euler axisymétrique dans la partie basse [34]. Les lignes de niveau correspondent aux lignes d'iso-Mach.	208
5.10	Visualisation de deux configurations observées de l'écoulement au niveau de la partie cylindrique entre $x/d = 1$ et $x/d = 2$ pour deux résolutions de maillage différentes. En haut, le maillage dispose d'une résolution fine est en bas le maillage dispose d'une résolution grossière. Les conditions génératrices sont identiques à $p_2/p_0 = 0,048$	209
5.11	Visualisation de l'estimation de l'épaisseur de la couche limite pour deux raffinements de maillage différents à des conditions génératrices identiques. Dans ces deux situations, la couche limite s'affine avec l'accélération de l'écoulement dans le convergent. Le changement de courbure en $x/d = 1$ provoque une très brusque mais similaire croissance de la couche limite. Pour le cas obtenu sur un maillage grossier, la croissance de la couche limite continue de façon monotone dans la partie cylindrique. En revanche, pour le cas d'un maillage fin, la structuration en pseudo-train-de-choc provoque des oscillations de l'estimation de la couche limite. Les deux cas correspondent à des calculs convergé en suivant les conditions décrites dans la section 4.3.5.	209
5.12	Évolution de la topologie de l'écoulement : iso-contours du nombre de Mach superposés au champs de pression (en partie haute) et pseudo-Schlieren numérique (en partie basse) pour des NPR allant de 6 à 40.	213
5.13	Variations axiales de vitesse U et de masse volumique ρ à 85 % de la hauteur du rayon dans la partie cylindrique pour différents niveaux de rapports de pression p_2/p_0	215

5.14	Variation radiale du profil du ρ adimensionné par $\rho_{r\acute{e}f}$ sur l'axe de symétrie en fonction du demi-diamètre adimensionné r/R , pour plusieurs rapports de pression p_2/p_0 en différentes positions x/d dans la partie cylindrique de la tuyère étudiée.	217
5.15	Rapprochement près de la paroi de la variation radiale du profil du ρ adimensionné par $\rho_{r\acute{e}f}$ sur l'axe de symétrie en fonction du demi-diamètre adimensionné r/R , pour plusieurs rapports de pression p_2/p_0 en différentes positions x/d dans la partie cylindrique de la tuyère étudiée.	218
5.16	Variation radiale du profil de vitesse U dimensionnel (m/s) en fonction du demi-diamètre adimensionné r/R , pour plusieurs rapports de pression p_2/p_0 en différentes positions x/d dans la partie cylindrique de la tuyère étudiée.	219
5.17	Évaluation des paramètres de la couche limite dans le convergent entre $x/d = 0,4$ et $x/d = 1$ et dans la partie cylindrique $x/d = 1$ et $x/d = 2$ en fonction du rapport de pression p_2/p_0 (ou NPR).	221
5.18	Variations axiales des paramètres en fonction de la position x/d dans la tuyère, le long de l'estimation du bord de la couche limite telle qu'elle a pu être extraite à l'aide de ce qui est décrit dans la section 5.3.1 cela pour différents rapports de pressions p_2/p_0	223
5.19	Gradients longitudinaux de la pression au niveau de l'épaisseur estimées de la couche limite dans la partie cylindrique en fonction du rapport de pression p_2 / p_0	225
5.20	Variations du débit $\rho \times U$ dans la partie cylindrique, à 85 % de la hauteur du rayon et adimensionnée par un point de référence situé sur l'axe de symétrie de la tuyère en $x/d = 1$ et pour différents niveaux de rapports de pression p_2/p_0	226
5.21	Variation du profil du déficit de débit en fonction de la pression génératrice p_0 pour plusieurs positions radiales en x/d dans la partie cylindrique de la tuyère étudiée.	228
5.22	Évolution du déficit de débit dans la partie cylindrique en fonction du NPR et pour différents rayons d'évaluations.	229
B.1	Mesures du C_d des tuyères cylindriques de Cesame comparées aux modèles théoriques couvrant les régimes d'écoulement laminaire, de transition et turbulent ainsi que les deux courbes du C_d de la norme.	252
D.1	Tour utilisé pour la fabrication des tuyères (à gauche) et un exemple de pièce en cours d'usinage (à droite) avec l'outil de perçage et la pointe de carbure utilisée pendant le tournage (DELTAFLUID™, matériel : OPTIMAB SOMAB 450).	255
D.2	a) Informations sur la prise en compte de l'état de surface, des méthodes de fabrication en fonction de la qualité de surface attendue et en b) des visuels d'interférométrie réalisés sur l'une des tuyère du groupe associée aux données ISO 25178 pour le traitement de son état de surface (<i>TalySurf</i> : Université de Poitiers) [36].	257
E.1	L'équipement d'interférométrie de l'université de Poitiers (<i>TalySurf</i>) à gauche et à droite l'image de l'empreinte de silicone en cours de séchage de l'état de surface dans la Tuyère n°1 de 5 mm de diamètre.	260
E.2	Équipement <i>TalyRond</i> pour des mesures de surface avec la Tuyère n°8 en cours de mesure sur la platine rotative. La seconde photographie est une image rapprochée de la tuyère qui rend la visualisation du dispositif de palpation possible un niveau du col pouvant évoluer verticalement en hauteur à l'aide du bras automatisé.	261
E.3	Résultats des mesures de surface (<i>TalyRond</i>) et de la reconstruction visuelle des trois parties de la Tuyère n°8 en évolution de la profondeur en μm de l'état de surface en fonction de l'angle de mesure.	262

F.1	Ensemble de photographies de quelques pièces usinées du groupe de tuyères numérotées comme dans la Table 2.1. Les plans d'entrée et de sortie de chaque pièce sont ainsi représentés. Les tuyères équivalentes de la PTB, qui ont servi de modèle de référence, sont en photographie. Le pictogramme (tout en bas) reprend les couleurs de description pour les différentes mesures angulaires, en comparaison de la Figure 2.3, pour la représentation des mesures dimensionnelles dans les tuyères dans F1.	264
F.2	Tuyères de diamètres proche de 5 mm, mesure d'état de surface et courbure avec des informations dimensionnelles. Le centrage en position longitudinale est au milieu de la partie cylindrique entre $z/d=-0,5$ et $z/d=+0,5$	265
F.3	Tuyères de diamètres proche de 7,5 mm, mesure d'état de surface et courbure avec des informations dimensionnelles. Le centrage en position longitudinale est au milieu de la partie cylindrique entre $z/d=-0,5$ et $z/d=+0,5$	266
F.4	Tuyères de diamètres proche de 10 mm, mesure d'état de surface et courbure avec des informations dimensionnelles. Le centrage en position longitudinale est au milieu de la partie cylindrique entre $z/d=-0,5$ et $z/d=+0,5$	267
F.5	Tuyère de diamètre proche de 7,5 mm et tuyères additionnelles, mesure d'état de surface et courbure avec des informations dimensionnelles.	268
H.1	Photographie annoté du montage pour la mesure du ratio de pression critique au niveau de l'indice n° 13 sur le schéma de la Figure 2.13 de l'installation haute pression de Cesame.	276
H.2	Représentation graphique du rapport de pression pour la Tuyère Cesame C (cf. Tables H.1 et 3.1).	276
J.1	Précisions sur à l'état de surface (à gauche) et moyens d'usinage comparés à leurs gammes respectives des faisabilités d'état de surface en Ra (à droite).	282
J.2	Conversion possible de Ra à Rz et inversement (DIN 4768-1).	282
K.1	Étalonnage en air et à basse pression en régime laminaire en complément en la Figure 3.5 avec le groupe des tuyères usinées. Les courbes dans les nuances de bleu sont obtenues par l'installation secondaire de Cesame (M1), en air et celles dans les tons chauds (jaune, orange et rouge) sont obtenues par la PTB, en air et gaz naturel (NG). Les différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. Des courbes de la littérature encadre la tendance [1, 56, 103, 166].	285
L.1	Évaluation pour les autres diamètres du groupe des tuyères usinées d'après la Figure 3.9.	288
L.2	Évaluation pour les autres diamètres du groupe des tuyères usinées d'après la Figure 3.9 en modifiant les paramètres proposés dans la Section 1.5.1. Les petites courbes en pointillé grises correspondent aux données confondues d'étalonnages respectives des Tuyères n°2, n°5, n°7 et n°8 hors du régime rugueux.	289
M.1	Marche de raccord possible, en hauteur, entre le convergent et la partie cylindrique pour cinq des pièces du groupe des tuyères usinées, qui représente tous les diamètres testés.	291
N.1	Schéma du dimensionnement des tuyères cylindriques historiques de Cesame.	294
N.2	Schémas annotés des tuyères inspirés de ce qu'il est possible de trouver dans la norme avec d le diamètre du col, r_c le rayon de courbure du convergent et D le diamètre de la conduite amont.	295
O.1	Évaluation de C^* en fonction de p_0 et T_0 selon la formulation de la norme (à gauche) et la formulation recommandée par Azem en 1971 (à droite) [97].	298

O.2	Évolution de C^* donnée par les tables de la norme et celles obtenues à l'aide du logiciel Refprop™ (v 10) pour deux compositions d'air.	300
O.3	Évolution de la viscosité dynamique de l'air en fonction de la pression et de la température à l'aide du logiciel Refprop™ (v 10) pour deux compositions d'air.	300
Q.1	Exemple de l'organisation des fichiers d'OpenFOAM pour un cas de simulation simple fonctionnel.	304
T.1	Visualisation d'un <i>wedge</i>	310
U.1	Étude de scalabilité pour la parallélisation du domaine sur plusieurs processeurs (CPU). Temps caractéristique de parcours de boîte en fonction du nombre de CPU impliqués dans la simulation. Nous choisissons 60 processeurs pour nos simulations ce qui représente un bon compromis entre le gain temporel et les ressources de calcul.	312
V.1	Ecoulement en gradients de densité (Schlieren numérique) dans des simulations Euler axisymétrique de tuyères cylindriques ($d=10$ mm) : visualisation de l'effet de la courbure sur le pseudo-train-de-chocs (de haut en bas $r_c = 0,01$ m, $0,015$ m et $0,02$ m) [34].	314
W.1	Photographie en Schlieren d'un train-de-choc dans une conduite rectangulaire (pour un nombre de Mach de 1,75) [96].	318
W.2	Effets de la pression totale sur le point de départ et la longueur du train-de-choc dans un faible divergent : Simulation LES (à gauche) et visualisation expérimentale (à droite) [106].	318
X.1	Évolution de la topologie de l'écoulement dans la zone cylindrique en fonction du rapport de pression : superposition d'iso-contours du nombre de Mach sur une cartographie du champ de pression (partie haute) et une visualisation en pseudo-Schlieren (partie basse).	322
Y.1	Évolution de la topologie de l'écoulement pour différents rayons de courbure r_c soumis à une pression génératrice identique.	325
Y.2	Évolution des lignes soniques (Mach=1) en fonction de r_c à proximité de l'amont de la partie cylindrique.	325
Y.3	Représentation des iso-contours de Mach au niveau de l'amont de la partie cylindrique et pour différents rayons de courbure r_c en différentes couleurs soumis à une pression génératrice identique. La ligne verticale noir correspond à $x/d = 1,0$. La partie visible de cette ligne correspond verticalement à 1 mm de hauteur par rapport à la paroi de la tuyère. Les iso-contours de Mach à 0,95 se regroupent autour de position $x/d = 0,085$. Pour un Mach de 0,9 les iso-contours, issues des r_c plus petits, sont en aval du reste alors que pour un Mach de 1,0 ce sont ceux des plus grands r_c qui sont en aval. A l'amont de la partie cylindrique, le bulbe supersonique et visible sous forme de cercles concentriques à mesure que le r_c augmente.	326
Y.4	Évaluation des paramètres de la couche limite en fonction de la courbure r_c du convergent.	327
Y.5	Évaluation des paramètres de la couche limite en fonction de la courbure r_c du convergent (étendu).	328

Y.6 Traduction graphique des estimations des C_d pour différents rayons de courbure r_c du convergent comparés au modèle théorique du C_{d_2} (cf. Figure 1.7).	329
---	-----

Liste des tableaux

0.1 Nomenclature complémentaire par rapport à la norme [1].	23
1.1 Coefficients théoriques (empirique) et expérimentaux pour l'équation de C_d (Équation 1.2) de la géométrie de tuyère cylindrique, associés à leurs incertitudes relatives de mesure $U'(C_d)$ (lorsqu'elles sont disponibles).	29
1.2 Coefficients et exposants en fonction du régime d'écoulement pour l'Équation 1.9. Le rapport des chaleurs spécifiques pour l'air sec est de $\gamma = 1,405$	52
1.3 Coefficients et paramètres d'expansions pour diverses solutions en série de C_{d_2} . Le rapport des chaleurs spécifiques pour l'air sec est de $\gamma = 1,405$	54
1.4 Formules pour le régime laminaire et le régime turbulent [98].	59
1.5 Coefficients pour les Équations 1.11 et 1.12 suivant le régime d'écoulement et la nature du gaz.	60
2.1 Dimension des tuyères cylindriques étudiées.	78
2.2 Exigences dimensionnelles de la norme et commentaires associés pour chaque pièce du groupe des tuyères usinées.	79
2.3 Diamètre minimum associé à sa position dans la partie cylindrique, selon la méthode d'évaluation.	89
2.4 Etat de surface en Ra du groupe de tuyère en fonction des leurs différente partie.	92
2.5 Données techniques de l'installation primaire de Cesame.	94
2.6 Incertitude finale $U'_{étendue}$ associée à la méthode d'estimation du diamètre.	101
2.7 Données techniques de l'installation d'étalonnage à haute pression de Cesame.	103
2.8 Données techniques de Pigsar™.	105
3.1 Dimension des tuyères de Cesame utilisées comme références.	111
3.2 Informations extraites de l'étalonnage des tuyères avoisinant 5 mm de diamètre.	116
3.3 Différence (%) entre deux états de surface consécutifs pour les tuyères avoisinant 5 mm de diamètre.	116
3.4 Différence PTB-pVT,t (%) entre les deux technologies pour les tuyères avoisinant 5 mm de diamètre.	116
3.5 Informations extraites de l'étalonnage des tuyères avoisinants 7,5 mm de diamètre.	120
3.6 Différence (%) entre deux états de surface consécutifs pour les tuyères de avoisinants 7,5 mm de diamètre.	120
3.7 Différence PTB-pVT,t (%) entre les deux technologies pour les tuyères avoisinants 7,5 mm de diamètre.	120
3.8 Informations extraites de l'étalonnage des tuyères avoisinants 10 mm de diamètre.	124
3.9 Différence (%) entre deux états de surface consécutifs pour les tuyères avoisinants 10 mm de diamètre.	124
3.10 Différence PTB-pVT,t (%) entre les deux technologies pour les tuyères avoisinants 10 mm de diamètre.	124
3.11 Rugosité relative ε pour les tuyères expérimentales au regard des deux technologies d'étalonnages comparées aux gammes d'usinages des rugosités adimensionnées. On remarque que le ε/d vaut environ dix fois le Ra/d.	135

4.1	Coefficients natifs du modèle de Spalart-Allmaras de OpenFOAM.	146
4.2	Conditions initiales utilisés par Sod (1978) [137], ces conditions sont identiques pour nos simulations numériques.	157
4.3	temps CPU (s) nécessaire pour atteindre une solution analytique suffisante à $t = 2 \times 10^{-2}$ s.	158
4.4	Conditions initiales pour le cas du tube à choc où la section haute pression dispose d'une vitesse.	160
4.5	Évolution de la position de la paroi de la tuyère axisymétrique convergent puis divergent en fonction de la position longitudinale.	161
4.6	Les trois cas de validation testés, en suivant leur rapport de pression respectifs.	163
4.7	Conditions d'écoulement pour le diffuseur transsonique.	166
4.8	Cinq cas de raffinement (numérotés de 1 à 5). Les nombres de points utilisés dans la partie du col cylindrique qui inclut le bloc central rejoignant l'axe de symétrie et le bloc en proche paroi où se trouve la couche limite. Pour ces deux colonnes, le nombre de points dans la direction radiale n_x et indiqué avec le nombre de points dans direction longitudinale n_y . La quatrième colonne indique pour chaque cas le nombre de point dans la couche limite (à 0,1 mm de la paroi). L'estimation numérique du C_d correspond à la cinquième colonne avec une incertitude numérique sur cette estimation dans la sixième colonne. Enfin, la différence en %, du cas de raffinement inférieur est reportée dans la dernière colonne.	180
5.1	Coefficients pour la fonction de diagnostic en suivant du régime d'écoulement.	198
5.2	Équivalences entre les nombres de Reynolds Re_d considérés dans les figures et les rapports de pression avale sur amont p_2/p_0 . Ces Re_d sont pour une tuyère de 10 mm de diamètre. Les équivalents sont donnés avec le NPR (Nozzle Pressure Ratio pour le rapport entre la pression génératrice et la pression ambiante).	202
5.3	Éléments de la littérature associés à l'estimation d'épaisseurs caractéristiques de couche limite en situations comparables et pour un diamètre de 10 mm.	202
B.1	Dimensions des tuyères cylindriques de Cesame présentées dans la Figure B.1.	252
G.1	Coefficients proposés par différents auteurs pour le calcul de la courbe basée sur l'Équation G.1.	272
H.1	Évaluation des CBPR pour plusieurs tuyères (cf. Tables 2.1 et 3.1).	277
L.1	Proposition de modification de k_u et Re_{tr} pour chaque pièce du groupe des tuyères usinées afin de mieux approcher les courbes expérimentales.	287
T.1	Contribution des fonctions $SNGRAD() \nabla_{n_f}$ et $SNGRADTRANSFORMDIAG() \nabla_f$. $\delta Coeffs()$ est l'inverse de la distance entre la surface limite et le centre de la cellule à laquelle appartient la surface. Le code source correspond à <i>transformFoPatchField.C</i>	309
U.1	Étude de scalabilité pour la parallélisation du domaine sur plusieurs processeurs (CPU). Temps caractéristique de parcours de boîte en fonction du nombre de CPU impliqués dans la simulation. La dernière colonne permet de rendre compte de l'amélioration du temps caractéristique par rapport au cas précédent avec un nombre de CPU inférieur.	312
Y.1	Estimation des C_d pour différents rayons de courbure r_c du convergent. La pression génératrice est identique $p_2/p_0 = 0,1$ soit équivalente à un Re_d de $1,5 \times 10^6$	329

Introduction

Le marché du gaz naturel dispose d'un terreau de choix et de conditions favorables en tant que source d'énergie primaire. Au cours des 20 dernières années, la production de gaz naturel a augmenté de plus de 70 % dans le monde¹. La demande reste très soutenue et croissante à l'international. Le gaz naturel est souvent présenté comme l'alternative la moins chère et profite d'un avis favorable médiatiquement en tant que source d'énergie fossile pour son impact environnemental légèrement moindre^{2 3}. L'augmentation de la production et de l'utilisation de cette source d'énergie implique immédiatement des volumes de transport plus élevés et un comptage précis du flux d'énergie. Ainsi, les outils indispensables pour la mesure requièrent une traçabilité aux unités primaires. Les instruments de mesure utilisés sont notamment des débitmètres possédant une fonction de comptage cumulative, d'où la dénomination de compteurs. Suivant leurs technologies ils sont étalonnés en gaz naturel, en air et quelquefois en eau. L'une des méthodes répandue et reconnue comme fiable, tant par les métrologues que les industriels, pour l'étalonnage des débitmètres fonctionnant en gaz consiste à utiliser des « tuyères soniques » ou plus exactement des « Venturi-tuyères venturi en régime d'écoulement critique » (où le régime d'écoulement, sonique au col, et dit amorcé), dont l'acronyme CFVN est le plus souvent utilisé à l'international pour "Critical Flow Venturi Nozzle". Ces tuyères soniques sont elles-mêmes étalonnées sur des bancs primaires et constituent des étalons secondaires ou étalons de transfert. Leur utilisation permet donc d'éviter la nécessité d'étalonner directement les débitmètres ou compteurs sur un banc primaire, ce qui constituerait une opération très coûteuse et complexe. Les plages de débits de gaz évoluent entre quelques Nm³/h et jusqu'à des milliers de

1. www.statista.com : La statistique présente la production mondiale totale de gaz naturel entre 1998 et 2018. En 1998, la production de gaz naturel représentait environ 2,27 billions de mètres cubes. En 2018, la production de gaz naturel représentait environ 3,867 billions de mètres cubes. La part du gaz naturel dans les sources d'énergie devrait augmenter. La Russie, les États-Unis et l'Iran comptent parmi les principaux producteurs mondiaux de gaz naturel. Date de publication Juin 2019.

2. www.grdf.fr : Le gaz naturel émet uniquement 234 g de CO₂ pour produire 1 kilowattheure (kWh) d'énergie en brûlant. En comparaison, pour produire la même quantité d'énergie le fioul rejette 300 g de CO₂ et le charbon rejette 384 g de CO₂.

3. www.selectra.info : Le gaz naturel, lorsqu'il est consommé, émet 25% moins de dioxyde de carbone que le pétrole, et moitié moins que le charbon, avec respectivement 55, 75 et 100 kilogrammes de CO₂ émis par giga-joule de chaleur produite. Le gaz naturel émet par ailleurs très peu de particules fines (cinq fois moins que le mazout), lesquelles peuvent être responsables d'importants troubles respiratoires. Par rapport aux autres énergies fossiles, la combustion produit également moins d'oxyde d'azote, un gaz à effet de serre.

Nm³/h avec des pressions variant entre 1 bar et quelques millibar, pour sa distribution dans les conduites de gaz (aux usagers et aux entreprises) et jusqu'à 50 bar, de manière courante, pour son transport par gazoducs (inter-régional, international).

C'est pour répondre à ces besoins d'étalonnage qu'est née en 2002 la société Cesame-Exadébit SA. Installée sur le site du Centre d'Études Aérodynamiques et Thermiques de l'Université de Poitiers, l'entreprise profite d'une infrastructure de production et de stockage remarquable (100 m³ d'Air sous 200 bar) complétée par un environnement scientifique et technique très favorable. Cette implantation et ces activités ont toujours donné lieu à des collaborations régulières avec l'Université de Poitiers et en particulier l'Institut PPRIME dans le domaine de la Mécanique des Fluides. L'entreprise offre une large palette de possibilités avec des bancs d'essais utilisant des tuyères soniques comme étalons secondaires, pour l'étalonnage de compteurs destinés au transport et à la distribution du gaz naturel, et de débitmètres utilisés dans tous types de process de gaz de toute nature. Elle détient en outre le banc primaire constituant l'étalon national français de débitmétrie des gaz sous pression qui permet notamment l'étalonnage d'étalons secondaires comme les tuyères soniques précitées ; à ce titre elle est l'un des 5 laboratoires associés au LNE (sous la dénomination LNE-LADG, pour Laboratoire Associé de Débitmétrie Gazeuse) et ce laboratoire est enregistré auprès du Bureau International des Poids et Mesures comme représentant la France pour cette unité métrologique.

C'est cette expertise, reconnue en matière d'étalonnage primaire et secondaire de débitmétrie aux moyens de tuyères soniques, qui a motivé la mise en place d'une collaboration avec l'institut PPRIME pour la réalisation du travail présenté dans ce document. Ce travail a été effectué dans le cadre du dispositif Cifre (Conventions Industrielles de Formation par la REcherche).

Les tuyères soniques en question sont d'abord des géométries de sections circulaires convergentes puis divergentes caractérisées par le diamètre de leur 'col', soit le lieu où la section de passage de l'écoulement est minimale. En première approche, le débit volumique de gaz pouvant être traversé par cette tuyère lorsqu'elle est effectivement utilisée en régime sonique (ce qui implique des conditions minimales pour le rapport de ses pressions amont et aval) est simplement défini par le produit de la section du col par la vitesse du son de l'écoulement dans cette section. Dans la réalité, en raison de plusieurs paramètres liés soit au régime d'écoulement (laminaire ou turbulent), soit à la géométrie interne de la tuyère sonique et à son état de surface, le débit calculé par le simple produit présenté ci-dessus doit être pondéré par un coefficient appelé coefficient de décharge (noté C_d) et dépendant du régime d'écoulement. L'étalonnage d'une tuyère sonique sur un banc primaire (comme celui de Cesame-Exadébit en France ou sur tout autre banc primaire

dans un autre pays) permet de déterminer avec une incertitude de l'ordre de 0,1% ses valeurs de coefficient de décharge pour une étendue de régime d'écoulement – donc de nombre de Reynolds – variant de 1×10^5 à $1,5 \times 10^7$. Ces étalonnages pouvant devenir coûteux pour un industriel souhaitant utiliser de nombreuses tuyères soniques pour ses process, la norme ISO 9300 a été créée pour définir des règles d'usinage et fournir aux fabricants des valeurs prédictives de coefficient de décharge de ces tuyères pour une plage de nombre de Reynolds courante, valeurs basées sur des interpolations rudimentaires (polynômes de 2ème degré) d'étalonnages issus de quelques laboratoires métrologiques. Un usinage conforme à la norme ISO 9300 conduit en principe à des coefficients de décharge variant entre approximativement entre 0,97 et 0,999. Aujourd'hui, plusieurs raisons font que cette norme ne répond plus correctement aux besoins des utilisateurs les plus exigeants, notamment les transporteurs de gaz :

- le transport de gaz s'effectue de plus en plus à des pressions élevées (jusqu'à 70 bar typiquement, voire 100 bar parfois) pour être véhiculé sur des distances plus longues entre des stations de compression, ce qui se traduit par une augmentation de la plage du nombre de Reynolds
- la détermination du coefficient de décharge qui découle des lois d'interpolation mentionnées est insatisfaisante au regard du volume croissant des transactions de gaz
- cette difficulté est particulièrement élevée lors de la transition de l'écoulement du régime laminaire au régime turbulent et plusieurs facteurs, comme la géométrie de la tuyère ou son état de surface, influent fortement sur le déclenchement de cette transition.

Ce manuscrit vise à mieux comprendre les sources d'incertitude des étalons primaires et des secondaires basés sur les tuyères soniques. Cette recherche, à des nombres de Reynolds supérieurs à 1×10^6 , analyse les phénomènes qui influencent la position de la transition de la couche limite d'un régime d'écoulement laminaire à un régime d'écoulement turbulent. Plus précisément, ce manuscrit évoque l'impact expérimental de la rugosité de la paroi interne de la tuyère sur le coefficient de décharge. Cette étude portera sur des expérimentations impliquant des études de paramètres dimensionnels, d'état de surface des pièces et également des simulations numériques de l'écoulement dans ces tuyères.

Parmi ces considérations, il est évident que la surface de la tuyère peut avoir une influence sur l'écoulement étant directement en contact avec celui-ci. La norme indique un état de surface moyen maximale admissible. Auparavant, les études étaient d'avantage axées sur l'écoulement général et les équations associées de l'évolution du coefficient de décharge causé par la distribution de l'écoulement central non-visqueux

et celui de la couche limite (laminaire). Actuellement, il est important de constater qu'un nombre croissant de recherches prennent en compte l'effet de la rugosité sur le coefficient de décharge. En effet, les principaux laboratoires de débitmétrie réalisent l'influence certaine de l'état de surface sur le coefficient de décharge. C'est dans cette articulation que s'insère le travail de ce manuscrit, avec comme ambition l'amélioration de la compréhension de l'évolution du coefficient de décharge, la relation effective éventuelle avec la rugosité, mais aussi les autres possibles influences de l'écoulement dans les tuyères soniques. Ce manuscrit est organisé en cinq chapitres. Une description de chaque chapitre est maintenant proposée.

Le premier chapitre est consacré à l'étude bibliographique avec l'intention d'établir un état complet des connaissances autour de la géométrie de tuyère cylindrique au travers de l'évolution et de la caractérisation du coefficient de décharge (C_d). Ce coefficient macroscopique sera décrit avec l'ensemble de sa plage de variation en fonction des nombres de Reynolds. Les régimes d'écoulement ainsi que l'épaisseur de couche limite interviendront dans cette description comme toutes les notions plus larges qui permettent de mieux rendre compte des tendances de ce coefficient ; le diamètre de la tuyère, sa géométrie, les approches pour les considérations de la transition de régime et enfin la prise en compte de l'état de surface. De nombreuses lois semi-empiriques d'évolution du C_d peuvent être proposées, mais aucune ne permet de décrire la dépendance aux états de surface.

Le second chapitre rend compte de l'usinage et de la caractérisation dimensionnelle de dix tuyères cylindriques de différent niveau de diamètre. Chaque niveau de diamètre dispose d'état de surfaces différents qui sont inspectés par les mesures tridimensionnelles afin de dégager la rugosité arithmétique moyenne (R_a) de chaque pièce. L'ensemble des tuyères est ensuite étalonné à l'aide des installations de Cesame-Exadébit au moyen de la méthode primaire (pVT,t) et de l'installation à haute pression donnant l'accès à une large gamme de nombre de Reynolds avec des incertitudes minimales de 0,1 %.

Dans le troisième chapitre, l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus sont comparés à la base de données du laboratoire et aux mesures de la littérature scientifique. Les trois régimes classiques de l'évolution du C_d sont décrits finement avec notamment l'influence de l'état de surface. Des mesures comparatives sont également réalisées par la PTB dans une gamme de nombre de Reynolds identique afin de confirmer les tendances. Un modèle empirique sera introduit pour expliquer les observations en les reliant aux mesures dimensionnelles et à la physique de l'écoulement.

Le quatrième chapitre ouvre une seconde partie du travail de thèse qui est dédiée à la définition et la mise en œuvre d'une stratégie numérique, pouvant permettre de caractériser l'évolution de la structure de l'écoulement et d'identifier les phénomènes physiques, pouvant piloter l'évolution non-monotone du C_d en fonction du nombre de Reynolds. Le choix se porte sur OpenFOAM pour réaliser des simulations numériques. L'outil est éprouvé dans un premier temps par une confrontation à des cas de référence. Une

Le Re_d correspond au Re_{nt} adimensionnel de la norme, c'est le nombre de Reynolds caractéristique au niveau du col de la tuyère.
CL sert à définir le niveau de confiance (confidence level) qui accompagne notamment une valeur d'incertitude.
GN ou NG pour l'utilisation de gaz naturel comme fluide de travail, selon la terminologie francophone ou anglo-saxonne (Natural Gas)
d désigne le diamètre au col ⁴ d'une tuyère sonique en mètre. Les professionnels du domaine, assimilent généralement la taille de la tuyère à cette grandeur. Les tuyères sont idéalement homothétiques entre elles.
h peut désigner le demi-diamètre ou rayon du col $h = d/2$ en mètre.
L ou l sont des longueurs, soit la longueur axiale de la partie cylindrique ou soit la longueur du divergent conique en mètre.
U' représente l'incertitude de mesure (ou erreur même si la signification est souvent la même du point de vue académique)
C^* représente la fonction de débit critique d'un gaz parfait en écoulement unidimensionnel.
C_r^* représente le coefficient de débit critique du gaz réel en écoulement unidimensionnel.
\mathcal{M} correspond à la masse molaire en Kg mol^{-1} .
\mathcal{R} correspond à la constante universelle des gaz parfaits qui est le produit du nombre d'Avogadro et de la constante de Boltzmann. Ce produit vaut environ $8,314 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

TABLE 0.1 – Nomenclature complémentaire par rapport à la norme [1].

stratégie numérique adaptée au cas des tuyères en géométrie cylindrique est ensuite proposée avec des considérations sur la topologie du maillage et son raffinement, la convergence temporelle et les similarités avec des situations de la littérature. La force de la stratégie de simulation mise au point se base sur la considération de l'ensemble des contraintes physiques identifiées par l'analyse phénoménologique réalisée au préalable.

Dans le cinquième chapitre, les résultats numériques montrent l'évolution du C_d dans une tuyère cylindrique qui sont comparés, sous différentes conditions initiales, aux mesures expérimentales dans l'ensemble de la gamme des nombres de Reynolds. Cette évolution est analysée au regard de la variation de la structure de l'écoulement au col en fonction des conditions amont.

Ce manuscrit se refermera avec la conclusion générale résumant les principaux aspects que ce travail a permis de souligner. Des perspectives seront proposées donnant des ouvertures pour la poursuite de l'exploration scientifique de cette géométrie cylindrique de tuyère.

Pour tous les chapitres, les différences, ou ajouts, par rapport à la nomenclature officielle, sont répertoriés dans la Table 0.1.

4. La notion de col cylindrique fait référence la partie cylindrique de section de passage constante et théoriquement minimale de la tuyère.

Chapitre 1

Étude bibliographique

Ce chapitre concerne les phénomènes intervenants dans les Venturi-tuyères en régime critique. La norme internationale ISO 9300 (2005) encadre tout l'écosystème de l'utilisation de ces dispositifs pour la mesure des débits des gaz et des grandeurs associées [1]. Les éléments déjà détaillés dans ce document de référence international ne seront donc pas décrits dans ce manuscrit. Le simple terme de "norme" sera utilisé dans la suite pour désigner en général l'ISO 9300. Un aboutissement de ce travail pourrait être d'influencer la préparation de la nouvelle révision de la norme actuellement en préparation. Pour simplifier la lecture de ce document, de légers écarts, avec la nomenclature officielle, ont volontairement été introduit. Ainsi, la terminologie simple de "tuyère" est généralement préférée (dans le domaine professionnel de la débitmétrie) à l'expression Venturi-tuyères en régime d'écoulement critique ou par l'acronyme CFVN (Critical Flow Venturi-Nozzle). Dans ce sens, le terme de "diamètre" qui est associé à chaque venturi-tuyère, généralise la notion du minimum de la section de passage de l'écoulement critique (c'est-à-dire le col). L'écoulement critique définissant simplement les conditions où l'écoulement atteint localement la vitesse du son (vitesse acoustique) soit plus généralement, l'endroit où le nombre de Mach est égal à l'unité.

1.1 Considérations générales

Cette section s'appuie sur les principes décrits dans la norme. Il est possible de s'y référer directement, en cas d'information incomplète (notamment pour la définition des termes des équations).

Pour la métrologie légale, les principaux avantages de l'utilisation de Venturi-tuyères en régime critique sont :

- Le col sonique donne directement accès au débit massique de gaz (connaissant les pressions et

températures d'arrêts absolues du gaz à l'entrée de la tuyère).

- Le col sonique contraint fortement les perturbations venant de l'aval de remonter l'écoulement en amont du col.
- La facilité de leur utilisation et leur grande stabilité (pièce métallique; mono-bloque en acier inoxydable donc sans pièce mécanique en mouvement et ne nécessitant pas d'entretien particulier, de lubrification et avec un risque quasi nul d'usure ou de rupture).
- Les conditions d'utilisation doivent simplement assurer un écoulement toujours critique au col en respectant un rapport de pression entre l'amont et l'aval de la tuyère suffisant. Cela peut être vérifié expérimentalement par l'étude du rapport de pression critique (CBPR pour "Critical back pressure ratio"). Le rapport théorique critique de pression critique, en supposant l'écoulement d'un gaz parfait unidimensionnel et isentropique est fonction uniquement du rapport de la section de sortie du diffuseur à la section au col, quel que soit le contour liant les deux.

Il est néanmoins nécessaire d'étalonner chaque tuyère en raison des dispersions de forme et des états de surface.

Ainsi les conditions réelles de l'écoulement dans ce type de dispositif vérifient trois hypothèses :

- Écoulement unidimensionnel,
- Détente isentropique d'un gaz parfait (au sens thermodynamique),
- Gaz non visqueux (c'est-à-dire parfait au sens de la mécanique des fluides).

La connaissance, de ces trois hypothèses, reste pertinente lors de la réalisation des mesures expérimentales.

Le débit massique noté q_m s'exprime alors comme dans l'Équation 1.1. L'expérience montre que les hypothèses ne sont pas parfaitement respectées. Pour tenir compte des conditions d'essai deux coefficients C^* et C_d sont introduits,

$$q_m = A \cdot p_0 \cdot C^* \cdot C_d \cdot \sqrt{\frac{\mathcal{M}}{\mathcal{R} \cdot T_0}}, \quad (1.1)$$

avec A la section au col, p_0 la pression d'arrêt absolue du gaz à l'entrée de la tuyère et T_0 la température d'arrêt absolue du gaz à l'entrée de la tuyère.

C_d le coefficient de décharge qui corrige, entres autres, les effets de la viscosité (développement de la couche limite) et les effets de géométrie (défauts de rugosité, faux rond). Ce paramètre concerne donc des propriétés mécaniques.

C^* la fonction de débit critique, qui tient compte des écarts à l'idéalité des gaz ; ce paramètre concerne donc des propriétés thermodynamiques.

La compréhension fine du paramètre C_d motive principalement ce travail. Dans cet objectif, il est possible de dégager deux approches. La première concerne le C_d comme un paramètre macroscopique qui témoigne de la volonté industrielle d'une mesure précise. La seconde, prend en compte tous les paramètres locaux qui influencent ce paramètre macroscopique, sans pour autant avoir forcément une connaissance précise de chacun d'eux. Afin de faire progresser la connaissance de ce terme il est nécessaire de comprendre la physique de l'écoulement. Ce coefficient peut être relié aux nombres de Reynolds comme à d'autres causes possible de variation (épaisseur de couche limite, géométrie, état de surface). Pour limiter les paramètres, la norme propose déjà deux géométries¹ de tuyères suffisamment bien définies. La géométrie à col toroïdale, la plus largement utilisée et la géométrie à col cylindrique utilisée en France. C'est la géométrie à col cylindrique qui est plus particulièrement l'objet de cette étude, en suivant les termes de collaboration avec Cesame-Exadébit SA (qui sera nommée simplement Cesame). La majorité des travaux effectués, sur cette géométrie, remontent aux années antérieures à 1985. L'intérêt pour cette géométrie semble s'essouffler ensuite au profit de la géométrie toroïdale. Pour comprendre les particularités concernant l'utilisation de cette tuyère cylindrique, comme étalon de transferts, la littérature va être parcourue en s'attardant sur l'influence du C_d et sur les différentes modélisations existantes. Enfin, des précisions concernant l'apparition de phénomènes physiques périphériques plus tenus seront apportées (comme étant associés ou attendus avec l'utilisation de ce type de géométrie).

1.2 Résultats expérimentaux et comportement de la géométrie cylindrique

Le coefficient de décharge est couramment modélisé par une fonction du nombre de Reynolds Re_d et trois constantes,

$$C_d = a - b \cdot Re_d^{-n}. \quad (1.2)$$

Sur la base de travaux expérimentaux et de modèle théoriques simplifiées, de nombreux auteurs ont proposé des expressions similaires pour traiter de l'évolution du C_d en fonction du Re_d . La Table 1.1 résume de façon exhaustive l'état de l'art des coefficients empiriques proposés a , b et n . Le coefficient n est égal à 0,5 (1/2), comme dans le cas d'une couche limite laminaire sur une plaque plane, alors que pour le développement turbulent il prend une valeur égale à 0,2 (1/5). Dans la Table 1.1, les coefficients a et b ont

1. Des schématisations des deux géométries de venturi-tuyères sont extraites de la norme dans l'Annexe N.

été déterminés par des méthodes empiriques, des méthodes théoriques ou des méthodes expérimentales. Les dernières études privilégient la géométrie toroïdale² au détriment de la géométrie cylindrique. Pour cette dernière, la dispersion des coefficients n'est jamais plus grande que 0,2 % en régime laminaire et 0,6 % en régime turbulent, alors qu'il est de 0,2 % pour la géométrie toroïdale quel que soit le régime. Par un apport régulier de données expérimentales, les coefficients sont ajustés, mais sans encore aboutir à la norme. La Table 1.1 relate l'historiques des coefficients de l'Équation 1.2 pour la géométrie de tuyère à col cylindrique. Les résultats de cette table vont maintenant être commentés.

Géométrie de tuyère toroïdale (Équation 1.2)					
Sources	a	b	n	$Re_d \times 10^6$	U'
Stratford 1964	0,99844	3,0325	0,5	Laminaire	± 0,14 %
	0,99844	0,0693	0,2	Turbulent	
Arnberg 1974	0,99738	3,0358	0,5	de 0,041 à 3,4	± 0,212 %
Ishibashi 2000	0,99864	3,447	0,5	de 0,08 à 0,25	± 0,04 % à 0,07 %
Ishibashi, Hall, Geropp 1971	0,99859	3,517	0,5	Laminaire	/
Wendt 2000	0,9982	3,448	0,5	de 0,001 à 1,0	/
ISO 9300 :2005	0,9959	2,720	0,5	de 0,021 à 32,0	± 0,3 %
	0,9985	3,412	0,5	de 0,021 à 1,4	± 0,2 %

3. Modélisation en fonction du rapport entre l'épaisseur de déplacement de la couche limite et du rayon au col, les coefficients déterminés par l'auteur, sont adaptés à la géométrie cylindrique actuelle (par la longueur de la partie cylindrique et par la profondeur de la partie convergente) [132].

4. Sur la base de ces coefficients, Guemana et collab., proposent en 2013; a=1, b=7,95 et n=0,5 [56].

5. International Organisation for Standardisation. Measurement of fluid flow by means of critical flow venturi nozzles. Draft International Standard proposed by ISO/TC30/ SC2/WGS Sct.1981.

6. L'équation est obtenue à l'aide d'une tuyère cylindrique de 12,3 mm. Dans une présentation de la direction de la recherche de Gaz de France pour l'EUROMET MEETING 2001, les ajustements de courbes ont pour coefficients a=1, b=6,3404 et n=0,5, dans le régime laminaire du développement de la couche limite, entre $1,5 \times 10^5$ et 1×10^6 (soit ceux de Mickan en 2016 en laminaire avec l'effet de déplacement de la couche limite [102]). Pour le régime turbulent du développement de la couche limite ces coefficients sont : a=0,9985, b=0,1494 et n=0,2 entre 1×10^6 et 2×10^7 (soit ceux de Vulovic en 1997 [162]).

7. Coefficients extraient de la formulation en $C_{d,i} = 1 - \beta_{i,0} \cdot Re_d^{-n}$.

8. L'effet de déplacement, de la couche limite, est décrit par l'auteur, comme une sorte de rapport de réduction de la surface de la section géométrique par la surface complète couverte par l'épaisseur de déplacement de la couche limite.

9. Coefficients extraient de la formulation en $C_d = s_a \cdot C_{d,lam} + s_e \cdot C_{d,turb}$.

10. Coefficients extraient de la formulation en $C_d = (1 - b/Re_d^n)^2$.

Sources	a	b	n	$Re_d \times 10^6$	$U'(C_d)$
Simmons 1955 ³	1	7,9138	0,5	de 0,04 à 1,0	/
Hall 1959	1	6,92	0,5	Laminaire (de 0,001 à 0,2)	/
	1	0,184	0,2	Turbulent (de 1,0 à 10,0)	/
Leutheuser 1964	1	6,528	0,5	de 0,001 à 1,0	/
Beitler 1964	1	3,598	0,44	de 0,0025 à 1,0	/
	0,9975	0,064	0,176	de 1,0 à 10,0	/
Murdock 1964	0,9975	6,53	0,5	Laminaire	/
	0,9975	0,1035	0,2	Turbulent	/
Benedict 1964	0,99822	6,59298	0,5	Laminaire	/
	0,99822	0,10449	0,2	Turbulent	/
Jaumotte 1966	1	5,4867	0,5	de 0,005 à 0,02	/
	1	6,40	0,5		
Vincent 1968	1	7,24	0,5	Laminaire (de 0,01 à 0,2)	$\pm 0,2$ %
Azem 1971 ⁴	1	7,24	0,5	de 0,34 à 0,366	$\pm 0,4$ %
	0,99461	4,018	0,5	de 0,366 à 0,764	$\pm 0,28$ %
	1,00184	10,498	0,5	de 0,764 à 1,15	$\pm 0,16$ %
	0,99532	3,505	0,5	de 1,15 à 4,0	$\pm 0,1$ %
	1	0,1287	0,2	supérieur à 1,0 (jusqu'à 3,6)	$\pm 0,04$ % à $0,12$ %
Peignelin, Grenier 1972-1979	1	6,317	0,5	Laminaire	$\pm 0,31$ %
	1	0,0043	-0,065	Transition (0,41 à 3,15)	$\pm 0,16$ %
	1	0,2246	0,2	Turbulent	$\pm 0,18$ %
Bosio 1982 ⁵	1	7,24	0,5	de 0,01 à 0,4	$\pm 0,5$ % (CL 95%)
	0,9886	0	0	de 0,4 à 2,8	
	1	0,2215	0,2	de 2,8 à 20,0	
Vulovic 1997	0,9985	0,1494	0,2	de 0,35 à 20,0	$\pm 0,11$ %
ISO 9300 :1997 - EURAMET pr. n°307 ⁶	0,9887	0	0	de 0,35 à 2,6	/
	1	0,2165	0,2	de 2,6 à 20,0	/
ISO 9300 :2005 - EURAMET pr. n°470	0,9976	0,1388	0,2	de 0,35 à 11,0	$\pm 0,3$ %
Mickan 2006 ⁷	1	6,3404	0,5	Lam avec eff. de déplacement ⁸	/
	1	8,497	0,5	Lam sans eff. de déplacement	
	1	0,0634	0,132	Turb avec eff. de déplacement	
	1	0,0848	0,132	Turb sans eff. de déplacement	
Mickan 2016 ⁹	1	6,3404	0,5	Laminaire	/
	1	0,0848	0,139	Turbulent pour l'air	
	1	0,0814	0,139	Turbulent pour le GN	
Mickan 2018 ¹⁰	1	1,801	0,450	de 0,0012 à 0,5	$\pm 0,15$ % à $0,25$ %
	1	1,907	0,465	de 0,001 à 1,0	
	1	1,556	0,430		
	1	1,635	0,423		

TABLE 1.1 – Coefficients théoriques (empirique) et expérimentaux pour l'équation de C_d (Équation 1.2) de la géométrie de tuyère cylindrique, associés à leurs incertitudes relatives de mesure $U'(C_d)$ (lorsqu'elles sont disponibles).

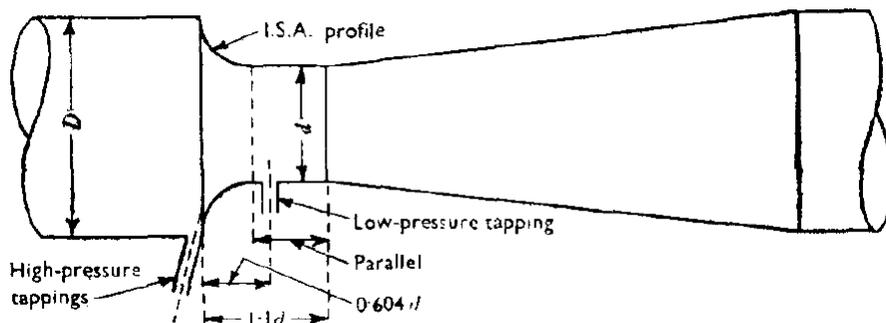


FIGURE 1.1 – Stanley fait référence à ce contour en 1954 comme étant le modèle de tuyère type-venturi I.S.A. (Industry Standard Architecture) [143].

1.3 Historique de la géométrie à col cylindrique

Dans le cadre des tuyères à écoulement critique (sonique au col), les études, les plus approfondies, ont été menées autour des années 1970. Ces recherches ont été effectuées à partir des connaissances sur les organes déprimogènes (throat trap nozzle) dont la géométrie cylindrique est l'héritage.

Le développement et l'utilisation progressive de plusieurs formes de tuyère pour les écoulements critiques sont apparus milieu du 20ème siècle consécutivement à l'utilisation de débitmètre volumique à pression différentielle. Ensuite, les industriels (Gaz de France : GDF) ont adopté dans les années 1970, les tuyères soniques qui ont conduit à l'émergence des deux standards actuels. L'utilisation des tuyères cylindriques a donc précédé l'utilisation de la tuyère toroïdale. Cependant, depuis les années 80, L'utilisation de la tuyère à col cylindrique s'est cantonnée à la France. La suite présente une sélection chronologique sur les tuyères cylindriques.

1.3.1 Prémices et convergence technologique (des années 50 jusqu'au milieu des années 60)

La littérature fait mention de la géométrie cylindrique comme ayant été progressivement adoptée par analogie à son utilisation volumique dans la métrologie hydraulique où la mesure est réalisée à l'aide de débitmètres à pression différentielle. Pour les sources les plus anciennes, Stanley en 1954 qui fait référence à la Figure 1.1 en indiquant que la partie cylindrique de diamètre constant permet de réaliser la mesure de pression nécessaire perpendiculairement à l'écoulement au niveau du col pour le calcul du débit [143]. L'auteur ajoute que cela ne s'applique que si les prises de pression sont loin de tout changement brutal de la courbure de la paroi et notamment là où les lignes de courant sont parallèles à l'axe de la tuyère.

Ensuite, la progression de la connaissance de cette géométrie est difficile à suivre en raison de plusieurs types de technologies étudiées et de différentes appellations en fonction des institutions qui les développent et les utilisent. Par exemple, la même année, le travail de Bean, Johnson et Blakeslee en 1954, avec des tuyères de type HEI (pour Heat Exchange Institute), propose une courbe d'évolution du C_d donnée par l'équation $C_d = -0,413 + 0,319104 \times (\ln Re_d) - 0,0248987 \times (\ln Re_d)^2 + 6,67923 \times 10^{-4} \times (\ln Re_d)^3$ entre $10^4 < Re_d < 10^6$ avec une erreur de $\pm 0,002$ sur l'évaluation du C_d . Cette courbe paraît largement surévaluée aujourd'hui pour de Re_d supérieur à 2×10^5 .

Il émerge ensuite deux approches orientées essentiellement autour des venturis en "throat tap nozzle" (venturis-tuyère à prise de pression au col) et "pipe wall tap nozzle" (venturis-tuyère à prise de pression dans la conduite en aval du col) qui sont généralement rangés sous l'appellation de "long radius flow nozzle" (venturi-tuyère à convergent long utilisée par l'ASME pour The American Society of Mechanical Engineers) comme dans la Figure 1.2. Le lien avec la géométrie cylindrique étudiée n'est pas si éloigné avec est un contour présentant un convergent, généralement de forme elliptique, suivi d'une partie cylindrique circulaire de diamètre constant (et de longueur comprise entre 20 % et 50% du diamètre) qui rompt la courbure du convergent en leur point de rencontre. Les deux désignations de cette géométrie sont basées sur le rapport de forme entre le diamètre au col d et le diamètre de la conduite amont D ($\beta = d/D$). La gamme de valeur de ce rapport reste entre 0,2 et 0,8. On appelle hauts rapports les valeurs de $\beta \geq 0,45$ et les bas rapports $\beta \leq 0,5$. Des exemples de formes sont donnés dans la Figure 1.2. Les pièces, à haut β minimisent les pertes de charges, alors que les bas β , conduisent à de meilleures précisions, mais sont limitées en raison de la perte de charge introduite.

Les méthodes utilisées pour caractériser l'écoulement dans ces pièces sont, soient empiriques (par l'interpolation à partir des points obtenus expérimentalement), soient théoriques par la détermination du C_d à partir de considérations physique. La notion de couche limite pour les écoulements confinés est toujours difficile à appréhender et les écoulements en conduite en font partie. Pour ce qui est du régime laminaire, il conviendrait plutôt de parler de régime d'entrée en conduite. Les effets de la viscosité apparaissent près de la paroi au niveau de l'embouchure de la conduite puis progressivement gagne le cœur de l'écoulement au fur et à mesure que l'on se déplace vers l'aval¹¹. Avant que l'écoulement s'établisse et qu'un profil parabolique apparaisse il est possible, même si c'est impropre, d'interpréter le profil de vitesse auprès de la paroi comme une couche limite. Il s'agit d'un abus de langage courant dans les études consacrées aux tuyères. Dans la suite de ce mémoire on s'efforcera de parler de régime laminaire ou turbulent et de réserver le terme de couche limite pour le régime turbulent. Il peut cependant arriver que sous l'influence de la littérature on se laisse aller à parler de couche limite en régime d'entrée d'écoulement laminaire. Hall

11. Schlichting : "Flow in the inlet length of a strength channel" [130].

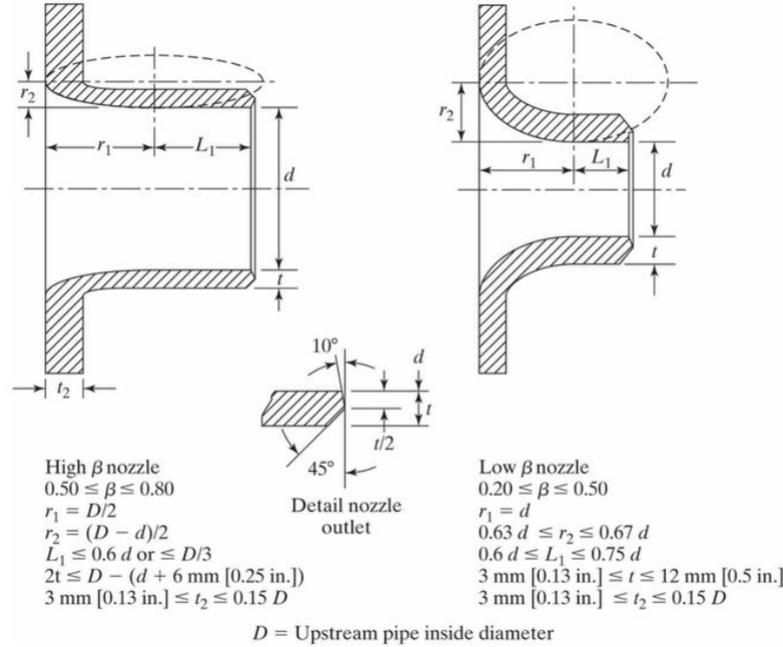


FIGURE 1.2 – Relation de β et plusieurs géométries historique de convergent, partie cylindrique, conduite et diamètre de col pour la forme ASME LRN “long radius nozzle” (pour tuyère à long rayon) précurseur des tuyères cylindriques [4].

en 1959, simplifie le modèle par analogie avec la plaque plane [57]. Il définit aussi la longueur de la partie cylindrique comme l’égale du diamètre. Il note que le comportement laminaire devrait relativement bien suivre l’équation de la couche limite laminaire avant la région de la transition laminaire/turbulente avec un saut dans la courbe de l’évolution du C_d suivant le Re_d , pour finir par une croissance plus lente de la courbe pour l’équation turbulente. Leutheuser en 1964, propose également une équation pour la partie laminaire proche de Simmons [87]. Il conclut que la longueur effective de la tuyère (sous-entendu la longueur de la partie cylindrique plutôt que la forme du profil) pilote les considérations du développement rationnel des expressions du C_d . La même année, Beitler (1964), présente plusieurs approximations empiriques en s’affranchissant des coefficients de puissance issus des similitudes de la plaque plane [18].

Reimer en 1965 montre que les défauts de polissage et d’usinage augmentent, pour certaines tuyères, le C_d de $\pm 0,0025$ [126]. Les incertitudes s’élèvent alors à $\pm 0,3 \%$ (95 % de niveau de confiance) au niveau de la zone de transition et réduite à $\pm 0,15 \%$ en aval de la transition.

À partir de 1966, Benedict développe sa meilleure approximation empirique sous la forme d’une équation polynomiale (cubique) unique : $C_d = 0,19436 + 0,152884 \times (\ln Re_d) - 0,0097785 \times (\ln Re_d)^2 + 0,00020903 \times$

$(\ln Re_d)^3$ définie entre $10^3 < Re_d < 6 \times 10^6$. L’auteur reviendra plus tard (1974 et 1979) avec des formes d’équations bien plus complexes à base de coefficients (dépendant de la configuration du débitmètre), du coefficient β trop grand ($\beta = d/D \geq 0,2$) mais surtout adapté aux débitmètres à pression différentielle, avec de l’eau, de la vapeur ou de l’air comme fluide de travail [18]. Dudzinski et collab., proposent une courbe à 0,5 % d’erreur en 1966 entre $Re_d = 7 \times 10^4$ et $Re_d = 3 \times 10^5$ qui, peut s’écrire sous la forme suivante : $C_d = 0,9959316 + (0,9254048 - 0,9959316) / \left(1 + \left(\frac{Re_d}{23282,65} \right)^{1,042796} \right)$ [42, 2].

Pour finir, Benedict évoque notablement les défauts de circularité (faux-rond) comme une origine possible des C_d expérimentaux inférieurs jusqu’à parfois 1 % des prévisions empiriques. Il rappelle également des causes de transition de la couche limite illustrées sur la Figure 1.3. Initialement laminaire, elle peut, pour une certaine localisation dans la tuyère et pour un certain Re_d , subir une transition et devenir turbulente. Ainsi, selon l’auteur, la couche limite laminaire peut persister dans toute la tuyère à tous les Re_d sans transition, un décollement peut déclencher la couche limite turbulente. Il montre que c’est au niveau du changement de courbure que ces variations s’opèrent avec des sauts significatifs de l’épaisseur de déplacement, l’épaisseur de quantité de mouvement et le rapport de forme. Il évoque des différences entre les profils en arc circulaire et les profils elliptiques ASME qui suggèrent fortement la présence d’un bulbe de décollement dans la tuyère en arc circulaire en suivant les observations visuelles de Soundranayagam en 1965 [138].

Traditionnellement utilisées pour des écoulements subsoniques au col¹² ces géométries ont progressivement été utilisées pour des écoulements critiques au col. Le débit, uniquement fonction de la pression et de la température amont, pouvant être calculé à partir de la théorie unidimensionnelle. L’écoulement final dépendant des effets de gaz réel, de la croissance de la couche limite et de la courbure de la ligne sonique.

1.3.2 Mise en œuvre de la géométrie à col cylindrique ; ses aspects normatifs et appropriation française (1966-1982)

La géométrie cylindrique émerge alors comme une convergence de savoir-faire et de techniques fonctionnelles bien maîtrisées. Même si le rayon de courbure n’est pas encore constant et bien établi, la présence d’un diffuseur devient systématique.

C’est Jaumotte qui fait la promotion ce type de contour en le réintroduisant en 1966 [75]. Il le décrit comme un venturi à écoulement critique ayant été développé au laboratoire de mécanique expérimentale des fluides de l’Université de Paris (LMEF). Un avantage revendiqué pour cette conception est une insensibilité des performances aux divers types de sections d’entrées. Un autre argument en faveur est une plus grande

12. La norme ISO 5167 encadre actuellement l’utilisation d’appareils déprimogènes pour la mesure de débit des fluides dans des conduites en charge de section circulaire.

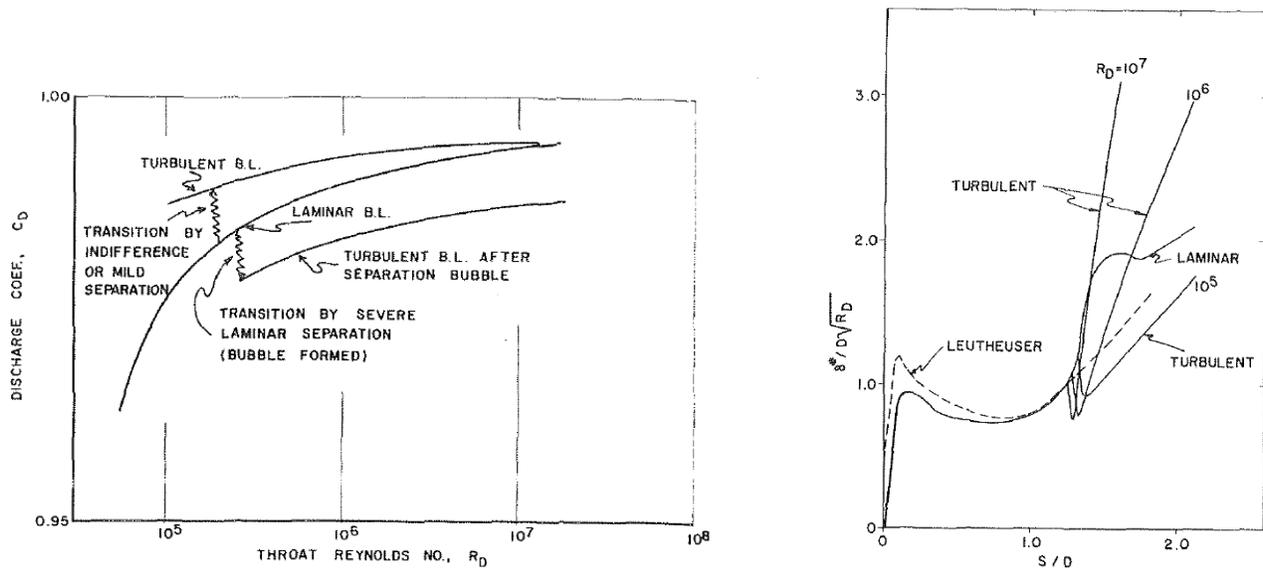


FIGURE 1.3 – Evolution du C_d en fonction d'un critère de transition (à gauche) et épaisseur de déplacement en fonction de la position le long de la paroi d'une tuyère (à droite) [17].

facilité de fabrication qui permet un accès rapide à la mesure du diamètre et à un bon rapport de pression critique dans des conditions soniques. En effet, le dispositif peut maintenir un régime critique jusqu'à des pressions en aval égale à 95 % de la pression en amont ; en particulier pour les dispositifs disposant de divergents longs [119]. Jaumotte, basé sur la théorie de la couche limite¹³, propose un calcul numérique de l'évolution du C_d et une évaluation de l'influence de la forme du convergent, soit elliptique, soit circulaire et même de forme clothoïdale¹⁴. Ses résultats sont restés cantonnés aux faibles Re_d , mais peuvent, selon l'auteur, être étendus à des Re_d supérieurs et à la géométrie de tuyère cylindrique.

Pourtant, une étude de Smith & Matz (1962) de cette géométrie, pointe deux caractéristiques pouvant la rendre inutilisable avec les coefficients déterminés théoriquement, pour des applications dans des conditions de débit critique [135]. D'une part, l'utilisation d'une section cylindrique et, d'autre part, la prise en compte du rayon de courbure elliptique du convergent. Ces deux caractéristiques augmentent considérablement la complexité de l'équation et réduisent sa facilité d'utilisation. Les auteurs précisent que lorsqu'un col cylindrique est utilisé, l'épaississement de la couche limite est relativement important dans la section

13. Les caractéristique de la couche limite laminaire sont données pas l'équation intégrale de von Kármán et la méthode de Polhausen, en y introduisant l'approximation de Walz, Rott et Crabtree [130].

14. Par définition, une clothoïde est une courbe plane dont la courbure varie proportionnellement à l'abscisse curviligne c'est-à-dire la distance mesurée le long de la courbe.

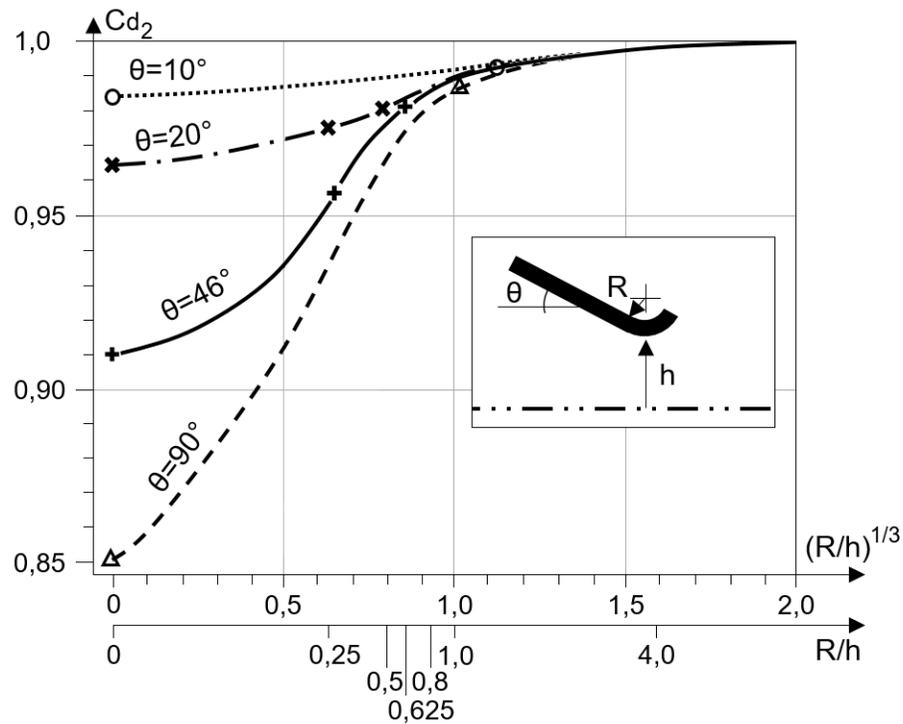
cylindrique en comparaison de son épaisseur très faible (voir nul) dans la section convergente. Toute augmentation d'épaisseur de la couche limite réduit la précision du coefficient déterminé théoriquement puisqu'il n'en tient pas compte. Il y a une discontinuité des rayons de courbures au raccordement de la zone convergente et la zone cylindrique. L'écoulement doit s'adapter. Les auteurs estiment que l'adaptation de l'écoulement peut conduire à un gradient de pression défavorable susceptible de provoquer un décollement de l'écoulement et provoquer un système d'onde aérodynamique. Dans ce cas, les conditions d'écoulement ne peuvent être calculées avec certitude et les coefficients déterminés expérimentalement ne seront, selon les auteurs, certainement pas applicables. Plus tard, Smith & Matz (1973) proposent une courbe pour un faible β entre $Re_d = 4 \times 10^5$ et $Re_d = 3,5 \times 10^6$ à 0,1 % d'erreur sur la pression génératrice qui peut être relativement bien ajustée par un polynôme au cinquième ordre : $C_d = 0,9835518 + 3,86 \times 10^{-8} \times Re_d - 4,7 \times 10^{-14} \times Re_d^2 + 2,35 \times 10^{-20} \times Re_d^3 - 5,33 \times 10^{-27} \times Re_d^4 + 4,54 \times 10^{-34} \times Re_d^5$ [136, 2].

Vincent (1968), continue les recherches en parallèle sur la géométrie cylindrique et déduit expérimentalement que le C_d obtenu avec une tuyère cylindrique suit une tendance laminaire jusqu'à un Re_d d'environ 2×10^5 , à partir duquel il estime que la transition commence [156]. Cette transition étant alors communément définie comme le passage d'un régime d'écoulement laminaire ($n = 0,5$) à un régime d'écoulement turbulent ($n = 0,2$). Les résultats expérimentaux restent proches et en bon accord avec les prévisions de Jaumotte [75]. Une courbe moyenne générale est obtenue pour diverses géométries de convergent, en restant principalement dans le régime d'écoulement laminaire et pour un écart type moyen $\Delta C_d/C_d = 0,2$ % [156].

L'étalonnage direct reste la méthode pour connaître le débit des tuyères soniques avec un gaz quelconque. Castillion (1974) intervient sur la mise au point d'un étalon de débit constitué par des tuyères fonctionnant en régime sonique [33].

Azem (1971) propose ensuite une formulation du C_d expérimental, basée sur des mesures effectuées avec de l'air et à l'aide de trois installations [97]. Deux tuyères cylindrique de 13,65 mm et de 25,46 mm de diamètres sont ainsi étudiées. L'auteur définit une courbe d'étalonnage étendue pour les Re_d supérieurs à 1×10^6 . L'ordre de grandeur du coefficient b est compris entre 6 et 8 pour le régime laminaire et entre 0,1 et 0,2 pour le régime turbulent ; le coefficient a restant égal à 1 (cf. Équation 1.2). L'auteur situe le régime transitoire entre les Re_d de 1×10^5 et 1×10^6 qu'il ajuste par plusieurs courbes linéaires avec des changements de pente.

Masure et collab., en 1971, étudie pour le compte de l'ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales), l'effet du rayon de courbure de la tuyère sur l'écoulement [95]. La Figure 1.4, tirée de ces travaux montre que dans le cas d'une tuyère avec un grand angle θ et $R/h=2$ (ici $R=r_c$ et le demi-diamètre $h=d/2$), la courbure R diminue fortement le C_d .

FIGURE 1.4 – Effet de la courbure en R/h (ou r_c/h) sur l'évaluation du C_{d2} [95].

Peignelin & Grenier (1972)¹⁵, confirment les conclusions de Vincent même si elles reposent sur un nombre trop limité de points expérimentaux [119]. En revanche, la formulation de Azem est abandonnée en raison du coefficient de gaz expérimental qui dépend de manière significative de la taille de la tuyère. Justement, Peignelin et Grenier, proposent une équation pour le régime laminaire ($Re_d < 6 \times 10^5$), une courbe pour la zone de transition simplifiée ($6 \times 10^5 < Re_d < 3 \times 10^6$) et une équation pour le régime turbulent (Re_d supérieur à 3×10^6 : Table 1.1). Ils basent leurs déductions sur les mesures effectuées à l'aide de 9 tuyères de différents diamètres, de 1,5 mm à 19 mm. Ces tuyères sont calibrées avec de l'air et du gaz naturel avec une bonne homogénéité des résultats (0,1 % comme ordre de grandeur de la dispersion du C_d expérimental et de 0,3 à 0,35 % d'erreur en utilisant les formules obtenues par lissage avec $CL=95\%$). Les auteurs concluent qu'avec cette forme cylindrique, la courbure de la surface sonique est négligeable et se situe en aval de la partie cylindrique¹⁶. Ils en déduisent que l'évolution du C_d est principalement

15. Cette communication n'est pas clairement datée, les années supposées pour la publication seraient plutôt soit en 1975, 5 ans après la communication de M. Castillon ou soit entre 1978 et 1979, comme sur le ticket d'étalonnage visible dans l'Annexe 2 du document [118].

16. Ils mentionnent les travaux du Professeur Fortier (réf possible : FORTIER, A. Revue Chaleur et Industrie, no 299, June 1950.) à

liée à la couche limite. Les auteurs observent des disparités de comportement entre des tuyères a priori identiques qu'ils ne peuvent expliquer par aucun raisonnement théorique. Cela pourrait être causée par des variations de la forme des parties cylindriques et convergentes. Ils évoquent les effets de la rugosité de surface et font savoir que même avec de meilleures mesures des dimensions des tuyères, les révisions des résultats restent relativement limitées. Le mesurage est alors à $\pm 2 \mu m$ donc, en valeur relative, l'influence de la mesure dimensionnelle est plus grande lorsque la tuyère est plus petite. Les auteurs soulignent déjà la nécessité d'une collaboration internationale pour le contrôle des tuyères, avec à cette époque déjà en Europe, l'implication du NEL¹⁷ (National Engineering Laboratory) et l'intérêt des soviétiques pour cette technologie.

Peignelin (1972), souligne l'avantage de l'utilisation d'écoulement sonique en débitmétrie car pour un débit similaire, la surface du col peut être beaucoup plus petite que celle d'un débitmètre subsonique (dans le cas des tuyères cylindriques utilisées, la surface du col représente toujours moins de 4 % de la surface de la conduite amont) [118]. Dans de telles conditions, l'effet des causes perturbatrices telles que la rugosité de la tuyauterie en amont du débitmètre diminue, jusqu'à quasiment disparaître. L'auteur avance surtout que l'erreur quadratique moyenne provenant de la turbulence amont devient tout à fait négligeable. Il défend que le col cylindrique est plus facile à réaliser et à reproduire que tout autre profil de tuyère. Cette géométrie permet également d'obtenir une moindre sensibilité du débit aux défauts du profil de vitesse amont. En s'appuyant sur une présentation semblable à celle de la Figure 1.7, l'auteur annonce que les lignes de courant dans la région de la surface sonique ont un très grand rayon de courbure et C_{d_2} est probablement supérieur à 0,999¹⁸. Il ajoute que ce coefficient demeure identique pour les tuyères testées en raison de leurs similarités géométriques. Ainsi pour une tuyère d'un diamètre de $3,89 \pm 0,005$ mm, il propose un C_d ¹⁹ avec une erreur moyenne de $\pm 0,25$ %.

Parallèlement Szaniszló en 1975, profitant de moyen expérimentaux permettant d'atteindre des Re_d de 8×10^6 , remarque en travaillant avec de l'azote et une tuyère ASME de 6,35 mm de diamètre que pour les plus bas Re_d le C_d augmente jusqu'à 1×10^6 en raison, le plus probablement, de l'amincissement de la couche limite [149]. Cette augmentation, est immédiatement suivie d'une apparente région de transition

Orsay qui a montré que ce disque sonique se situe à la fin du col mais sans plus de référence. Ils ajoutent qu'il est possible de penser que le gaz a le temps de se remettre en ligne droite pendant la traversée du col, ce qui, toujours selon les auteurs, ne sera pas le cas si on avait un col sans partie cylindrique.

17. Le NEL (UK pour Royaume-Uni) est concerné par des rapports β , rapport du col au diamètre de la canalisation, assez important ($\beta > 0,2$) et la nécessité de faire les corrections en conséquence.

18. “[...] as far as our nozzles with a cylindrical throat are concerned, the stream lines in the region of the sonic surface have a very large curvature radius and C_1 is probably greater than 0,999.” [119]. C_1 est équivalent à C_{d_2} dans ce manuscrit.

19. Pour la description de l'évolution du C_d , les valeurs des constantes 'a', 'b' et 'n' (Équation 1.2) sont reprises (Vincent 1968 et Azem 1971 [156, 97]) arrondis avec dans le cas de l'écoulement laminaire ($Re_d < 5,0 \times 10^5$), a=1, b=7,24 et n=0,5 et dans le cas de l'écoulement turbulent ($5,0 \times 10^5 < Re_d < 10^7$), a=1, b=0,13 et n=0,2. Ces valeurs sont à mettre en perspective avec les autres coefficients proposés dans l'autre document de 1972 cité plus haut.

d'un régime d'écoulement laminaire vers un régime d'écoulement turbulent. Cette région s'étend entre une gamme de Re_d entre 8×10^5 et 2×10^6 . Il montre que la valeur du C_d est relativement mal définie pour cette plage de Re_d avec l'augmentation de $\pm 0,3$ % de CL=95 % pour un seul étalonnage. Il définit des conditions favorables à cette transition en mettant en cause, un probable gradient de pression local défavorable généré par le rayon de courbure discontinu de la paroi à la jonction de la section convergente avec la section cylindrique. Après cette région de transition apparente, la courbe du C_d augmente de façon relativement monotone avec les Re_d suivant une incertitude de 0,15 %. L'auteur met en cause, en filigrane, la relative impossibilité de connaître de l'épaisseur de la couche limite pour des rayons de courbures continus et finis inférieurs à $2 \cdot d$. Il suppose alors l'existence d'une courbure critique qui augmente l'épaisseur de la couche limite et provoque un décollement.

La même année, Olson (1974), dans le cas d'un venturi ASME, relève un décalage de la courbe du C_d jusqu'à 1 % entre une méthode de calcul issus de l'approximation de Walz, Rott et Crabtree [130] et des valeurs mesurées expérimentalement [111]. En mettant en cause les effets bidimensionnels de la jonction entre la partie elliptique avec la continuité cylindrique, il développe une tuyère avec un profil mathématiquement continue. Il retrouve alors l'accord entre le calcul et les mesures expérimentales. L'auteur attribue ce comportement à plusieurs causes, mais souligne avant tout, la difficulté de la prise en compte de la jonction entre le convergent et la partie cylindrique dans les modèles d'estimation de la couche limite.

Par la suite, Grenier (1977) réexamine différents résultats avec des tests supplémentaires établie avec du gaz naturel sur des tuyères cylindriques proches de celle utilisées par Cesame [54]. Une précision élevée dans la mesure du diamètre de la tuyère a été obtenue. L'auteur établit une équation polynomiale du troisième ordre pour l'évolution du C_d avec l'augmentation des Re_d allant de $1,2 \times 10^5$ à $1,3 \times 10^7$ avec une incertitude $U'(C_d)$ de 0,18 % : $C_d = -0,13204 + 0,54588 \times R - 0,088433 \times R^2 - 0,004767 \times R^3$ avec $R = \log(Re_d)$.

Une campagne d'inter-comparaison est réalisée entre trois laboratoires internationaux et les résultats sont publiés en 1980 [142]. Trois tuyères cylindriques participant à l'étude sont tour-à-tour étalonnées par GFD (Gaz-de-France ; France) en gaz naturel, par le NEL (National Engineering Laboratory ; Angleterre) en air et par Gazunie (Pays-Bas) en gaz naturel. Les diamètres d de ces pièces ($d \pm 0,005$) sont de 10,007 mm, 14,997 mm et 19,02 mm. L'incertitude sur la mesure du $U'(AC_d)$ est donnée entre 0,26 % et 0,36 % en fonction du diamètre des tuyères et les paliers de pression testés (5 bar, 11 bar, 21 bar, 26 bar, 36 bar et 51 bar). À cause de la grande quantité des mesures effectuées, l'étude donne les courbes d'étalonnages moyennes des trois tuyères cylindriques soient respectivement ; $AC_d = \left(77,697 + 0,0354 \frac{Re_d}{10^{-6}}\right)$ entre des Re_d de $1,5 \times 10^6$ et $9,5 \times 10^6$ pour la première²⁰, $AC_d = \left(174,323 + 0,106 \frac{Re_d}{10^{-6}}\right)$ entre des Re_d de 2×10^6

20. Cette tuyère est encore actuellement régulièrement utilisée et ses résultats d'étalonnages récents sont disposés dans le Chapitre 3

et 14×10^6 pour la seconde et $AC_d = \left(279,99 + 0,119 \frac{Re_d}{10^{-6}}\right)$ entre des Re_d de 2×10^6 et 13×10^6 pour la troisième avec A la section minimale des tuyères.

Finalement, avec Bosio (1982), un résumé de la situation peut être effectué [21]. L’auteur rend compte de la genèse des choix normatifs. En rappelant le grand nombre de formes d’entrée et de géométries de tuyère proposées et étudiées, il rapporte que les discussions des comités ASME et ISO ont permis de limiter ces formes aux deux actuellement considérées comme standards.

Le premier standard, proposé par Hillbrath en 1974 [61], est identique à celui de Smith et Matz qui en fond largement la promotion [136]. Brain et Reid (1980) [22], Arnberg (1974), Stratford (1964), Hillbrath (1971) [60] et Szanislo (1975) ont largement contribué à la mise au point de ce standard. Il consiste en un tore de $r_c/d=2$ (et un rapport de contraction de 2,5). Ce dispositif n’a pas de partie cylindrique et le diffuseur est un cône de 4 degrés de demi-angle tangent à la continuation du tore d’entrée. Les recherches s’orientent majoritairement et plus précisément sur la géométrie en arc circulaire (qui devient à terme la géométrie toroïdale). La raison est que les C_d sont sensiblement plus élevés, le comportement est plus prévisible. Il est possible d’utiliser cette géométrie comme un standard lorsqu’une haute précision de mesure est nécessaire. Même s’ils remarquent que le rapport de pression doit rester suffisant pour assurer la criticité au col.

Le second standard est basé sur les travaux²¹ de Jaumotte (1966), Castillon (1974), Grenier (1977) et Peignelin (1972). Cette géométrie est la géométrie de tuyère à col cylindrique. Elle est constituée d’un convergent en quart de tore tangent à la fois au plan d’entrée et à une partie cylindrique qui sert de col. Le rayon de courbure du tore est égal au diamètre au col. La partie cylindrique à une longueur égale au diamètre du col. Le diffuseur est le même que pour la tuyère à col toroïdal. Toutes les dimensions préconisées par Bosio ont été reprises²² dans la norme.

Ainsi les deux standards sont très liés dans leurs développements et leurs mises au point. Ils diffèrent quant à leur choix de mise en œuvre. Les facteurs qui ont certainement influencé ces choix sont :

- Le contexte historique (indépendance technologique),

et dans l’Annexe B.

21. Masure est également cité par Bosio comme contributeur. Or Masure indique qu’il est raisonnable de garder une courbure douce de $R/h=4$ soit $r_c/d=2$ si une haute précision est attendue [95]. En cause, un accord malheureusement insuffisant pour les fortes courbures dans ces considérations d’évaluation.

22. Les dimensions de la conduite en amont et les critères de rugosité sont toujours ceux retenus et en vigueur dans la version actuelle de la norme (conduite d’admission supérieure à 3 diamètres en amont de la tuyère, circularité à 1 % maximum de précision du diamètre et rugosité moyenne de $75 \times 10^{-4} \cdot D$). Le rapport de diamètre (d/D) doit être supérieur à 0,25 dans une conduite circulaire. La surface du col ne doit jamais dépasser 6 % de la surface de la conduite amont. Les prises de pression pour les mesures de la pression statique en amont doivent être situées à une distance de $0,9 \cdot D$ à $1,1 \cdot D$ du plan d’entrée de la tuyère. Le diamètre de la prise de pression doit être de préférence de $1,3 \pm 0,3mm$. La pression aval doit être mesurée avec une prise de pression située à $0,5 \cdot D$ en aval du plan de sortie. La température doit être mesurée en amont à $2,0 \cdot D$ et le diamètre de l’élément de détection ne doit pas dépasser $0,04 \cdot D$.

- Le contexte industriel (monopole technologique et inertie industrielle),
- L'héritage (possible manque de communication entre les acteurs du domaine) éventuellement lié aux deux facteurs précédents.

1.3.3 Période récente jusqu'à l'adoption des tuyères à col cylindrique par Cesame

Pour cette partie, il est important de rappeler que la première version du GUM (Guide to the expression of Uncertainty in Measurement : *JCGM 100 :2008*) n'a été rendue publique qu'au cours de l'année 1995. Cette référence représente le guide général communément admis de manière internationale pour tout ce qui concerne les conditions de mesure expérimentales des débits de gaz. Ce guide propose une méthode claire pour l'évaluation du calcul des incertitudes de mesure. Actuellement, le calcul des incertitudes associées aux mesures expérimentales de nombreuses institutions et laboratoires suivent les recommandations et les directives de cet ouvrage. Pour les incertitudes et les éléments associés aux mesures expérimentales précédents la publication de ce guide, les incertitudes et les méthodes exprimées peuvent ne pas être suffisantes pour se conformer aux ordonnances couramment en vigueur, même si les calculs d'incertitude étaient raisonnables et déjà certainement justifiables. Cela doit être pris en compte pour les incertitudes rapportées dans les publications antérieures à la parution de ce guide.

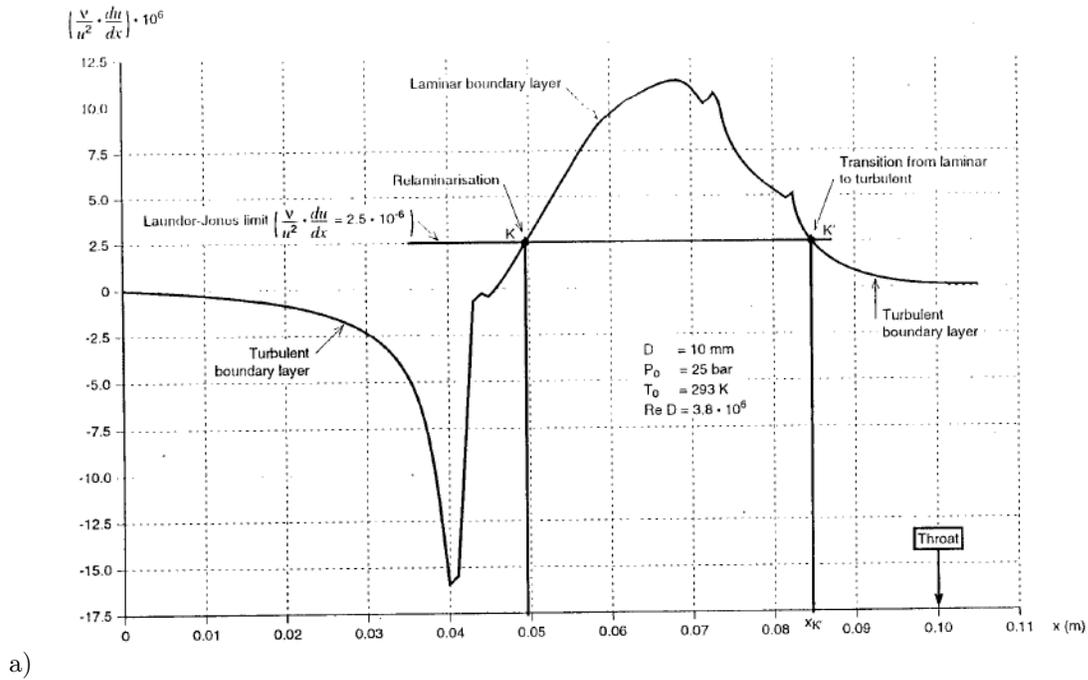
Park en 1994, montre, par des essais avec des tuyères de différents rayons de courbure du convergent ($4 \cdot d$, $3 \cdot d$, $2 \cdot d$, $1,5 \cdot d$, $1 \cdot d$, $0,5 \cdot d$, et $0,25 \cdot d$, pour trois tuyères de diamètre $d = 7,995$ mm, $8,024$ mm et $8,150$ mm), que les différences dans les coefficients de décharge sont d'environ de 0,2 % et 0,3 % pour des rayons de courbure de $1,1 \cdot d$ et $0,88 \cdot d$, respectivement [114]. Il suggère, pour respecter la théorie, que le rayon de courbure devrait être supérieure à $1,5 \cdot d$. Il met en évidence cette différence avec les résultats théoriques [145], dans lesquels les coefficients de décharge ne semblent pas affectés par la variation du rayon de courbure pour un rayon de courbure supérieure à $0,8 \cdot d$. Les coefficients de décharge pour une longueur d'entrée de $0,25 \cdot d$ sont environ 6 % inférieurs aux prédictions de la norme. Pour les tuyères dont le rayon de courbure est petit (inférieure à $1 \cdot d$), le C_d diminue considérablement, l'auteur évoque l'effet de la séparation sur les coefficients de décharge, plus fort que celui de la croissance de la couche limite à la paroi. Les coefficients de décharge pour un petit rayon de courbure ($r_c = 0,5 \cdot d$) diminuent, probablement en raison d'un décollement à l'entrée, à mesure que la longueur du convergent devient plus courte. En revanche, les rayons de courbure égaux à $2 \cdot d$ offrent le plus haut C_d .

Le rapport AGARD n° 321 publié au cours de l'année 1997, apparaît comme la pierre angulaire de la discipline [4]. Ce document référence des expérimentations menées sur 163 venturis aussi proches que pos-

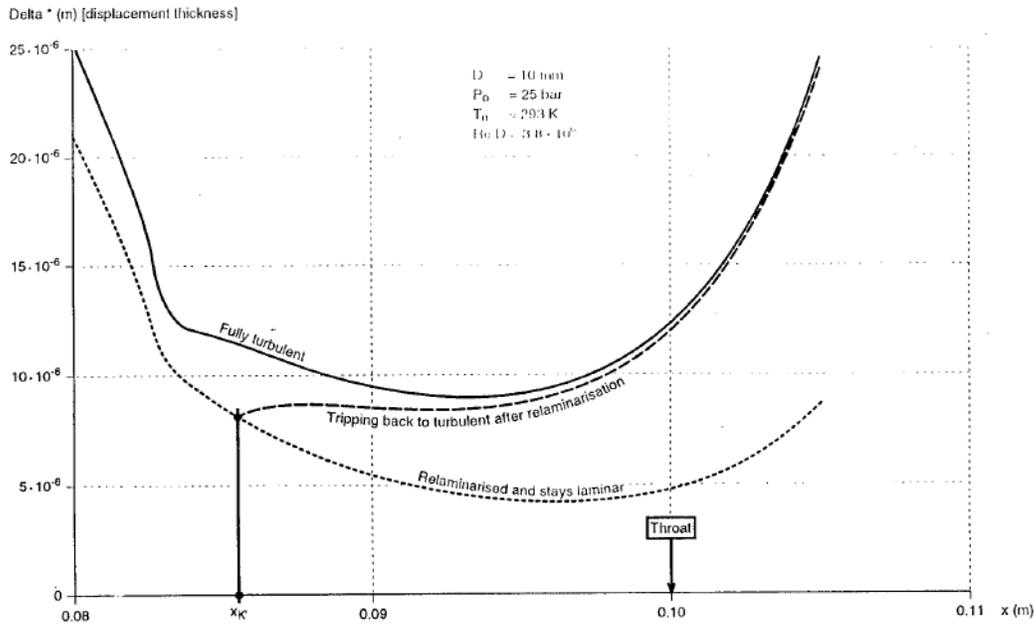
sible. Malgré les efforts, les étalonnages révéleront des C_d différents probablement causés par la difficulté à mesurer précisément le diamètre au col. Le diamètre au col sera ajusté pour refléter le diamètre effectif plutôt que le diamètre mesuré²³. Une procédure similaire est en cours d'évaluation pour la révision de la norme actuelle. Ce document fait état de la mauvaise expérience dans l'utilisation des tuyères cylindriques (ASME LRN pour "long radius nozzle" tuyère à long rayon) utilisées comme référence par la plupart des rédacteurs du groupe, sans pour autant donner plus de précisions. L'AGARD advisory report 321 soulève également le manque de référence récentes pour cette géométrie dans des conditions critiques. Des incertitudes de C_d significatives autour des conditions critiques sont attribuées en premier lieu à la transition (entre $0,6 \times 10^6 \geq Re_d \geq 2 \times 10^6$) au niveau du changement de courbure entre le convergent elliptique et le col cylindrique. Ce rapport revient également sur l'importance de connaître la nature du régime d'écoulement (laminaire ou turbulent) pour effectuer des prédictions théoriques (pouvant ainsi varier de l'ordre de 0,2) et des interprétations expérimentales. Il souligne encore l'impossibilité de déterminer une description expérimentale du comportement de la couche limite pour une plage de Re_d suffisamment large. Les avis évoquent un comportement laminaire en dessous 1×10^6 et résolument turbulent, au niveau du col, au-dessus de 1×10^6 . Cette assertion reste fortement dépendante de l'état du fluide en amont. Dans le cas d'un grand rapport de contraction, l'écoulement devient turbulent. Il n'y a généralement pas de ligne d'arrêt la couche limite. La croissance laminaire, ou partiellement laminaire, au niveau du col résultant alors d'une forme de relaminarisation sous un fort gradient positif de vitesse. Pour justifier ce phénomène, le critère de Launder et Jones peut être utilisé et se traduit par $\frac{v}{u^2} \frac{du}{dx}$ entre $2,5 \times 10^6$ et 5×10^6 comme dans la Figure 1.5. Inférieur à ce critère le régime est turbulent et au-dessus, le régime est laminaire. Pour des Re_d largement inférieurs à 1×10^6 et si la surface de la paroi est suffisamment lisse, il paraît peu probable que l'écoulement reste laminaire pour une large plage de Re_d . Au-dessus de $Re_d = 10 \times 10^6$, même si la couche limite n'est pas turbulente en amont de la tuyère, le changement de régime sera très rapide, pour finalement rester turbulent dans toute la tuyère. Entre les deux cas, la situation n'est pas non plus triviale, en supposant un régime initialement turbulent de la couche limite, la question reste de connaître l'évolution du critère avec une relaminarisation suffisamment proche du col pour parler de condition de régime laminaire à ce niveau.

Le rapport de l'AGARD n° 321 mentionne des simulations CFD globales réalisées par Kubberud pour des ASME LRN bas β , 2-D axisymétrique (Navier-Stokes) sans citer plus de références. Deux codes ont

23. En raison de la gamme de C_d explorée, les venturis sont de forme toroïdales. L'équation de l'évolution C_d en fonction du Re_d est donné sous la forme de $C_d = -5,03815 \times 10^{-3} \cdot (\log_{10} Re_d)^2 + 6,39382 \times 10^{-2} \cdot (\log_{10} Re_d) + 0,79127$ entre $Re_d = 2 \times 10^5$ et $Re_d = 1,5 \times 10^6$. Une analyse des incertitudes estime à $\pm 0,07$ % l'incertitude sur le C_d pour un venturi pris individuellement et $\pm 0,05$ % pour deux venturis en parallèles. Même si l'équation recoupe les points actuels dans les gammes d'incertitudes, l'écart pour les plus bas débits, avec les points actuels, est de plus de 0,4 % [4].



a)



b)

FIGURE 1.5 – Critère de relaminarisation (Launder-Jones) $d/r_c = 2$ ONERA et évaluation de l'épaisseur de la couche limite au niveau du col $d/r_c = 2$ ONERA [4]. Le point x'_k correspond à la même localisation dans les deux figures a) et b). La figure b) correspond à un grossissement de la figure a) autour du point x'_k avec plusieurs possibilités de régime d'écoulement à ce niveau en observant l'épaisseur de déplacement de la couche limite.

été employés sur des domaines munis ou non de divergent. Les conditions d'utilisations sont énoncées dans la Figure 1.6 avec les lignes d'iso-contour de Mach. Pour le cas non visqueux (Euler), le Re_d n'est pas clairement indiqué et la localisation de la ligne sonique est indépendante de la présence ou non d'un diffuseur (cas a et b et la Figure 1.6). Dans le cas d'une simulation tenant compte des effets de viscosité (Navier-Stokes : cas c), l'épaisseur de la couche limite le long de la paroi joue sur le positionnement de la ligne sonique qui est décalée approximativement à un demi-diamètre en aval dans la partie cylindrique. La croissance de la couche limite diminue l'estimation du C_d de 0,8 % : de 0,99916 en simulation Euler (ne tenant compte que de la courbure de la ligne sonique) à 0,99088 (courbure de la ligne sonique et effets issus de la croissance de la couche limite). Ces effets sont estimés deux fois supérieures pour les ASME LRN comparés à d'autres tuyères de plus petit rayon de courbure. Ainsi, en calcul Eulérien ces simulations obtiennent le même écoulement avec (cas a) ou sans (cas b) divergent et la ligne sonique reste positionnée au même endroit au début de la partie cylindrique. Alors qu'en prenant en compte les effets visqueux (cas c) il est possible de remarquer que la ligne sonique s'est déplacée vers l'aval à la jonction entre la partie cylindrique et le divergent comme suggéré en 1972 [119].

La même année, les projets EURAMET n°307 et n°470 fournissent des données détaillées et permettent une meilleure approximation de l'évolution du C_d en fonction du Re_d pour une tuyère cylindrique de 12,3 mm de diamètre [162]. L'étude est réalisée avec le concours de plusieurs laboratoires internationaux²⁴ qui, tour-à-tour, étalonnent cette tuyère dans leurs gammes respectives de possibilités de fonctionnement entre 1995 et 1997²⁵. La courbe moyenne, obtenue par le projet n°307, est rapportés dans les coefficients dans la Table 1.1. Ces projets proposent une nouvelle version de la courbe normative qui tient compte de la nature du gaz pour le calcul du C^* . Sur la base de ces résultats et par l'étalonnage d'une seconde tuyère cylindrique de 17,4 mm de diamètre, Mickan et collab., en 2006, propose un modèle d'évolution du C_d [98]. Il explique l'évolution des résultats en utilisant la méthode décrite dans [50] et l'effet de l'épaisseur de déplacement de la couche limite. La comparaison montre un bon accord avec les résultats obtenus par les laboratoires acteurs du projet. L'auteur montre également que l'effet de la nature du gaz reste contenu dans les incertitudes de mesure. Dans une étude ultérieure en 2018, Mickan et collab., déterminent les paramètres b et n en régime laminaire dans différents cas pour un groupe de 103 tuyères cylindriques de diamètres compris entre 0,127 mm et 8,6 mm et d'une tuyère additionnelle de 10 mm couramment utilisée par Cesame [103]. En mesurant précisément le diamètre à l'aide d'un microscope optique équipée d'une

24. Cesame-Exadébit sa (France), Force Institutes (Denmark), Gaz de France (France), K Lab, Statoil (Norway), NEL (Great Britain), NMI (Netherlands), NOVA (Canada), PTB Braunschweig, (Germany), Swiss Federal Office (Switzerland), SwRI (USA).

25. "Thereafter, the transfer standard was sent to NOVA (Canada) and CEESI (USA), to enable them to participate in the testing" pour l'envoi ultérieur de la tuyère de référence à NOVA (Canada) et au CEESI (USA) leur permettant la participation aux essais après 1997.

Calcul Euler (non visqueux) :

- Air $\gamma = 1,4$.
- Maillage 2D de 1515 points.
- Calcul 2D axisymétrique.

Calcul Navier-Stokes (visqueux) :

- Air $\gamma = 1,4$.
- Maillage 2D de 6161 points.
- Calcul 2D axisymétriques.
- Modèle de turbulence : Baldwin Lomax.
- Formule de Sutherland pour la viscosité.
- $Re_d = 8 \times 10^6$.

Conditions génératrices :

- Pression totale $p_0 = 45\text{bar}$.
- Température totale $T_0 = 293\text{K}$.

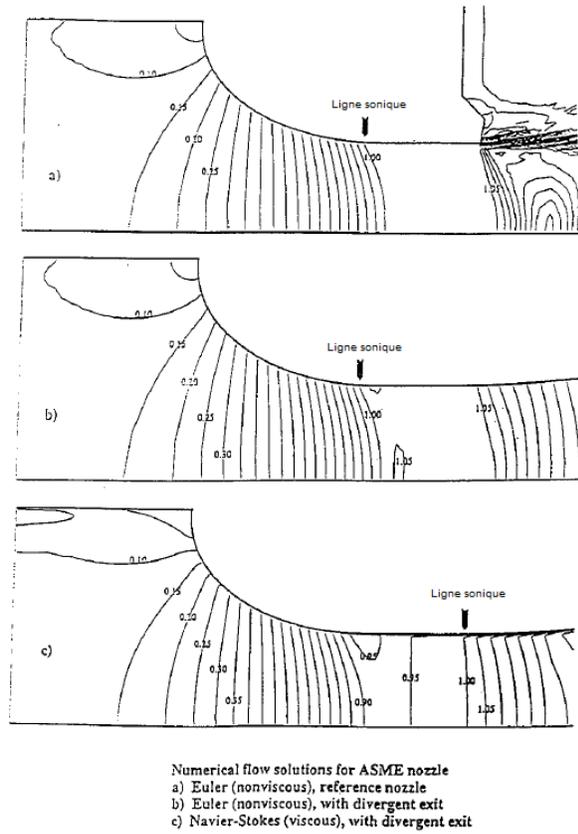


FIGURE 1.6 – Simulations numériques d'écoulement dans une géométrie de type ASME LRN [4].

caméra CCD intégrée, les auteurs estiment la modification du C_d induite par le changement de forme. Le coefficient n reste légèrement inférieur à 0,5 pour le régime laminaire. Ils en déduisent l'Équation 1.3 qui donne la courbure théorique globale de la tuyère (Ω_r). Cette formulation montre une bonne adéquation avec le comportement de la tuyère pour les petites tuyères cylindriques ($d \leq 5$ mm) et le calcul numérique, en particulier lorsque au cours du processus d'usinage de la partie cylindrique, l'axe de l'outil de pressage dévie de l'axe de symétrie de la tuyère.

$$\Omega_r = 0,5 \cdot \left(1 - \tanh \left(\frac{x - x_{cyl,beg}}{w_1} \right) \right) + h \cdot \exp \left(\frac{x - x_{cyl,end}}{w_2^2} \right), \quad (1.3)$$

où les paramètres $x_{cyl,beg}$ et $x_{cyl,end}$ définissent l'emplacement de la section du col cylindrique, tandis

que w_1 et w_2 déterminent la longueur des zones de changement de courbure du début et de la fin de la partie cylindrique. Le paramètre h doit être choisi en fonction du paramètre w_2 pour obtenir l'angle de divergence souhaitée. Cette équation est utilisée dans l'Annexe I avec la courbure idéale en rouge²⁶ dans les représentations des mesures d'état de surface.

Arnberg et collab., (1974) tiennent compte de la rugosité dans une sorte de guide général destiné aux utilisateurs et définissent des variables additionnelles susceptibles d'affecter la valeur du coefficient de décharge dans son environnement de mesure expérimental [12]. Anthony (1992) étudie l'effet de la rugosité et le relie à la transition de la couche limite dans l'écoulement des tuyères [11]. Selon Alper (2006), la rugosité de la surface influence non seulement le nombre de Mach à l'entrée de la tuyère, mais aussi le nombre de Nusselt [8]. Gibson & Stewart en 2003 reprennent les travaux de Wendt & Von. Lavante (2000) pour estimer l'influence de l'état de surface et de la forme des tuyères à de plus hauts Re_d [166, 51]. Wendt & Von. Lavante étudient les effets de la rugosité sur des pièces toroïdales d'un diamètre de 10 mm. Leurs résultats montrent que l'effet de la rugosité²⁷ était négligeable jusqu'à $\frac{Ra}{d} \leq 2,0 \times 10^{-4}$ soit environ 13 fois plus que la limite supérieure stipulée dans la norme. Les essais sont toujours conduits dans le régime laminaire ($Re_d < 1,5 \times 10^5$ qui est la limite couramment admise de la transition laminaire/turbulente) Gibson & Stewart montrent que les données des étalonnages de trois tuyères non polies, d'une rugosité Ra moyenne de $0,3 \mu\text{m}$, proposent une excellente reproductibilité en C_d en fonction des Re_d ($\leq 0,04$ %) sans devoir recourir au polissage. Les critères de la norme en matière de tolérances géométriques sont, selon eux, au moins d'un ordre de grandeur inférieur à ce qui est nécessaire. Les auteurs révèlent des discontinuités de parois, issus du processus de fabrication, entre les différentes régions de connexion des parties de la tuyère (entre le convergent et le divergent pour la géométrie toroïdale aussi nommé ω_1). Un polissage arrive à corriger en partie les discontinuités. Ils concluent après l'étude de 16 tuyères que, pour les pièces de 10 mm de diamètre, l'effet de la rugosité reste négligeable pour des $\frac{Ra}{d} \leq 4,5 \times 10^{-5}$. Ils remarquent également, que même un faible méplat proche du col cause une diminution de 0,2 % du C_d (un peu comme ce que l'on rencontre à la jonction entre le convergent et la partie cylindrique). Un méplat plus grand entraîne une diminution de 1,5 % du C_d . En revanche, l'usinage incorrect du diffuseur (faux-rond) diminue le C_d jusqu'à près de 0,1 %. Les mesures de diamètres, d'arrondis et de profils ont également montré les effets de l'usinage et du polissage sur des tuyères de 10 mm de diamètre. Selon les auteurs, de bonnes reproductibilités du profil des pièces peuvent être attendues pour des diamètres supérieurs à 10

26. dans l'Annexe I, le choix du système de coordonnées est différent avec x qui devient z pour la position dans la tuyère en fonction de l'adimensionnement.

27. La hauteur moyenne arithmétique se réfère à la moyenne des valeurs absolues sur la longueur de base. Pour les profils de rugosité, le paramètre Ra se réfère à la rugosité moyenne arithmétique. Ce paramètre sera plus détaillé au cours de ce manuscrit, au cours de la partie consacrée aux expérimentations.

mm, qui entraînent de bonnes reproductibilités des C_d .

En 2013, Mickan souligne la différence entre les données des fabricants et les mesures dimensionnelles réalisées a posteriori [101]. L'évaluation de la courbure dépend beaucoup de la procédure de mesure et d'évaluation. En général, il existe un accord entre la mesure dimensionnelle et la mesure du débit. Pour un C_d de 0,995, Mickan trouve que l'épaisseur de déplacement est de $0,00125 \cdot d$. Il montre qu'il est peu probable que la courbure recherchée puisse être obtenue proches du col pour les petites tuyères (avec le coefficient b de l'Équation 1.2 et de la Table 1.1, qui varie en fonction du diamètre pour des valeurs comprises entre 5 pour $d = 0,1$ mm et 3 pour $d = 10$ mm). Le critère sur la courbure a du mal à être respecté pour un diamètre inférieur à 3 mm. En résumé, si les déviations de formes ne sont pas trop importantes loin du col, la courbure est en revanche critique pour l'évaluation et le comportement du C_d auprès du col.

La même année, Ishibashi & Funaki (2013), pour des pièces d'un diamètre compris entre 16,9 mm et 36,6 mm, étudient des courbures d'entrée comprise entre $0,5 \cdot d$ à $2,5 \cdot d$ (dont la géométrie a été confirmée à l'aide d'une machine à mesurer tridimensionnelle MMT de l'ordre du micromètre [68]). Les étalonnages ont été effectués à l'aide d'air sec à température ambiante et une pression génératrice entre 0,1 MPa et 0,8 MPa et parfois jusqu'à 10 kPa. Ils démontrent que les calculs théoriques usuels ne permettent pas de prédire le coefficient de décharge pour des r_c plus petit que le diamètre. Ils proposent également d'introduire des longueurs du diffuseur plus courte que la valeur préconisée par la norme, au minimum d'un diamètre.

Ces travaux sont poursuivis en 2015 lorsque Ishibashi étudie un profil de tuyère avec la courbure d'entrée $r_c = 1 \cdot d$ comme une nouvelle géométrie standard [69]. Cela afin de réduire l'incertitude sur la transition laminaire/turbulente. Les données qu'il présente suggèrent qu'il n'y a pas de position nette pour la transition avec ce type de courbure. L'étalonnage de quatre pièces fabriquées à l'aide de procédés de haute précision (renommées HPN pour High Precision Nozzle soit des tuyères usinées avec un procédé de haute précision) avec des diamètres de 9,5 mm, 13,4 mm et deux de 18,9 mm, montre des C_d très stables dans une large gamme de Re_d allant de $1,5 \times 10^4$ à 2×10^6 . Aucune transition de régime n'est observée dans cette gamme. L'auteur ajuste une courbe aux données expérimentales avec les coefficients ; $a=0,9958$, $b=2,912$ et $n=0,5$ (cf. Équation 1.2). Cependant, on peut obtenir un meilleur ajustement pour les Re_d supérieurs à 3×10^5 en utilisant une fonction en puissance de $Re_d^{-0,2}$ (les résultats s'écartent de 0,05 %²⁸).

La diminution de C_d sur la plage de Re_d comprise entre $0,8 \times 10^6$ et $2,0 \times 10^6$ est généralement admise

28. $C_d = 1,0118 - 0,5476 \times Re_d^{-0,2} + 5,5616 \times Re_d^{-0,4} - 25,795 \times Re_d^{-0,6}$ ($1,5 \times 10^4 < Re_d < 2 \times 10^6$). La différence avec les données de Cesame est de plus de 0,6 % pour les plus bas débits, mais dans les gammes d'incertitude autour de $Re_d = 1 \times 10^6$. La tendance est la même, mais la pente est systématiquement différente. Comme la présence de la partie cylindrique est l'un des changements importants dans la forme, le changement de pente pourrait lui être imputable.

comme due à la transition laminaire/turbulente du régime d'écoulement par la communauté. Ünsal & Koç en 2018, en se basant sur des simulations numériques, indiquent que la transition commence en aval du col dépend à la fois du Re_d correspondant et du diamètre de la tuyère [153]. Ils expliquent que le Re_d transitoire augmente pour les diamètres de tuyère de 0,1 mm à environ 8 mm et reste presque constant jusqu'à 30 mm. Il est possible de conclure que pour les diamètres de tuyère supérieurs à 8 mm, le Re_d transitoire est presque constant à environ $3,5 \times 10^6$, ce qui correspond selon les auteurs à une épaisseur critique de couche limite.

Toujours pour des géométries cylindriques, Ishibashi en 2016 montre, à l'aide d'une tuyère hybride, à convergent toroïdale, usinée avec précision²⁹, qu'un rayon de courbure plus raide ($r_c = d$), offre des C_d , comparativement aux tuyères toroïdales originales (sans la partie cylindrique), plus bas, pour une plage de Re_d entre $0,25 \times 10^6$ et $1,75 \times 10^6$, sur la courbe de la norme des tuyères toroïdales usinées normalement (l'écart avec la courbe est environ 0,025 %) [70]. À partir de ces considérations, l'auteur ajoute différentes couches de peinture à différentes positions à l'intérieur du convergent. L'intérêt est alors d'observer l'effet d'un état de surface modifié et l'implication de ce défaut de surface sur la transition de régime de la couche limite et sur la mesure du C_d . Les graphiques montrent une diminution du C_d pour des couches de peinture plus éloignées vers l'aval du convergent. L'évolution est similaire pour tous les essais et cette tendance reste constante. Les courbes théoriques et expérimentales sont semblables jusqu'à un certain Re_d . Elles atteignent ensuite un plateau maximal plus bas, relativement à la position de la couche de peinture dans le convergent. Ainsi plus le saut de peinture, qui caractérise le changement d'état de surface, est proche du col et allongé et plus le C_d maximal diminue. Le Re_d associé diminue également. Le C_d est plus grand et le Re_d de la transition laminaire/turbulente est plus élevé. L'auteur montre ensuite qu'un défaut de la surface, sous la forme d'une ligne de peinture épaisse sur le bord de la tuyère en amont du col, a plus d'impact sur le C_d (diminution de plus de 0,1 % du C_d), qu'une fine couche de peinture.

Récemment, le même auteur (Ishibashi 2018), utilise encore des tuyères de haute précision pour garantir que la transition de la couche limite n'est pas affectée par la géométrie en aval du col [71]. Il explique que la dépendance du C_d au Re_d n'est pas sensible à la courbure du convergent. L'auteur ne trouve aucune différence significative dans le résultat du C_d que la tuyère toroïdale munie d'un col cylindrique soit accolée ou pas à un diffuseur. Les essais montrent clairement que le coefficient b de l'Équation 1.2 augmente avec la longueur du col cylindrique L . L'auteur estime que le coefficient b suit une loi linéaire : $b = 3,46 \times \frac{L}{d} + 3,3937$. Dans l'expérience, le coefficient a ce rapproche de l'unité avec l'augmentation de la longueur de la partie cylindrique. La loi d'évolution proposée schématiquement par l'auteur s'écrit :

²⁹. L'état de surface des convergents obtenus est rendu possible par un polissage très élevé. Même si les états de surface finaux ne sont pas clairement référencés par les auteurs, le Ra maximum est de 0,04 μm .

$a = 0,9989 + 0,0011 \times \left(1 + \frac{\exp(-4 \times \frac{L}{d})}{\exp(-60 \times \frac{L}{d}) - 1}\right)$. Des épaisseurs de déplacement sont ainsi estimées par deux équations en fonction de la longueur de partie cylindrique L présentées dans,

$$\delta_{\text{déplacement}}^{\text{sortie du col}} = \frac{0,43 \cdot L + 0,42 \cdot d}{\sqrt{Re_d}} \quad (L > 0), \quad (1.4)$$

$$\delta_{\text{déplacement}}^{\text{entrée du col}} = \frac{2,7 \cdot L + 0,39 \cdot d}{\sqrt{Re_d}} \quad (L \leq 0). \quad (1.5)$$

Les graphiques expérimentaux montrent clairement que les courbes passent par une valeur maximale de C_d en fonction du Re_d avant de dramatiquement diminuer. Les Re_d associés sont d'autant plus faibles que la longueur de la partie cylindrique est plus longue³⁰. L'effet de cette diminution commence à être perçue lorsqu'elle s'écarte de la gamme d'incertitude de mesure de 0,1 %. À partir d'une longueur de partie cylindrique de 7 mm cela fait visiblement décroître le C_d . Ces travaux montrent deux arguments en défaveur de la géométrie cylindrique, au profit de la géométrie toroïdale. Les C_d obtenus avec la géométrie toroïdale sont systématiquement plus élevés et la plage de Re_d correspondant à la transition laminaire/turbulente est généralement plus étendue pour les tuyères cylindriques.

Furuichi & Terao en 2019, montrent (pour les "throat-tapped flow nozzle", les tuyères déprimogènes) que le C_d est clairement influencé par la rugosité, en diminuant surtout pour des Re_d supérieure à 7×10^7 [46]. Ils indiquent également qu'il est préférable d'utiliser le critère sur la rugosité en Rt ³¹ plutôt que Ra , comme évaluation de la rugosité maximale, avec une meilleure correspondance dans les équations. Malheureusement, les mesure en Rt sont encore inutilisées dans le domaine de la débitimétrie avec tuyères soniques. De la même façon, en 2019, Cao et collab., montrent par une étude expérimentale la fiabilité du modèle théorique pour Re_d entre $4,45 \times 10^5$ jusqu'à $1,26 \times 10^6$ (laminaire) même avec une tuyère toroïdale présentant un profil en vaguelette (waviness) pour prédire le C_d avec moins de 0,11 % d'erreur [26]. Pour de plus petits Re_d néanmoins, un décalage apparaît. Dans une publication plus récente, l'équipe poursuit les travaux de recherche en mesurant précisément l'état de surface de deux tuyères toroïdales de diamètre 7,453 mm et 1,919 mm à l'aide d'une MMT (avec une incertitude de la mesure du diamètre de $\pm 2 \mu m$, $k=2$) [27]. En combinant les recommandations de la norme et leurs analyses, ils dégagent des critères déterminants pour la précision de la mesure avec notamment la variation de R_c/d qui doit rester

30. La valeur du maximum est plus prématurée en Re_d pour les parties cylindriques de longueurs croissantes.

31. La hauteur totale du profil indique l'écart vertical entre la hauteur maximale des pics et la profondeur maximale des vallées sur la longueur de mesure.

inférieure à 1 %, la variation du contour par rapport au contour idéal ne doit pas dépasser $\pm 0,1 \cdot d$ et plus particulièrement au niveau du col où elle doit être inférieure à $\pm 0,005 \cdot d$, sur une distance de $\pm 0,2 \cdot d$, entre l'amont et l'aval du col. Ils montrent que le profil d'ondulation de la surface des tuyères peut être exprimé comme une sorte de surface irrégulière dont la variation est plus grande que la rugosité moyenne R_a , mais plus petite que l'erreur du profil, qu'ils estiment entre $1 \times 10^{-4} \cdot d$ et $1 \times 10^{-3} \cdot d$. Ils avancent que lorsque les valeurs mesurées dépassent les exigences, le rayon de courbure doit être corrigé tout en admettant que cela devrait faire l'objet d'une étude plus approfondie. Enfin, sur une plage des Re_d entre $7,33 \times 10^7$ et $1,26 \times 10^6$, ils déterminent que la correspondance des résultats entre les C_d expérimentaux et les C_d déterminés théoriquement peut être meilleure que 0,11 % lorsque l'effet du transfert de chaleur est pris en compte. Pour les gammes de Re_d plus basses, Sims et collab., en 2019 proposent l'équation suivante $C_d = 1,0068 - 4,8720 \cdot Re_d^{-0,5} + 70,895 \cdot Re_d^{-1}$ pour la gamme $7000 \leq Re_d \leq 21000$ avec une incertitude $U'(C_d)$ de 0,65 % (k=2) [133]. Dans la même catégorie d'étude de tuyères de faible diamètre, Nakao et collab., en 2021, proposent une approche basée sur l'étalonnage gravimétrique ($U'(C_d)=0,15$ %, k=2) de 59 petites tuyères toroïdales (diamètre compris entre 0,014 mm et 2,35 mm) pour des Re_d entre 4×10^2 et 2×10^5 [108]. En comparant les coefficients de décharge aux modèles théoriques et en corrigeant le diamètre du col et le rayon de courbure à l'entrée de chaque pièce, ils arrivent à expliquer le comportement des coefficients de décharge ainsi que la forme réelle des tuyères près du col avec une certaine précision.

En résumé, cette première partie bibliographique, est principalement consacrée aux tuyères cylindriques. C'est la géométrie exclusivement utilisée par le laboratoire de Cesame. Il ressort plusieurs influences notables sur le C_d : le diamètre de la tuyère, le rayon de courbure du convergent et la présence de la partie cylindrique. Ces paramètres agissent sur la transition de régime laminaire/turbulente en fonction du Re_d . Dans une moindre mesure, l'état de surface de la tuyère avec notamment la rugosité, les vaguelettes, faux-rond et méplat ont une influence non négligeable. Ces paramètres tendent à diminuer le C_d et à augmenter l'incertitude de mesure. Il est difficile de considérer tous ces éléments indépendamment car ils sont souvent liés. Les travaux actuels cherchent plus à estimer une courbe d'évolution générale de l'évolution du C_d pour toutes les tuyères dans leurs applications de débitmétrie. Évidemment, cela reste dépendant du standard choisi. Dans la suite, l'observation de la variation du C_d est examinée au travers des intentions actuelles des propositions d'uniformisation. Un regard sera porté sur l'influence de l'état de surface sur l'écoulement, le rapport de pression critique (CBPR) et l'observation atypique de phénomènes plus ténus observables dans ce type d'écoulement transsonique au col.

1.4 Méthode de détermination théorique du C_d : Modèles théoriques existants (méthodes générales appliquées à la géométrie cylindrique)

Il existe plusieurs modèles théoriques pour la détermination du C_d . Ces modèles s'accordent d'abord majoritairement avec la géométrie toroïdale, mais ils seront ici étendus pour la géométrie cylindrique. Ils sont construits à partir des hypothèses suivantes :

- Écoulement unidimensionnel,
- Transformation isentropique,
- Fluide thermodynamiquement parfait (facteur de compressibilité Z égal à l'unité et capacité calorifique à pression constant c_p reste constante).

Le modèle théorique du C_d se décompose généralement en trois types de contributions :

- Le coefficient de décharge visqueux C_{d_1} ,
- Le coefficient de décharge non visqueux C_{d_2} ,
- Le coefficient de décharge lié au facteur de compressibilité du gaz C_{d_3} .

C_{d_1} est obtenu en tenant compte du développement de la couche limite le long de la paroi de la tuyère (et des pertes s'y produisant). Le C_{d_2} considère le fluide parfait au sens mécanique du terme. Le C_{d_3} tient compte des effets de la compressibilité du gaz subissant une transformation. Ces trois coefficients sont ensuite combinés pour déterminer le coefficient de décharge total C_d ,

$$C_d = f(C_{d_1}, C_{d_2}, C_{d_3}). \quad (1.6)$$

Massier et collab., (1970), donnent une expression simple au premier ordre [94],

$$C_d = C_{d_1} \cdot C_{d_2} \cdot C_{d_3} + (\text{termes de degrés supérieurs}). \quad (1.7)$$

Johnson & Wrigth (2008) [78] indiquent que les effets de compressibilité (C_{d_3} , cf. Annexe A) contribuent à 0,003 % du C_d ,

$$C_d \equiv \frac{C_d}{C_{d_3}} = C_{d_1} \cdot C_{d_2}. \quad (1.8)$$

Dans l'Équation 1.8, l'erreur sur le C_{d_3} (et sur les termes de degrés supérieur) est incluse dans l'incertitude des composantes du C_r^* ("Critical flow coefficient for one-dimensional flow of a real gas" pour le coefficient de débit critique du gaz réel unidimensionnel). C_{d_1} et C_{d_2} traduisent le comportement mécanique du fluide dans la tuyère.

	Type d'écoulement	Exposants		Coefficients	
		m	n	a_1	a_2
Tang 1969	laminaire	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	$2 \left[\frac{2\sqrt{2}+6\sqrt{3}-7\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \right] \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{-\frac{1}{4}} \left(\frac{\mu^*}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}}$	$\left[\frac{2\sqrt{2}(\gamma-1)(\gamma+2)}{3\sqrt{\gamma+1}} \right] \left(\frac{\mu^*}{\mu_0} \right)$
Geropp 1971	laminaire	$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{2}$	$2 \left[\frac{\gamma\sqrt{2}+6\sqrt{3}-7\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \right] \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{-\frac{3}{4}}$	$\left[\frac{\gamma\sqrt{2}+6\sqrt{3}-7\sqrt{2}}{\sqrt{3}} \right]^2 \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{-\frac{3}{2}}$
Stratford 1964	turbulent	$\frac{2}{5}$	$\frac{1}{5}$	$\left(\frac{21}{400} \right) \left(\frac{1}{2} \right)^{\frac{2}{5}} \left(\frac{\mu^*}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{5}}$	0

TABLE 1.2 – Coefficients et exposants en fonction du régime d'écoulement pour l'Équation 1.9. Le rapport des chaleurs spécifiques pour l'air sec est de $\gamma = 1,405$.

1.4.1 Coefficient de décharge lié à l'évolution de la couche limite (i.e. prise en compte des effets visqueux) C_{d_1}

Le coefficient de décharge visqueux permet de tenir compte du déficit de débit dû au développement des couches limites. Pour ce coefficient, des modèles prédictifs ont été développés à la fois pour des écoulements laminaires notamment par Tang (1969) et par Geropp (1971) pour les plus précis et par Stratford (1964) pour les écoulements turbulents [49, 145, 152]. Pour le régime laminaire des équivalences sont utilisées pour résoudre les équations de la couche limite axisymétrique compressible alors que pour l'écoulement turbulent on calcule l'épaisseur de déplacement pour déterminer le coefficient de décharge visqueux. Il est généralement admis, dans le cas d'une tuyère, que la couche limite turbulente apparaît pour des Re_d compris entre 8×10^5 et $1,8 \times 10^6$. Il est néanmoins attendu que cette transition soit observée pour des valeurs de Re_d significativement plus basse en présence de parois plus rugueuses. Dans tous les cas, selon cette approche, le coefficient de décharge visqueux prend la forme de

$$C_{d_1} = 1 - a_1 \cdot \Omega^{-m} \cdot Re^{-n} + a_2 \cdot \Omega^{-2m} \cdot Re^{-2n}, \quad (1.9)$$

où les coefficients a_1 et a_2 , ainsi que les exposants m et n , sont donnés dans la Table 1.2.

Avec μ_0 la viscosité dynamique génératrice (utilisée dans le calcul du Re_d) et μ^* la viscosité évaluée avec les conditions de pression et de température au col, le rapport des deux pouvant, par exemple, être calculé avec la loi de Sutherland. Les variations de ces modèles sont de 0,006 % avec les variations des conditions opératoires de $\gamma(p_0, T_0)$ [78]. La contribution des termes du second ordre reste inférieure à 0,005 % pour des Re_d supérieur à 10^4 . La différence entre les modèles de Geropp et de Tang n'est que de 0,028 %. C'est le modèle de Geropp qui est généralement préféré.

1.4.2 Coefficient de décharge lié aux effets de la géométrie de la tuyère (effets de la courbure) C_{d_2}

Même avec un fluide parfait, il existe un effet de l'accélération de l'écoulement au passage du col (i. e. dû au rayon de courbure de la tuyère). La méthode la plus communément admise pour déterminer cette contribution sur la coefficient de décharge, reste le modèle de Hall (1962), mise au point pour les tuyères toroïdale, qui considère un gaz idéal thermodynamiquement (i. e. la capacité thermique est constante) [58]. La méthode consiste en un développement en série en puissance de Ω (avec $\Omega = 2 \cdot r_c/d$ et pour laquelle $R = 1/\Omega$) pour résoudre les équations de l'écoulement. Le modèle est ensuite étendu et amélioré par un développement en série avec une perturbation en $\frac{\Omega}{\Omega+1}$ qui converge pour toutes les valeurs de $\frac{1}{\Omega}$ [81].

Dutton & Addy (1981) remettent en cause cette formulation en série obtenue pour des tuyères toroïdales mais pouvant être étendue aux tuyères cylindriques³² [43]. Dutton & Addy (1981) proposent une version corrigée du modèle de Kliegel & Levine (1969) avec un coefficient de développement en $(R + \eta)^{-1}$ où la valeur du paramètre η est arbitraire. Dans le cas des tuyères disposant d'un grand R , la solution est essentiellement indépendante de η . Pour les tuyères de faible R , deux effets concurrents apparaissent : lorsque η augmente depuis zéro, les propriétés de convergence de la solution sont significativement améliorées, mais la satisfaction de la condition exacte, de la limite de la paroi, devient compromise. Pour un usage général au troisième ordre les auteurs écrivent $\eta = 1$.

Le coefficient de décharge lié aux effet de la géométrie prend alors la forme de

$$C_{d_2} = 1 - \frac{\alpha_2}{\Lambda^2} + \frac{\alpha_3}{\Lambda^3} - \frac{\alpha_4}{\Lambda^4}, \quad (1.10)$$

où α_2 , α_3 et α_4 sont les coefficients du développement en série et Λ est le paramètre de développement. Ces coefficients sont référencés dans la Table 1.3.

La Figure 1.7 présente l'évolution du coefficient C_{d_2} dans le cas des deux configurations référencées par Measure en 1971³³ [95]. La solution proposée par Dutton & Addy, qui prend $\eta = 1$, correspond également à la solution obtenue pour $\Lambda = R + 1$ par Klingel & Levine (1969). Dans le cas de $\eta = 0$, la courbe coïncide avec les solutions de Hall. La différence entre les deux modèles, de Hall et de Kliegel & Levine, est supérieure à 0,03 % et augmente jusqu'à plus de 0,2 % pour $\Omega = 0,5$ [78]. Cette différence augmente proportionnellement avec la courbure. Le choix du modèle est d'autant plus important que le rayon de courbure est faible. Il apparaît donc que les effets de courbure (associée au calcul du C_{d_2}) pour une

32. Une publication ultérieure conclue que l'affirmation de 1969 est erronée et que la méthode reste un empirisme [88]. En effet, les séries proposées ne satisfont pas les équations différentielles du mouvement en coordonnées cylindriques. En réalité, la série proposée en 1969 est simplement une transformation de la solution de Hall corrigée par Kliegel & Levine. La transformation en une série en $(R + 1)^{-1}$ de sorte que les deux formulations soient équivalentes dans la limite d'un rayon de courbure suffisamment grand.

33. Measure témoigne d'une erreur dans le calcul du terme au troisième ordre dans la solution de Hall, Réf. 11 [95].

Paramètre de développement Λ		Coefficients de développement		
		α_2	α_3	α_4
Hall 1962	R	$\frac{\gamma+1}{96}$	$\frac{(\gamma+1)(8\gamma+21)}{4608}$	$\frac{(\gamma+1)(754\gamma^2+1971\gamma+2007)}{552960}$
Hall corrigé (Kliegel & Levine 1969)	R	$\frac{\gamma+1}{96}$	$\frac{(\gamma+1)(8\gamma+21)}{2304}$	$\frac{(\gamma+1)(754\gamma^2+2123\gamma+2553)}{276480}$
Klingel (Masure 1971)	R	$\frac{\gamma+1}{96}$	$\frac{(\gamma+1)(8\gamma+21)}{2304}$	$\frac{(\gamma+1)(754\gamma^2+2123\gamma+2553)}{552960}$
Klingel & Levine 1969	R+1	$\frac{\gamma+1}{96}$	$\frac{(\gamma+1)(8\gamma-27)}{2304}$	$\frac{(\gamma+1)(754\gamma^2-757\gamma+3633)}{276480}$
Dutton & Addy 1981	R+ η	$\frac{\gamma+1}{96}$	$\frac{(\gamma+1)(8\gamma+21)-48\eta}{2304}$	$\frac{(\gamma+1)(754\gamma^2+(1971-2880\eta)\gamma+(2007-7560\eta+8640\eta^2))}{276480}$

TABLE 1.3 – Coefficients et paramètres d’expansions pour diverses solutions en série de C_{d_2} . Le rapport des chaleurs spécifiques pour l’air sec est de $\gamma = 1,405$.

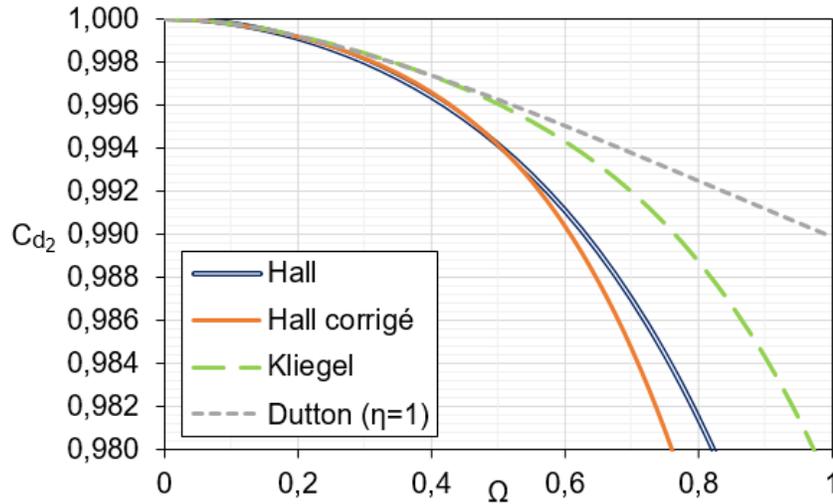


FIGURE 1.7 – Effet de la courbure Ω sur le calcul du coefficient de débit C_{d_2} .

géométrie de tuyères cylindriques (i. e. faible rayon de courbure) sont plus critiques que pour une tuyères à géométrie toroïdale³⁴ (i. e. grand rayon de courbure).

1.4.3 Cas particulier de la tuyère cylindrique

Dans ce paragraphe, les résultats expérimentaux de la base de données de Cesame sont utilisés pour

34. La solution proposée par Klingel & Levine (1969) s’écarte notablement des modèles plus raffinés proposés par les autres auteurs, mais pour les tuyères toroïdales cela reste acceptable (cf. Figure 1.7) car le rayon de courbure reste toujours égale à $r_c/d = 2$.

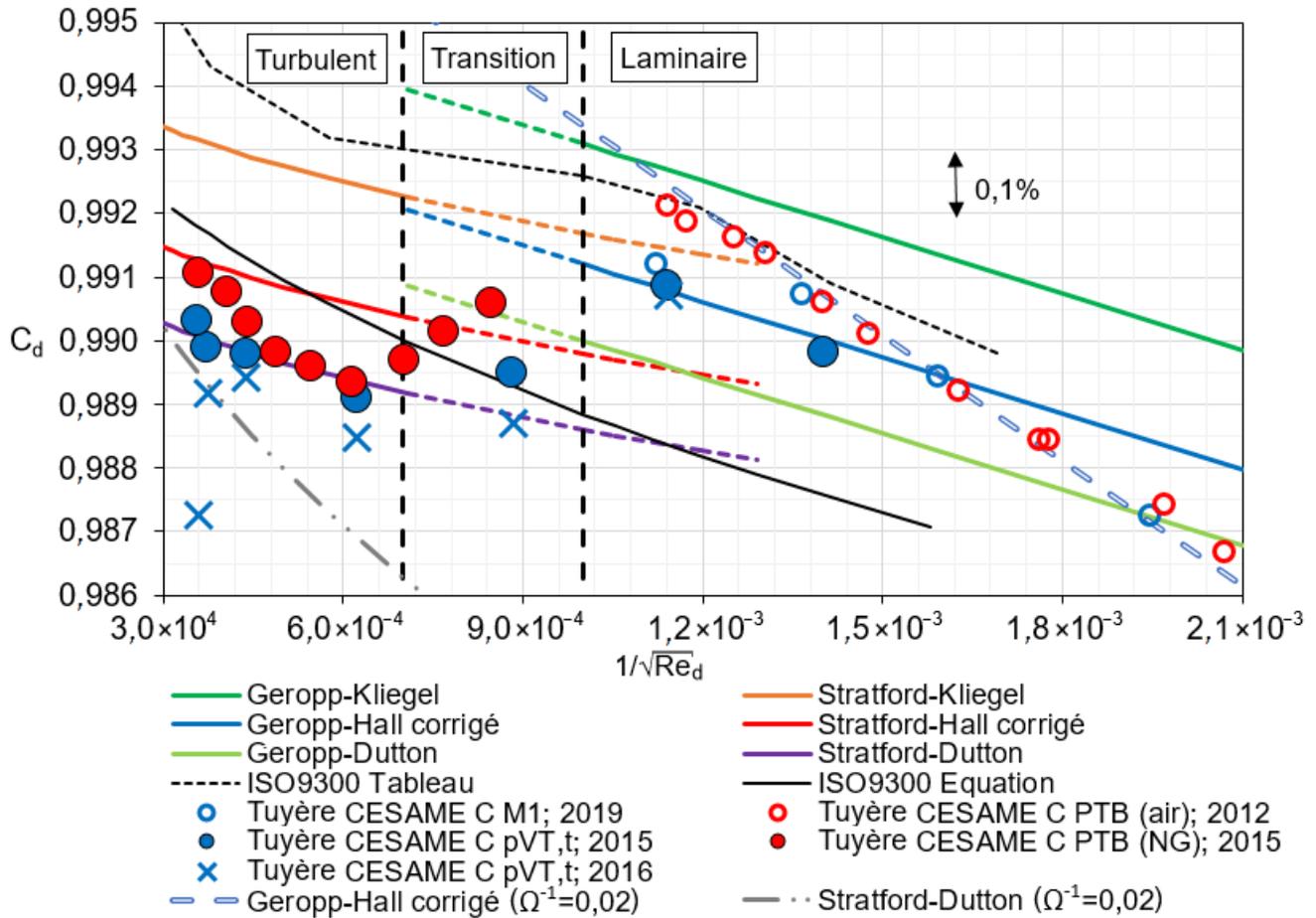


FIGURE 1.8 – Mesures du C_d d’une tuyère cylindrique de 10 mm (Tuyère Cesame C) comparées aux modèles théoriques couvrant les régimes d’écoulements laminaire, de transition et turbulent ainsi que les deux courbes du C_d de la norme. Les courbes de la norme sont représentées par des lignes noir. Des courbes prenant en compte un rayon de plus grand ($\Omega^{-1} = 0,02$) sont également représentées (cf. Section 1.5.1).

servir de comparatif. Les données sont confrontées aux données de la norme. Pour ces dernières, deux courbes de références sont disponibles pour les tuyères cylindriques. Une première au niveau d'un tableau de valeur³⁵ et une seconde qui peut être calculée à partir d'une équation et de coefficients empiriques (cf. Section 1.2). Ces deux courbes présentent un écart qui est connu de la communauté et celle du tableau de valeur, bien que toujours présente dans la norme, n'est pas représentative.

La Figure 1.8 illustre les valeurs de C_d mesurées pour une tuyère de Cesame étalonnée par deux installations primaires (cf. Section 2.3). Ce comparatif est effectué en appliquant les modèles théoriques dans leurs régimes d'application (écoulement laminaire, turbulent et de transition). Les courbes théoriques ont été calculées en utilisant la courbure des tuyères cylindriques égale à $\Omega = 0,5$ comme préconise la norme. Cette simplification permet d'obtenir une seule courbe théorique pour les formes de tuyères, tout en introduisant une incertitude faible (inférieur à 0,03 %) dans la prédiction du C_d . Comme le montre la Figure 1.8, la transition réelle, à plutôt lieu sur une plage de Re_d allant de $0,9 \times 10^6$ à $1,3 \times 10^6$ (soit sur la figure $1,0 \times 10^{-3}$ à $6,0 \times 10^{-4}$). Pour des $Re_d < 0,9 \times 10^6$, les données suivent généralement une tendance linéaire typique du régime d'écoulement laminaire, alors que pour $Re_d > 1,3 \times 10^6$ la tendance est toujours linéaire mais avec une pente moins importante (caractéristique du régime turbulent) Comme il n'y a pas de modèle de transition, ce modèle ne prend pas en compte la tendance à la baisse du C_d qui se produit pendant la transition laminaire/turbulente.

Concernant les mesures faites en 2015, dans la zone de l'écoulement laminaire, l'accord avec le modèle de Geropp-Hall, corrigé par Kliegel & Levine, est très bon, la différence reste inférieure à 0,002 %. L'accord est moins bon évident pour le régime turbulent où le modèle de Startford-Hall par exemple donne une estimation atteinte à 0,13 %. La meilleure approximation revient au modèle de Startford-Dutton pour $\eta = 0$ à $1/\sqrt{Re_d} \leq 6 \times 10^{-4}$. Par ailleurs, dans le cas des modèles turbulents, la tendance est conservée pour $\Omega^{-1} = 0,02$. En plus des modèles théoriques, les valeurs de C_d données par les deux courbes d'étalonnages de la norme, pour la géométrie de tuyères cylindriques, sont également comparées aux données expérimentales. On rapporte aussi sur la Figure 1.8, la courbe, obtenue à partir de l'équation de la norme qui est généralement préférée comme référence. Les données mesurées s'accordent assez bien avec les valeurs de l'incertitude de 0,3 %. Actuellement, la technique réglementaire s'oriente toujours préférentiellement vers un étalonnage systématique qui permet de lever les doutes, au détriment des approches théoriques.

Ainsi par une approche théorique, il est possible de faire correspondre les courbes du C_d des tuyères cylindriques et un relativement bon accord apparaît. La tendance reste néanmoins toujours de conserver une vérification expérimentale.

35. Table A.3 de la norme ISO 9300.

1.5 Tentative de modernisation et de redéfinition empirique de la loi d'évolution du C_d

La caractérisation de la transition entre les régimes laminaire et turbulent par une loi générale reste la principale motivation dans la recherche autour des tuyères soniques. La finalité étant l'introduction d'une loi universelle, du comportement et de l'évolution du C_d en fonction du Re_d , dans une version modernisée de la norme. La géométrie cylindrique, moins utilisée actuellement peut offrir une alternative au monopole d'utilisation de la géométrie toroïdale. Du point de vue de l'étalonneur, la forme réelle de la courbe n'a pas d'importance. En revanche, l'utilisation d'une courbe universelle sans un étalonnage préalable paraît hors de portée. Il est souvent plus intéressant de constater l'écart avec la courbe de référence que d'établir une courbe universelle.

Pour le profil cylindrique, la norme propose deux courbes définies pour des Re_d compris entre $3,5 \times 10^5$ et $1,1 \times 10^7$. La première est définie par trois coefficients rappelés dans la Table 1.1 et utilisables avec l'Équation 1.2 (norme, section : 8.2.2 [1]). La seconde courbe, donne directement les C_d en fonction des Re_d dans la Table A.3. Cette courbe semble surestimer les valeurs des C_d d'environ 0,3 %. Les étalonnages évoluent autour de 0,12 % de différence avec la courbe établie par la norme, mais la tendance est à une diminution de cet écart pour les valeurs inférieures de Re_d . Cette tendance a été permise par l'augmentation de la précision des instruments de mesure. Il n'y a pas de référence pour des Re_d inférieure à $3,5 \times 10^5$ alors que la demande pour des étalonnages dans cette gamme de Re_d augmente.

Avec comme objectif une caractérisation plus précise du comportement du C_d dans la zone de transition, les apports relativement récents, de la littérature, font apparaître une compétition entre deux méthodes. La première méthode prend une fonction logistique pour modéliser la zone de transition, cette méthode est détaillée dans l'Annexe G. La seconde méthode utilise une tangente hyperbolique pour modéliser la zone de transition. Nous choisissons de travailler avec la seconde méthode en raison de correspondance plus importante avec les résultats expérimentaux. Dans les deux cas, ce sont les travaux effectués avec des tuyères toroïdales qui ont permis de bâtir ces modèles. Les méthodes ont ensuite été adaptées aux géométries cylindriques, principalement par la modification de leurs coefficients. Cela suppose que le comportement des deux géométries est similaire (du point de vue de la mécanique des fluides).

1.5.1 Modélisation de la zone de transition sous la forme d'une tangente hyperbolique

Cette partie a comme référence les travaux de Mickan et collab., et s'appuie sur la Figure 1.9 [98, 102, 103, 104]. Celle-ci présente le cas, particulièrement bien référencé d'une étude comparative de l'étalonnage de quatre tuyères toroïdales réalisé en 2006. Elle montre l'évolution typique du C_d en fonction du Re_d .

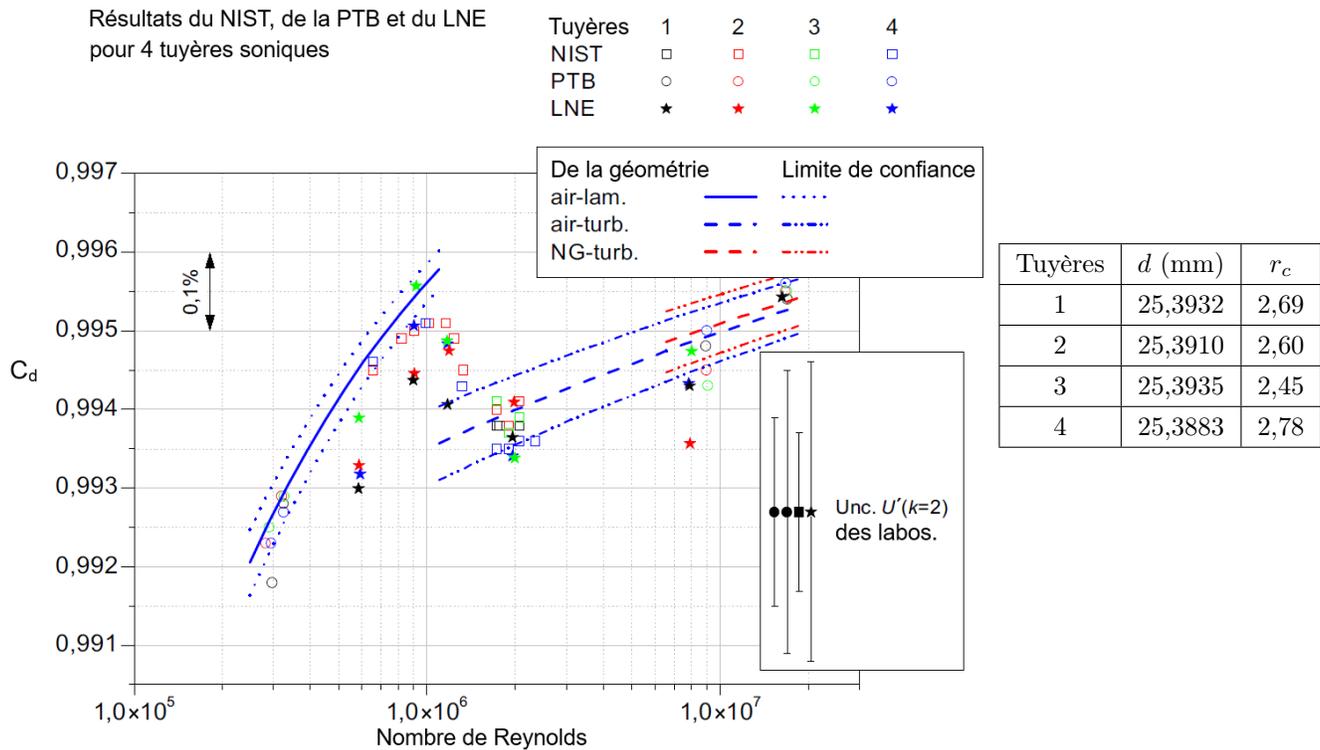


FIGURE 1.9 – Étude comparative réalisée en 2006 de l'étalonnage de quatre tuyères toroïdales de diamètre nominal de 25 mm par trois laboratoires : la PTB, le NIST et Cesame-Exadébit SA (LNE) [98]. Les dimensions des tuyères toroïdales utilisées sont reportées dans le tableau à droite.

Trois laboratoires internationaux de débitmétrique sont impliqués dans ce travail sont la PTB (Allemagne), le NIST (États-Unis) et Cesame-Exadébit SA (LNE : France). L'étude a été menée avec de l'air et du gaz naturel sur une plage de pression comprise entre 90 kPa et 4,2 MPa. Les tuyères présentées ont un diamètre nominal de 25 mm. Les mesures de diamètre montrent des valeurs proches dont l'écart est seulement dû à l'usinage.

La Figure 1.9 montre une très bonne concordance entre les courbes des quatre tuyères. Les différences peuvent être attribuées aux incertitudes de mesure ou bien à la méthode même de mesure du diamètre. Il existe également de faibles différences de forme qui sont sans doute liées à la variation des états de surface. On remarque l'augmentation caractéristique du C_d , lors de régime d'écoulement laminaire, depuis les plus bas Re_d jusqu'à un maximum aux alentours de 1×10^6 . La reprise de la croissance, mais avec une pente plus modérée, ce fait à partir de 2×10^6 et se poursuit jusqu'aux plus hauts Re_d . Entre ces deux valeurs, pour toutes les courbes d'étalonnage, on observe une diminution soudaine de la valeur du C_d . Le comportement est apparu d'autant plus clairement avec l'augmentation la précision des instruments et la diminution des

Régime laminaire	Régime turbulent
$C_d = 1 - \beta_{lam,0} \cdot Re_d^{-n_{lam}}$	$C_d = 1 - \beta_{turb,0} \cdot Re_d^{-n_{turb}}$
$n_{lam} = 0,5$	$n_{turb} = 0,132$
$\beta_{lam,0} = 8,497$ sans prise en compte de l'épaissement δ_1	$\beta_{turb,0} = 0,0848$ sans prise en compte de l'épaissement δ_1
$\beta_{lam} = \beta_{lam,0} - 7,9 \times Re_d^{-0,12}$ avec prise en compte de l'épaissement δ_1	$\beta_{turb} = 0,01 \times \beta_{lam}$ avec prise en compte de l'épaissement δ_1

TABLE 1.4 – Formules pour le régime laminaire et le régime turbulent [98].

incertitudes de mesures qui sont aujourd'hui proches de 0,1 % (pour les méthodes primaires). Ce graphique montre également la bonne concordance entre les points expérimentaux et les prédictions théoriques dans les gammes d'incertitudes des laboratoires³⁶. On remarque que certaines tuyères n'ont pas été étalonnées pour toutes les gammes de débits, sans en connaître la raison³⁷.

Les coefficients obtenus pour les équations du C_d sont résumées dans la Table 1.4. Les coefficients a , b et n déjà présentés dans la Table 1.1 sont également issus de ces essais. La prise en compte de l'épaisseur de déplacement δ_1 conduit à une valeur légèrement modifiée du paramètre b qui devient β . L'influence de l'épaisseur du déplacement δ_1 de la couche limite sur la section de passage constitue une différence notable de comportement avec les tuyères toroïdales pour lesquelles cette épaisseur est quasiment inexistante. À l'aide d'un processus itératif, les auteurs montrent que cette géométrie entraîne une sous-estimation de C_d et une surestimation de l'épaisseur de la couche limite.

Par la suite, Mickan et collab., introduisent en 2016 une fonction (Équation 1.11) permettant d'obtenir une courbe lissée à l'aide d'une tangente hyperbolique pour tous les régimes d'écoulements [102].

$$C_d = s_a \cdot C_{d,lam} + s_e \cdot C_{d,turb} \quad (1.11)$$

avec :

$$s_a = 0,5 \cdot \{1 - \tanh [k_u \cdot \log (Re_d/Re_{tr})]\},$$

$$s_e = 0,5 \cdot \{1 + \tanh [k_u \cdot \log (Re_d/Re_{tr})]\},$$

où termes s_a et s_e relient le régime laminaire et le régime turbulent par une équation de transition douce soit $s_a + s_e \equiv 1$. Le paramètre Re_{tr} définit le Re_d de la transition et k_u la soudaineté de la transition. Les

36. La PTB dispose de deux installations : l'incertitude de mesure est plus faible pour les bas Re_d en air que pour les plus hauts Re_d en NG.

37. Certains acteurs du domaine mettent en cause la disponibilité des installations.

coefficients	valeurs
a	$0,99641 \pm 0,00266$
b_{lam}	$3,24665 \pm 0,80129$
b_{turb}	$0,03684 \pm 0,00434$
b_{turb}^{38}	$0,003654$
n_{turb}	$0,1355 \pm 0,0035$
Re_{tr}	1050000
k_u	$5,5$
α_{air}	$0,0035$
α_{NG}	$0,0033$

TABLE 1.5 – Coefficients pour les Équations 1.11 et 1.12 suivant le régime d'écoulement et la nature du gaz.

auteurs expliquent que plus le k_u est grand et plus la transition est rapide. Afin de réduire les paramètres indépendants, k_u est fixé arbitrairement à une valeur égale à 5,5 pour toutes les tuyères et une relation qui fixe b_{lam} et b_{turb} est introduite par

$$b_{turb} = \alpha \cdot b_{lam}^{1,736}. \quad (1.12)$$

Les auteurs fixent α à 0,003654. Malheureusement, les coefficients de ce modèle semblent être spécifiques pour chaque tuyère. Les coefficients doivent ainsi être encore déterminés par des étalonnages expérimentaux. À partir d'un grand nombre de tuyères de dimensions variées, Mickan et collab., trouvent les valeurs rapportées dans la Table 1.5.

Le travail de Mickan et collab., permet d'utiliser pour la partie laminaire l'équation définie par $C_d = 1 - \beta_{lam,0} \cdot Re_d^{-n_{lam}}$ prenant en compte l'épaisseur de déplacement [102]. Pour la partie turbulente, la puissance du n_{turb} est fixé à 0,139 entre $1/7$ et $1/8$ [130]. Les autres coefficients sont résumés dans la Table 1.5, α est choisi légèrement différent de ce qui est proposé dans $b_{turb} = \alpha \cdot b_{lam}^{1,736}$ afin de mieux adapter les résultats aux expériences de Mickan et collab., de 2018 [103]. Ces coefficients ont été établis à partir de l'étalonnage de deux tuyères cylindriques de 10 mm et 17 mm de diamètres et en présence d'air ou de gaz naturel (NG). Pour les Re_d les plus élevés, la différence des résultats, entre les deux fluides, n'est que d'environ 0,075 %, soit très souvent inférieure à l'incertitude des valeurs considérées individuellement.

En 2018, les auteurs donne l'Équation 1.13 pour les faibles Re_d qui relie le C_d et l'épaisseur de déplacement δ_{1,C_d} au niveau du col

$$C_d = a \cdot \left(1 - 2 \cdot \frac{\delta_{1,C_d}}{d}\right)^2 = a - 4 \cdot a \cdot \frac{\delta_{1,C_d}}{d} + 4 \cdot a \cdot \left(\frac{\delta_{1,C_d}}{d}\right)^2. \quad (1.13)$$

38. Mickan en 2019 [104]

Geropp en 1971 relie le paramètre b et l'épaisseur de déplacement normalisée δ_{1,C_d} à la courbure locale au niveau du col Ω_{th} par l'Équation 1.14 [49]. Cette courbure se définit comme l'inverse du rayon de courbure r_c . Au niveau du col d'une tuyère cylindrique, il n'y a pas de courbure, donc le rayon de courbure est nul.

$$b = 4 \cdot \delta_{1,C_d} \cdot Re_d^{0,5} = \frac{G}{\Omega_{th}^{0,25}}, \quad (1.14)$$

où le facteur G est une fonction de l'exposant isentropique γ , du nombre Prandtl Pr et de la différence de température entre le gaz et la paroi ΔT_w . La courbure pertinente qu'il convient de considérer est la courbure effective du col $\Omega_{\delta_{1,th}}$, tenant compte de l'épaisseur de déplacement et qui est par conséquent fonction du Re_d . Pour une forme cylindrique, $\Omega_{\delta_{1,th}}$ peut être considérée égale à $k \cdot Re^p$ ce qui mène à

$$b = \frac{G}{k^{0,25} \cdot Re_d^{p/4}}, \quad (1.15)$$

et

$$C_d = \left(1 - \frac{b}{Re_d^{0,5+p/4}}\right)^2 = \left(1 - \frac{b}{Re_d^n}\right)^2. \quad (1.16)$$

L'objectif des auteurs est la détermination des valeurs des paramètres b et n à partir des données des essais d'étalonnage et de démontrer que les résultats sont raisonnablement en accord avec l'approche théorique : ce qui est illustré par la Figure 1.10. Elle montre la différence entre le contour géométrique et le contour effectif prenant en compte l'épaisseur de déplacement et pose la question du col effectif ayant la plus forte influence sur l'écoulement. La Figure 1.11 présente l'ensemble des courbes obtenues, pour des tuyères cylindriques, par Mickan et collab. En comparant les mesures expérimentales de Cesame, il est possible d'observer le remarquable accord entre les données d'étalonnage et les courbes empiriques (erreur < 0,2 %).

Plus récemment, Mickan en 2019, confirme une nouvelle fois ces hypothèses en comparant, avec 0,2 % d'erreur, un ensemble de données expérimentales de 29 tuyères au modèle [104]. Les paramètres, comme $Re_{tr} = 1250000$ peuvent être précisés à l'aide d'une fonction de probabilité et d'une formulation Bayésienne (associé à une probabilité antérieure) et à l'aide d'une approche de Monte Carlo (pour déterminer la densité de probabilité des C_d prédits). L'auteur démontre la possibilité d'extrapoler, à partir des étalonnages réalisés à basse pression, la gamme d'étalonnage à haute pression en acceptant une incertitude raisonnable. Appliqué seulement aux tuyères cylindriques, ces résultats peuvent être critiqués car ils ont été obtenus

à partir de seulement deux tuyères provenant de Cesame et de diamètres supérieurs à 10 mm. Il ne peut être certifié que le comportement pourra ainsi être uniformisé pour toutes la gamme de diamètres. Pour améliorer la représentation des courbes d'étalonnages, il est nécessaire de soumettre la validation à un plus grand nombre de tuyères cylindriques. D'autre part, cette approche (en reliant b_{lam} avec b_{turb} comme dans l'Équation 1.14) ne peut être appliquée qu'en cas de surfaces lisses. En cas de rugosité de surface notable, cette relation ne peut s'appliquer. Une rugosité importante peut expliquer que les valeurs mesurées ont tendance à être plus faibles que les valeurs modélisées. Pour satisfaire le concept de la surface lisse il faut une rugosité d'autant plus faible que les Re_d sont grand. Une relation entre la rugosité de surface requise et le Re_d peut être trouvée avec

$$\frac{k_s}{d} = \frac{10\sqrt{2}}{Re_d\sqrt{\lambda}}, \quad (1.17)$$

où k_s est la hauteur de la rugosité de la surface, ν la viscosité cinématique et λ le facteur de friction [130]. Si la rugosité ne satisfait pas à cette exigence, l'épaisseur de la couche limite, au niveau du col, sera supérieure à celle de la surface lisse.

Pour revenir à la proposition de Mickan de 2019, son approche est basée sur l'hypothèse d'un rayon de courbure virtuel qu'il note $r_{c,virtuel}$ [104]. Ce paramètre peut facilement être associé à un $\Omega_{virtuel}^{-1}$ ($\Omega^{-1} = d/2 \cdot r_c$). Il avance que $r_{c,virtuel}$ est constant sur toute la gamme des Re_d étudiés. Il s'agit d'une simplification qui ne sera plus valable pour les petites tuyères. Néanmoins, un comparatif direct, entre les $r_{c,virtuel}$ et des mesures dimensionnelles, manque pour certifier de la pertinence de l'hypothèse.

Ainsi, pour la seule tuyère cylindrique dont il dispose, $r_{c,virtuel}$ est très supérieur au rayon de courbure attendue de fabrication ($r_{c,fabrication} = 1$) avec une valeur de $r_{c,virtuel} = 23,60$ (soit $\Omega^{-1} = 0,02$ ³⁹). Cela montre que l'effet du rayon de courbure plus faible et la présence de la partie cylindrique contribue à créer un rayon de courbure virtuel plus grand. Cela rejoint les constats des comparatifs théoriques avec la base de données de Cesame sur la Figure 1.8. Ainsi, il devient possible de résumer ce comportement avec la courbe notée "courbe finale" sur la Figure 1.11. Cette courbe reprend l'Équation 1.11 et les contributions théoriques de Geropp-Hall pour le régime laminaire et de Stratford-Dutton pour le régime turbulent. Afin d'ajuster la courbe aux relevés expérimentaux, $\Omega_{virtuel}^{-1}$ est adapté comme c'est montré sur la Figure 1.11. Ces courbes correspondent à des données empiriques choisies pour décrire l'évolution du $\Omega_{virtuel}^{-1}$. Les points correspondent aux valeurs relevées. Pour les plus hauts débits deux choix restent possibles : il n'est pas clair si l'évolution atteint un plateau qui témoignerait d'une possible saturation de la croissance de la couche limite (ligne pleine) ou si une tendance croissante persévère (en pointillé)⁴⁰.

39. cf. Figure 1.8

40. Pour les tuyères cylindrique de plus grand diamètre la tendance est à une croissance qui persévère (cf. Annexe B). Dans ce cas,

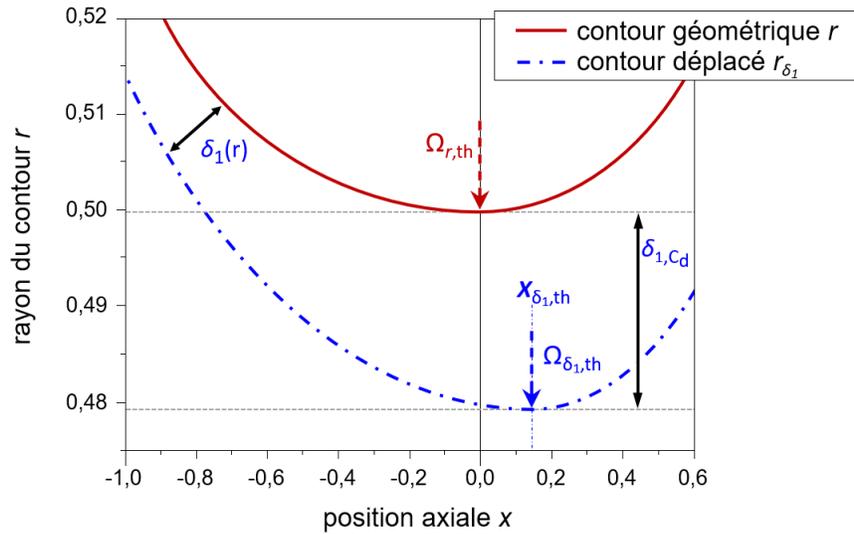


FIGURE 1.10 – Comparaison schématique de l'évolution du contour $\Omega_{r,th}$ avec l'épaisseur de déplacement δ_1 en fonction de la direction axiale [103].

L'estimation de l'erreur est proche des résultats de Mickan [104]. Ce modèle montre une variation des influences sur le C_d avec l'augmentation des Re_d . A bas débit, les effets de courbure sont majorants et souligne l'importance de l'aval du convergent, autour de la transition les effets visqueux redeviennent prépondérants et enfin pour les plus haut Re_d , les effets de courbure pourraient redevenir notables. Des étalonnages à très haute pression et des mesures dimensionnelles du r_c post usinage permettraient de trancher ces questions.

1.5.2 Comportement général

L'écoulement au point critique dans le col est causé par la conservation de la quantité de mouvement et par l'effet de la viscosité du gaz. Pour un gaz parfait, la conservation de la quantité de mouvement rend l'écoulement plus rapide près de la paroi et plus lent dans la zone centrale à cause de l'accélération produite par la paroi courbée. D'autre part, la viscosité du gaz ralentit l'écoulement mais l'effet n'est limité qu'au voisinage immédiat de la paroi. La vitesse de l'écoulement le long d'un diamètre au point critique dans une tuyère augmente très rapidement, passant de zéro à la paroi à typiquement plus de 300 m/s au

une loi normale généralisée est utilisée pour donner une forme continue à la courbe d'évolution. La densité de probabilité des lois de cette famille est donnée par l'équation : $f(x) = \frac{\beta}{2\alpha\Gamma(1/\beta)} e^{-\left(\frac{|x-\mu|}{\alpha}\right)^\beta}$ où Γ est la fonction gamma, $\mu \in \mathbb{R}$ est un paramètre de position, $\alpha \in]0, \infty[$ est un paramètre d'échelle et $\beta \in]0, \infty[$ est un paramètre de forme. Les valeurs de ces paramètres qui représentent le plus convenablement la variation du $\Omega_{virtuel}^{-1}$ sont données par $\alpha = 4600000$, $\beta = 211$, $\Gamma = 0,0104$ et $\mu = 5000000$.

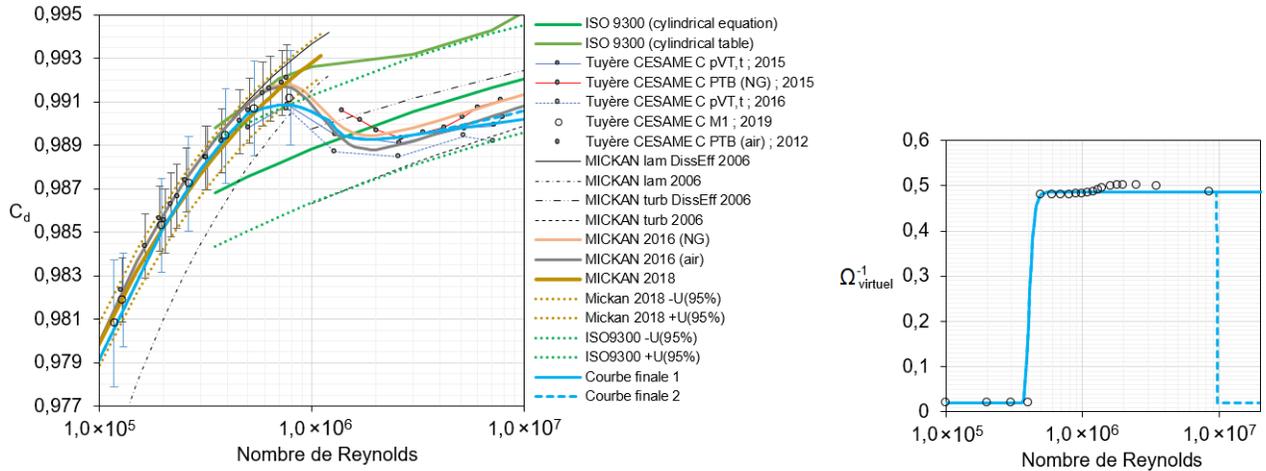


FIGURE 1.11 – Le graphique présente des points expérimentaux (points) venant d'étalonnages d'une tuyère cylindrique de 10 mm (cf. Section 3.2.3) comparés aux courbes semi-empiriques (traits plein) les plus représentatives de l'évolution du C_d en fonction du nombre de Reynolds Re_d [98, 102, 103]. Les courbes de la norme sont représentées en vert et quelques données d'incertitude U ($k=2$) sont représentées en pointillés. La courbe notée "courbe finale" correspond une proposition de courbe basée sur les modèles théoriques et de l'hypothèse d'un rayon de courbure virtuel variable pour cette tuyère. Le graphique de droite donne l'évolution de $\Omega_{virtuel}^{-1}$ tenant compte de cette variation du rayon de courbure en fonction du Re_d . À haut Re_d , il se pourrait que cette tuyère montre une tendance expérimentale en plateau de la valeur du C_d d'où la distinction entre les "Courbe finale 1" et "Courbe finale 2".

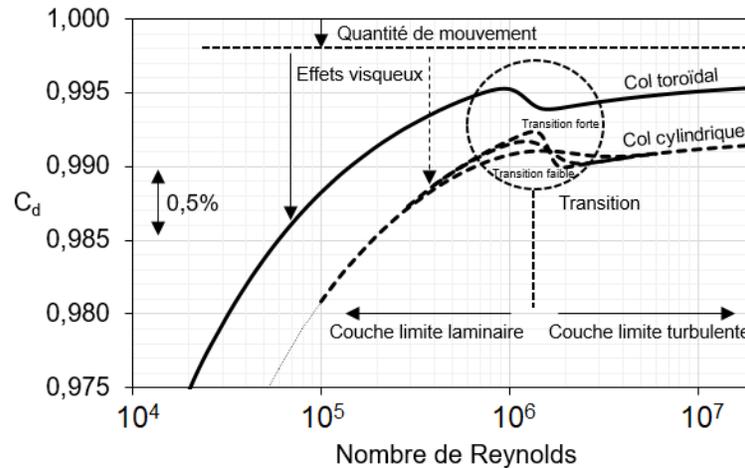


FIGURE 1.12 – Évolution typique des courbes génériques du coefficient de décharge des deux standards de tuyère en fonction du nombre de Reynolds.

bord de la couche limite, dont l'épaisseur est généralement de l'ordre de plusieurs dizaines de micromètres.

La partie où l'écoulement qui est ralenti par l'effet de viscosité est constitutif de la couche limite, tandis que la partie restante (où l'effet de viscosité est négligeable) est appelée l'écoulement central. Les points critiques des tuyères à col toroïdale et à col cylindrique sont localisés au niveau du minimum de la section de passage effective. Dans les tuyères à col cylindrique, la couche limite continue de se développer sur la paroi de la partie cylindrique, la surface effective de l'écoulement diminue dans la partie cylindrique à mesure que l'écoulement se déplace vers la sortie de la partie cylindrique. Par conséquent, le coefficient de décharge des tuyères cylindrique est inférieur à celui des tuyères toroïdales et la pente de la courbe dans le régime laminaire est plus importante.

La cause de la distorsion du moment cinétique est la paroi courbe inhérente à la forme de la tuyère, de l'entrée jusqu'au point critique pour chaque gaz. L'accélération de la contraction à l'entrée est si importante que l'historique du flux imprimé au gaz dans le conduit en amont disparaît avec la contraction. Par conséquent, la forme uniquement à proximité du col a des effets sur la distorsion. Comme l'accélération, provoquée par un gradient de pression dépend de l'exposant isentropique du gaz, la distorsion est également fonction de cet exposant. En général, la distorsion pour un gaz spécifique ne dépend pas du Re_d , mais un léger effet peut être observé si l'effet réel du gaz est significatif, par lequel l'exposant isentropique peut varier en fonction de la condition d'arrêt. La viscosité impose également une distorsion qui dépend encore de la forme de la tuyère en raison de la dépendance de la croissance de la couche limite sur la surface. Son épaisseur dépend fortement du Re_d . D'une manière générale, plus le Re_d est élevé, plus l'épaisseur de la couche limite est faible. En combinant ces deux dépendances, le coefficient de décharge d'une tuyère dépend du Re_d selon une forme de courbe générique semblable à la Figure 1.12.

La transition du régime laminaire au régime turbulent apparaît au voisinage de $Re_d = 10^6$ pour les pièces conformes à la norme. Elle dépend de la qualité de finition de la tuyère (e.g. l'état de surface dans le convergent et/ou certains types de défaut sur la surface : faux-rond, méplat ou vaguelettes). En outre, il n'est pas recommandé d'utiliser les tuyères dans leurs régimes de transition spécifique (généralement de $0,7 \times 10^6$ à 2×10^6). Pour éviter la transition plusieurs tuyères peuvent être connectées en parallèle pour atteindre le débit nominal.

Au niveau du Re_d de transition, un saut du coefficient de décharge peut être observé, comme on le voit sur la Figure 1.12, en raison de l'évolution de l'épaisseur des couches limites. La forme de tuyère toroïdale qui a un rayon de courbure du convergent $r_c = 2 \cdot d$ ($\pm 0,2 \cdot d$) a été conçue à l'origine par Stratford pour rendre ce saut minimum [145]. Cependant, la transition vers le régime turbulent ne se fait pas exactement à la position calculée par Stratford. La forme du diffuseur en aval du col ne semble pas avoir d'effet sur la transition.

1.5.3 Résumé

Ces deux modèles permettent la prédiction du comportement particulier des tuyères cylindriques. Néanmoins, ils ne tiennent pas encore compte des diamètres inférieurs à 10 mm et s'adaptent uniquement à des tuyères supposées hydrauliquement lisse sans tenir compte de l'état de surface. Par ailleurs, l'évolution du C_d à haut Re_d (supérieur à $1,1 \times 10^7$) sont différentes. La courbe générale d'évolution a donc un niveau d'incertitude de mesure de 0,3 % (comme évoquée dans le cadre de l'utilisation de la courbe sous la forme d'une fonction logistique). En revanche, en raison des contraintes, du temps et des gammes de mesures, ces deux modèles d'évolutions se comportent bien pour l'interpolation des courbes expérimentales, sous réserve d'un nombre de points d'étalonnage suffisant. La dispersion des points expérimentaux apparaît plus grande dans le cas des tuyères cylindriques. Cette dispersion est plus élevée au niveau de la zone de transition. En s'avancant sur les observations expérimentales, il apparaît des différences dans le régime turbulent si l'état de surface est considéré. Les points expérimentaux sont inférieurs aux courbes de référence en marquant un comportement en plateau de C_d à haut Re_d (cet aspect sera observé dans la partie consacrée aux mesures expérimentales). Pour finir, il reste du secteur industriel qui ne souhaite pas de conditions trop restrictives dans la fabrication et la vérification des tuyères faisant augmenter les coûts de ces dispositifs.

1.6 Observations et description dans les tuyères cylindriques

Cette partie observe et souhaite rendre compte de phénoménologies atypiques, plus particulière, pouvant être obtenue ou ayant été observée dans les conditions d'écoulement et de géométrie de ce manuscrit. La littérature à propos de l'écoulement transsonique avec la ligne sonique et des phénomènes de focalisation seront abordés dans le but de mieux comprendre leur implication dans les expérimentations de la suite. Enfin des éléments de la littérature, comme un point d'ouverture pour la caractérisation de l'influence de l'état de surface sur l'écoulement sera introduite. L'évaluation du rapport de pression critique (CBPR) est traité dans l'Annexe H.

1.6.1 Écoulement transsonique et ligne sonique

La position de la ligne sonique, ainsi que sa forme sont importantes pour définir les écoulements critiques des tuyères. C'est à dire évaluer la forme du convergent sur la déformation du profil et la localisation du blocage sonique. Les mesures de pression statique au niveau du divergent (pour le même angle d'ouverture)

restent indépendantes des différentes configurations d'entrée. Mais, dans la région transsonique, les débits massiques locaux, déduits des mesures de pression statique, sont affectées par l'angle du convergent.

En considérant le débit traversant la région transsonique, Back, Massier et Gier en 1965, montrent que le débit dépend essentiellement du rapport r_c/h (avec h le demi-diamètre au col) [16]. Les prévisions de débit isentropique bidimensionnel concordent avec les données dans la région du col pour les tuyères de $r_c/h = 2,0$, mais elles sont insuffisantes pour des tuyères de configuration plus petite ($r_c/h = 0,625$).

En 1966, Hopkins & Hill montrent que les conditions, en amont, en particulier l'angle d'entrée, peuvent influencer l'écoulement au niveau du col [62]. Ils déterminent une solution réaliste fondée uniquement sur la courbure de la paroi du convergent, à l'aide des résultats expérimentaux de Black, Massier et Gier qui montrent clairement que la déformation du profil de vitesse augmente avec la courbure du convergent. Les théories de Sauer (1947)⁴¹, Oswatitsch et Rothstein (1949)⁴² et Hall (1962)⁴³, qui tiennent compte d'un rayon de courbure inférieur au rayon du col, ne concorde pas suffisamment avec les résultats expérimentaux. Ils notent que pour un rayon de courbure inférieur au diamètre, la solution de Sauer (1947) est irréaliste et le bord de la ligne sonique s'éloigne de la paroi. Cependant, cela n'a que peu d'importance puisque la couche limite à l'amont du convergent a peu ou pas d'influence sur l'écoulement dans la région transsonique. Dans le cas des écoulements dans les tuyères supersoniques dont le rapport entre la courbure du convergent et le rayon du col est compris entre 0 et 2,0, Back et Cuffel en 1971 ont effectué des tests, pour des Re_d relativement élevés et ils montrent que la réduction du débit massique de la valeur idéale de débit est causée principalement par la configuration de l'aval du convergent jusqu'au col plutôt que par des effets de couche limite [15].

Ainsi les auteurs démontrent que le facteur géométrique le plus important est le rayon de courbure à l'aval du convergent. La forme de la ligne sonique est considérablement modifiée par la courbure r_c , et un point d'inflexion se produit dans la ligne sonique lorsque le rayon de courbure est inférieur à celui du col. L'angle de la section convergente n'affecte pas significativement l'écoulement au col à moins que le rayon de courbure de la paroi soit inférieur au rayon du col.

Qun & Tongji en 1985, proposent des solutions en deux dimensions de champs de vitesse subsoniques et transsoniques dans une tuyère De Laval [125] (cf. Figure 1.13). Les auteurs tiennent compte des rapports de contraction et de détente pour un rayon de courbure de la paroi dans la zone de contraction autour de l'unité. Ils décrivent une grande influence de la différence entre l'angle de contraction et l'angle de détente sur le profil d'écoulement. En particulier pour les tuyères de faibles rayons à la paroi ($r_c < d/2$). Plus le

41. Sauer, R., "General characteristics of the flow through nozzles at near critical speeds," NACA TM-1147 (June 1947).

42. Oswatitsch, K. and Rothstein, W., "Flow pattern in a converging-diverging nozzle," NACA TM-1215 (March 1949).

43. Hall, I. M., "Transonic flow in two-dimensional and axiallysymmetric nozzles," Quart. J. Mech. Appl. Math. XV, 487- 508 (1962).

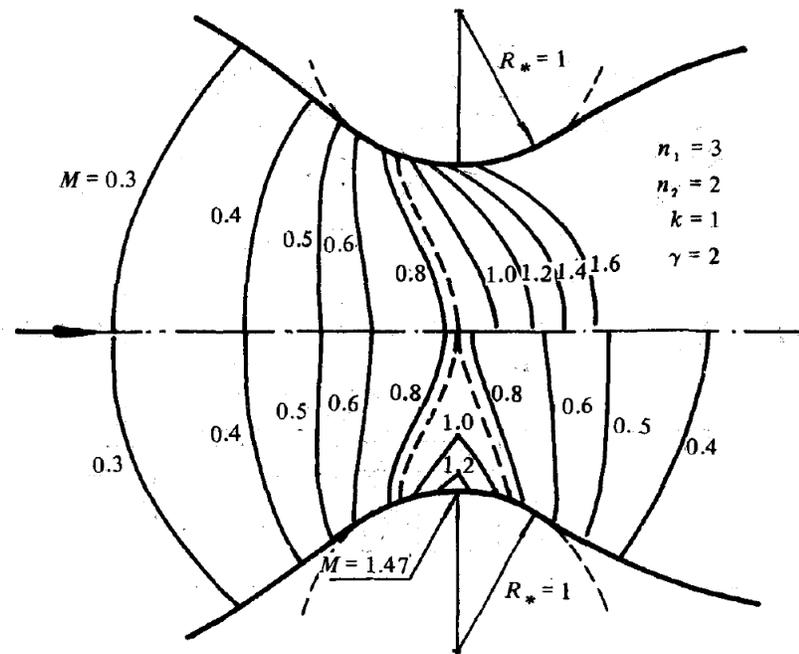


FIGURE 1.13 – Tuyère De Laval avec deux types de structures d’écoulements dans la région du col. Dans la moitié inférieure, l’écoulement est du type de Taylor et les lignes d’iso-Mach ont des dérivés discontinus. En revanche, pour le type d’écoulement de Meyer, les dérivés restent continus [125].

rayon de courbure est petit et plus la déformation de la forme des lignes iso-mach est grande. Lorsque le rapport de débit massique est inférieur à l’unité, le débit de la tuyère est du type Taylor. Lorsque ce rapport grandit, l’auteur constate l’apparition de deux petites zones supersoniques au niveau du col en proche paroi (accroissements très localisé du nombre de Mach). Les deux lignes soniques se rencontrent ainsi sur l’axe de symétrie de la tuyère à une faible distance en aval de la section du col. Les deux bulles s’écartent soudainement et l’écoulement de la tuyère De Laval passe du type Taylor (les lignes d’iso-Mach ont des dérivés discontinus) au type Meyer (les lignes d’iso-Mach ont des dérivés continus). Plus la valeur du rayon de courbure est faible et plus ces bulles supersoniques sont grandes. Elles grandissent aussi avec le nombre de Mach suivant le débit de la tuyère. Lorsque la différence entre la contraction et l’angle d’expansion est grande, ces bulles supersoniques apparaissent ainsi plus déformées. Pour les tuyères où l’écoulement est du type Taylor, la forme et la taille de ces bulles supersoniques en proche paroi et au niveau du col sont principalement décrites par trois paramètres : le plus important est le débit massique, ensuite le rayon de courbure de la paroi du col et enfin la contraction de l’écoulement au col.

Il existe une similitude, avec les cas de tuyère cylindrique, car le rayon de courbure est faible ($r_c = d$).

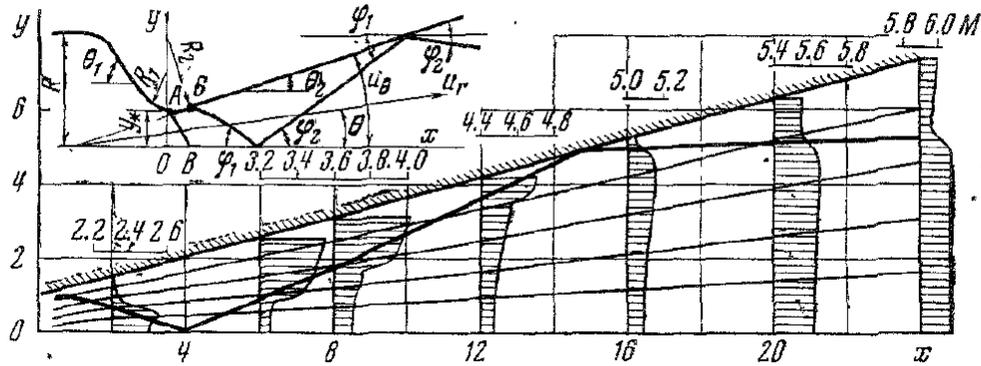


FIGURE 1.14 – Écoulement typique d'un gaz dans une tuyère à divergent conique et convergent raide [121].

La discontinuité dans la courbure, c'est-à-dire le raccordement convergent avec la partie cylindrique, vient forcément modifier la couche limite assez brutalement. Si cette modification apparaît dans une zone où l'écoulement est supersonique alors cela peut se traduire par une focalisation des lignes de compression, l'accélération est comme bloquée. Dans les cas où il n'y a pas de rupture de courbure la poche supersonique peut s'étaler. Si la courbure est assez prononcée, dans la zone supersonique, une fois que ce processus a débuté, la focalisation des faisceaux de compression, ou des zones de détente, qui peuvent conduire à une structure en chocs successifs qui restent complètement attachés au col. Dans les cas observés pour ce manuscrit, l'écoulement est sonique, donc des ondes de Mach, peuvent se réfléchir au niveau des parois et focaliser.

Pirumov et collab., en 1974, étudient une tuyère à divergent conique avec un convergent très brusque et décrivent le choc de focalisation [121]. On voit sur la Figure 1.14 les ligne de courant, la position de l'onde de choc et les diagrammes du nombre de Mach pour un certain nombre de sections transversales à position axiales constantes. Au voisinage du raccord avec la partie divergent, il se produit d'abord une onde de choc, qui est réfléchiée par l'axe et le contour de la tuyère. La présence de l'onde de choc entraîne une variation dans la distribution des paramètres sur les sections transversales. L'intensité de l'onde de choc augmente à l'approche de l'axe de symétrie et leur intensité diminue ensuite en aval.

Une analogie peut être effectuée avec le cas les tuyères TOC où après le convergent assez lisse l'écoulement arrive presque à l'état sonique. La ligne sonique reste moins déformée que le cas des tuyères cylindriques, mais le fait que le divergent soit en revanche très brusque, avec un changement de courbure très rapide et le passage de l'écoulement en supersonique crée directement une focalisation par réflexion des ondes de détentes aux parois qui engendrent des chocs qui restent attachés. Dans le cas des tuyères

cylindriques, c'est plutôt une sorte de considération inverse qui est attendue, avec un convergent rapide et un divergent plus lisse (doux). Cette focalisation de détente et formation des chocs associés peut apparaître dès la fin du convergent plutôt qu'au début du divergent.

1.6.2 Prise en compte de l'état de surface

L'effet de l'état de surface sur le C_d demande à être d'avantage étudié explorée, surtout pour les cas de géométries complexes. Ce paragraphe présente des généralités la prise en compte de l'état de la paroi et son influence sur l'écoulement, notamment sur la transition de la couche limite et son influence sur le C_d .

En pratique, des corrélations empiriques sont le plus souvent utilisée pour convertir la rugosité mesurée (par exemple Ra), en une valeur équivalente à des grains de sables notée k_s . Cette valeur est ensuite utilisée pour prédire les changements locaux dans les paramètres de la couche limite (par exemple l'estimation de croissance du profil, mais toujours à l'aide de corrélations empiriques).

L'utilisation des corrélations de rugosité remontent à Nikuradse en 1933 avec l'étude de l'écoulement turbulent dans des conduites [109]. La "harpe" de Nikuradse, bien connue, établit une relation entre le coefficient de perte de charge de l'écoulement et le nombre de Reynolds de l'écoulement. La rugosité est modifiée en collant des grains de sable de différents diamètres sur une plaque plane. Il distingue les trois régimes laminaire, transitoire et turbulent. Nikuradse définit un paramètre de rugosité sans dimension $k^+ = \frac{k_s u_\tau}{\nu}$, en utilisant les diamètres réels des grains de sable k_s , la vitesse de cisaillement u_τ , et la viscosité cinématique ν . Il montre que pour des valeurs, de ce paramètre, supérieures à 70, le coefficient de perte de charge dans la conduite est une fonction de k_s , alors que pour $5 < k^+ < 70$, à la fois le nombre de Reynolds et k_s doivent être pris en compte. Ces régimes sont qualifiés respectivement comme complètement rugueux et de transition. Pour les valeurs k^+ inférieures à 5, les constats ne montrent aucun effet de la rugosité sur la perte de pression. Les pics de rugosité sont entièrement immergés dans la sous-couche visqueuse de la couche limite turbulente. Ainsi, ce régime est généralement défini comme étant hydrauliquement lisse. Nikuradse observe ainsi que la couche limite turbulente suit une loi de paroi en u^+ ($u^+ = \frac{1}{\kappa^*} \cdot \ln y^+ + B$) qui reste toujours valable pour les surfaces rugueuses, sauf que la constante B reste dépendante de k^+ . Pour les surfaces complètement rugueuses, cette dépendance peut être estimée à $B = 5,5 - \frac{1}{\kappa} \{\ln(1 + 0,3 \cdot k^+)\}$. Dans la littérature, cette constante peut varier entre 5 et 5,5 en prenant soin d'employer systématiquement la même expression lorsque différents modèles sont comparés. De cette façon, k_s peut être utilisé (dans un calcul de couche limite) pour calculer le facteur de friction pour une paroi rugueuse.

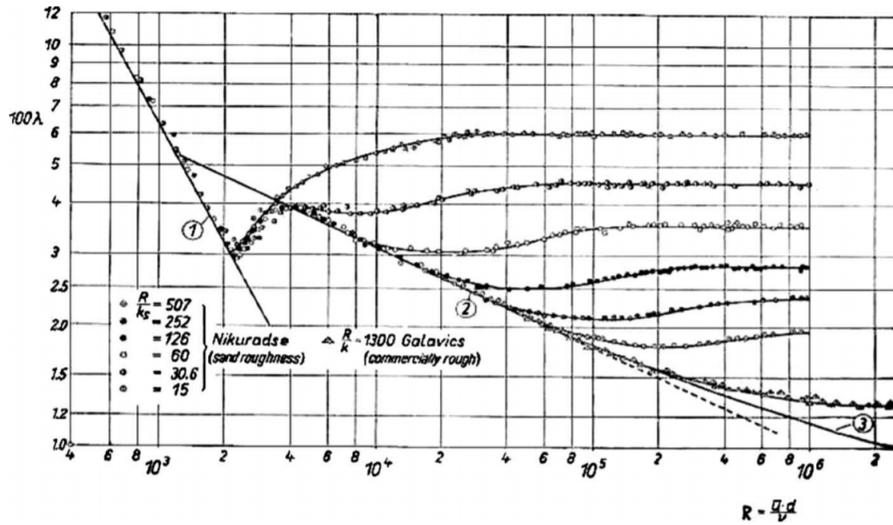


FIGURE 1.15 – Rugosité en grains de sable de Nikuradse : évolution de la perte de charge en fonction du nombre de Reynolds sur une plaque plane [109, 130].

Le paramètre de rugosité sans dimension, $\frac{U_\infty k_s}{\nu}$ (parfois appelé le nombre de Reynolds de rugosité ou Re_k), est généralement considéré comme admissible jusqu'à 100 [5, 20]. La transition de la couche limite vers un régime turbulent est conditionnée à l'évaluation d'un relativement grand nombre de paramètres en plus de la rugosité de surface : le nombre de Mach, le taux de turbulence de l'écoulement amont, le gradient de pression souvent influencé par la géométrie et jusqu'au nombre de Mach et les chocs.

Conclusion

Pour refermer cette partie, on propose un résumé des informations apportées et des éléments à prendre en compte pour la définition des tuyères cylindriques dans leur écosystème local. Une réappropriation de l'historique de cette géométrie a été effectuée et de l'écoulement induit. Comparativement aux tuyères toroïdale, les tuyères cylindriques ont des C_d sensiblement plus bas et deux caractéristiques majeures sont à considérer : un rayon de courbure plus faible et la présence de la partie cylindrique. On a vu qu'un rayon de courbure optimal de $r_c = 2,0$ donne des C_d supérieurs. Cela semble être vérifié par la théorie et par l'expérience. Enfin, la présence d'une partie cylindrique tend à abaisser le C_d maximal en jouant sur la transition laminaire/turbulente. À partir de ces constats et en joignant la base de données expérimentales de Cesame au raisonnement, il est possible de grossièrement définir un heuristique du comportement des

tuyères.

La courbe de l'évolution du C_d , en partie semblable à une courbe sigmoïde) rend globalement compte, de la localisation de la transition entre les régimes laminaire et turbulent. Dans la gamme de pression génératrice p_0 généralement utilisée, pour les plus bas nombres de Reynolds, le régime est laminaire. Lorsque p_0 augmente, l'épaisseur de la couche limite le long du convergent diminue. La couche limite le long de la partie cylindrique ce développe. La zone de transition recule alors progressivement vers l'amont de la tuyère jusqu'à une zone où la transition va se fixer en aval du convergent. La courbe d'évolution du C_d commence à brusquement chuter lorsque la transition se localise dans la partie cylindrique. Cela s'explique par l'épaississement soudain de la couche limite. Normalement, avec la pression qui augmente l'accélération tend à diminuer l'épaississement turbulent, il en résulte une pente plus lente, mais toujours croissante de l'évolution du C_d dans le régime turbulent. Dans le cas de tuyères disposant d'un état de surface moins lisse, les rugosités, notamment dans le convergent (une rugosité ou un défaut clair de courbure localisé au niveau de la zone de connectivité ω_1), dans cette zone très critique du développement de la couche limite (ou directement au niveau de la rupture de courbure), fixe la transition, épaissit prématurément la couche limite et imprime un comportement dans la sous-couche visqueuse qui va traduire un comportement en conduite, pour les plus hauts nombres de Reynolds. Un plateau de C_d peut donc être attendu à des hauts nombres de Reynolds. D'ailleurs, il peut facilement être envisagé avec ce modèle que toutes les tuyères cylindriques seraient amenées à des hauts nombres de Reynolds Re_d à tendre vers un comportement en plateau (écoulement en conduite) comme sur la "harpe" de Nikuradse (cf. Figure 1.15).

Des restrictions plus importantes et des considérations de mise en œuvre plus fines sont nécessaires pour cette géométrie. Le comportement laminaire peut être considéré comme acquis, depuis les travaux de Mickan (2019) mais la présence de la partie cylindrique, du faible r_c , de ω_1 et de la rugosité vont venir ajouter de la complexité qui demande une description plus précise [104]. La détermination d'une courbe d'évolution optimale de tuyère est souvent évoquée comme l'un des objectifs du domaine, mais cela ne sert pas forcément, à court terme, l'intérêt industriel. La méconnaissance de tous les processus en cours au sein de l'écoulement critique ne représente pas véritablement un inconvénient majeur pour l'utilisation de ces tuyères soniques en débitmétrie. Si les sources d'incertitude dans la mesure restent faibles et maîtrisables, l'utilisation du $A \cdot C_d$ par exemple (comme chez Cesame), comme étalon de transferts permet d'utiliser ce procédé même si la différence, avec le débit idéal, est plus marquée. L'intérêt de faire cette recherche reste dans l'objectif de maintenir et diversifier les apports de connaissances sur cette géométrie cylindrique particulière et se préserver d'une dilution de la technique, face à une certaine inertie industrielle, qui resterait trop sur ces fondamentaux.

Tant que les résultats expérimentaux se recourent, il est d'intérêt scientifique d'étudier plusieurs types

de géométries de tuyères. Cela permet d'invoquer une certaine diversité et de revendiquer un savoir-faire unique, sans tomber dans une uniformisation et un monopole des procédés et des media et donc d'une propagation généralisée des éventuelles mauvaises interprétations. Néanmoins avec l'augmentation constante du besoin de précision, si les performances ne suivent pas la tendance ou paraissent défavorables ou encore deviennent impalpables, il est de grand intérêt de remettre en question les standards pour une meilleure appréciation commune. C'est dans cette optique que la communauté porte un intérêt croissant pour une modernisation et une redéfinition des standards.

Chapitre 2

Moyens expérimentaux et validation des outils expérimentaux

Ce chapitre est consacré à la caractérisation de l'influence de l'état de surface et à la description des moyens de mesure mis en œuvre. La surface considérée est le contour intérieur des CFVN (Critical Flow Venturi Nozzle) en contact avec l'écoulement sous pression et proche de l'écoulement critique. Pour cette tâche, un groupe de tuyères venturi a été usiné. Cela fera l'objet de la première section. Chacune de ces pièces est observée à l'aide de différents moyens de mesures pour apprécier l'homogénéité de l'état de surface et le relier à une éventuelle influence sur le coefficient de décharge. Ces aspects, seront abordés simultanément dans les deux sections à la suite. Comme dans le chapitre précédent, le terme générique de tuyère désigne les dispositifs CFVN (de géométrie cylindrique) définis dans la norme. Le terme de diamètre désigne la dimension caractéristique minimum de la section critique de passage d'un CFVN, c'est à dire le col de la tuyère.

2.1 Dispositif des venturi-tuyère sonique cylindrique étudiées

Comme l'illustre la Figure 2.1, les tuyères cylindriques sont fabriquées en suivant les recommandations de la norme. Il s'agit de pièce mono-bloque et l'obtention de la géométrie consiste finalement à l'usinage d'un trou percé¹. La variation de la section de passage est désignée par différentes parties. Dans notre cas, les pièces sont constituées de trois parties distinctes (un convergent circulaire, une partie cylindrique et un diffuseur conique). Le diamètre du col d sert de grandeur de référence, ainsi le convergent dispose

1. Plus de détails, concernant l'usinage et la géométrie de tuyère cylindrique, sont disponibles dans les Annexes D et N.

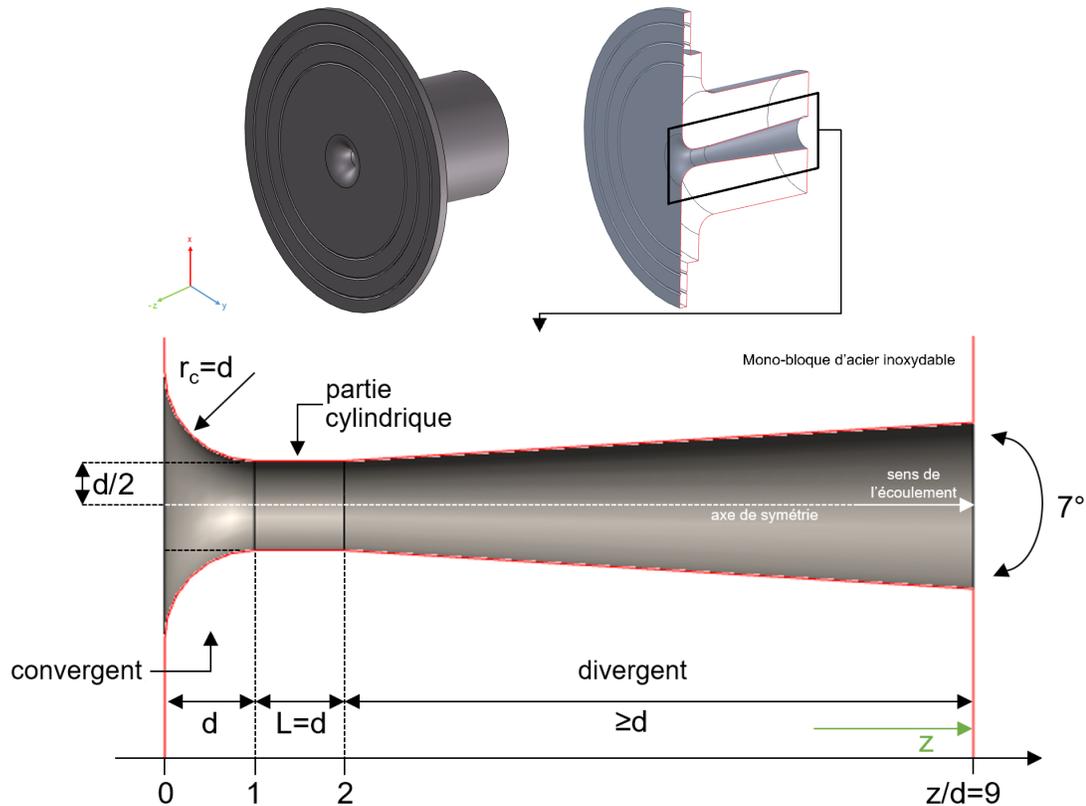


FIGURE 2.1 – Exemple de visualisation (tridimensionnelle) globale et en coupe (en haut) des tuyères de géométrie cylindrique étudiées et schéma de principe du contour intérieur annoté conformément à la norme (en bas).

d'un rayon de courbure de $r_c = d$ et la partie cylindrique s'allonge sur une longueur égale à ce diamètre. Enfin le diffuseur conique dispose d'une longueur de $7 \cdot d$ et un angle d'ouverture de 7 degrés. Au total, ce sont 9 tuyères possédant ces caractéristiques qui ont été étalonnées pour produire une base de données de l'évolution du coefficient de décharge C_d en fonction du nombre de Reynolds Re_d . Ces pièces ont été fabriquées avec des diamètres d allant de 5 mm à 10 mm suivant la spécification de la norme. Le diamètre D de la conduite en amont de la tuyère doit être supérieur à $4 \cdot d$. Le diamètre de la tuyère influence directement la détermination du coefficient de décharge. Comme le coefficient de décharge est proportionnel au carré du diamètre, une incertitude de la mesure du diamètre de 0,05 % entraîne une incertitude de 0,1 % dans la mesure de coefficient de décharge [78].

Pour cette étude, trois diamètres d'usinages différents de tuyère sont examinés : 5 mm, 7,5 mm et 10 mm.

Ces diamètres ont été ajustés pour que les expérimentations réalisées soient non seulement comparables avec les gammes d'utilisation courantes de Cesame, mais aussi équivalents à un ensemble analogue de tuyères toroïdales de la PTB (Physikalisch-Technische Bundesanstalt), c'est à dire l'établissement fédéral de technique physique en Allemagne (visible en photographie dans l'Annexe F). La Table 2.1 donne les diamètres nominaux ainsi que des renseignements dimensionnels complémentaires de chacune des pièces usinées. Deux entreprises ont été mandatées pour observer les diamètres ainsi que les niveaux d'état de surface : Hexagon™² et Somega™³. Cette dernière est un prestataire du fabricant qui a simplement constaté le travail en produisant des certificats⁴, avec l'incertitude de mesure globale de $3,5 \mu\text{m}$. L'entreprise Hexagon™ a amélioré ces valeurs, avec une mesure certifiée DAkkS⁵ et une incertitude de $0,001 \text{ mm}$ [Uec k=2]) en plus d'une plus grande quantité de données⁶. Ce sont ces données qui seront utilisées dans la suite. Les résultats des mesures, effectuées par ces deux entreprises, sont présentées dans la Table 2.3. Les incertitudes de mesure de chaque prestataire sont également renseignées dans la Table 2.1.

Chacun des diamètres ainsi usinés propose trois états de surface différents. L'usinage donne une précision $(2,0 \cdot \sigma)$ de $4 \mu\text{m}$ avec une répétabilité de $3,5 \mu\text{m}$. Parmi les nombreuses méthodes d'estimations de l'état de surface, seule la définition en "hauteur moyenne de rugosité", Ra, fait l'unanimité au niveau des fabricants [36]. Par conséquent, comme l'objectif initial est d'étudier l'influence de l'état de surface sur les performances, les pièces ont été usinées de manière à obtenir un Ra comprises entre $0,4 \mu\text{m}$ et $1,2 \mu\text{m}$. En adimensionnant ces données par le diamètre correspondant, la rugosité adimensionnelle Ra/d est comprise entre $4,0 \times 10^{-5}$ et $2,4 \times 10^{-4}$. Cette plage d'état de surface correspond à une fabrication habituelle par tournage à l'outil diamant-carbure. Les qualités de surface sont sans polissage ni finition particulière (usinage normal). Plus d'information sur l'usinage et l'état de surface sont disponible dans l'Annexe D. Pour finir, une dixième tuyère a été ajoutée au groupe avec une longueur du diffuseur étendue de $7 \cdot d$ à $16,4 \cdot d$ afin d'étudier l'influence de la longueur du diffuseur et de vérifier l'accord entre les conditions expérimentales et la littérature [118]. Les résultats de l'influence de la longueur du divergent par rapport à la pression critique sont présenté dans l'Annexe H

2.2 Examen des dimensions caractéristiques

Un état de surface bien contrôlé exige un investissement important en temps et en savoir-faire de la

2. Dans les données de la Table 2.1, il s'agit de la mesure à la position $z/d = 1,9$ (cf. Figure 2.1) au niveau de la fin de la partie cylindrique de la tuyère (mesures de Hexagon™).

3. Dans les données de la Table 2.1, il s'agit de la mesure à la position $z/d = 3/2$ (cf. Figure 2.1) au milieu de la partie cylindrique de la tuyère (mesures de Somega™).

4. Certificats disponibles à la demande : www.cesame-exadebit.fr

5. (D-K-15133-02-02-00), Organisme d'Accréditation Allemand équivalent à l'Organisme d'Accréditation Français Cofrac selon la norme DIN EN ISO / IEC 17025.

6. Certificats disponibles à la demande : www.cesame-exadebit.fr

n° des Tuyères	Diamètres attendus (mm)	Diamètres mesurés (mm)		Longueur des diffuseurs	Ra attendu (μm)		Ra/d correspondante	
		Somega™ ($\pm 0,0035$)	Hexagon™ ($\pm 0,0010$)		min	max	Ra adimensionnée min et max ($\times 10^{-5}$)	
1	5	5,002	5,0001	$7 \cdot d$	0,4	0,6	8,000	12,00
2	5	4,996	4,9973	$7 \cdot d$	0,6	0,8	12,00	16,00
3	5	5,002	5,0033	$7 \cdot d$	0,8	1,2	16,00	24,00
4	7,5	7,493	7,4878	$7 \cdot d$	0,4	0,6	5,333	8,000
5	7,5	7,486	7,4876	$7 \cdot d$	0,6	0,8	8,000	10,67
6	7,5	7,500	7,4998	$7 \cdot d$	0,8	1,2	10,67	16,00
7	10	10,026	10,0262	$7 \cdot d$	0,4	0,6	4,000	6,000
8	10	10,019	10,021	$7 \cdot d$	0,6	0,8	6,000	8,000
9	10	10,004	10,0039	$7 \cdot d$	0,8	1,2	8,000	12,00
10	7,5	7,521	7,5229	$16,4 \cdot d$	0,6	0,8	8,000	10,67

TABLE 2.1 – Dimension des tuyères cylindriques étudiées.

part du fabricant, proportionnels à l'augmentation des coûts de fabrication. Une attention particulière doit être prêtée à l'usure de l'outil en le gardant suffisamment rectiligne tout en contrôlant l'état de réalisation en temps réel. Les exigences dimensionnelles maximales, associées à la norme, sont indiquées dans la Table 2.2. Il est à noter que la norme n'indique pas d'incertitude tolérable sur la mesure du diamètre. Elle est supposée aussi petite que possible, en particulier pour les pièces de plus grandes tailles. Dans la suite, des propositions de mesures dimensionnelles seront proposées avec leurs résultats permettant d'estimer l'état de surface et leurs incertitudes.

2.2.1 Mesures dimensionnelles du groupe des tuyères usinées

Une première tentative de mesure a été réalisée en interne au sein de l'Institut P' mais les équipements n'étaient pas adaptés aux contraintes géométriques des tuyères (plus d'information sur ces équipements et les mesures réalisées sont disponibles dans l'Annexe E). Les mesures ont donc été effectuées par des prestataires extérieurs. Ces mesures dimensionnelles, plus précises, de l'ensemble des tuyères, permettent d'approuver le processus de fabrication et de mieux caractériser les dimensions de chaque pièce.

Les mesures effectuées par Hexagon™, ont été réalisées à l'aide d'un équipement tridimensionnel (MMT pour Machine à Mesurer Tridimensionnelle ou CMM pour "Coordinate Measuring Machine") et d'un palpeur sur la surface interne de chaque tuyère. La sonde est une sphère en rubis de 4 mm de diamètre

7. La marche admissible (ou défaut de raccord) au niveau du col, dans l'introduction pour les CFVN, mais plus orienté pour les tuyères toroïdales usinées normalement.

Enonciation	Recommandations ou tolérance dimensionnelle	Sections de la norme	Commentaires de conformité sur le groupe des tuyères usinées (cf. Table 2.1) après l'étude de l'état de surface (cf. Section 2.2.6)
Le col et le convergent toroïdal du CFVN doivent être polis jusqu'au divergent conique	$Ra \leq 15 \times 10^{-6} \cdot d$	(6.1.2)	Toutes conformes sauf dans les convergents
La surface d'entrée et les surfaces du col doivent être convenablement polies	$Ra \leq 15 \times 10^{-6} \cdot d$	(6.2.3.5)	Toutes non conformes
Le pas du diamètre au col ⁷	$\leq 0,1 \cdot d$	(6.1.2)	Toutes conformes sauf la Tuyère n°3 en aval du convergent et la Tuyère n°4 non conforme
La section du divergent conique du CFVN doit être vérifiée pour s'assurer qu'aucun défaut, discontinuité, irrégularité ou écart de concentricité	$\leq 0,01 \cdot d$	(6.1.3)	Toutes conformes sauf les tuyères de 5 mm de diamètres non conformes et la Tuyère n°4 avec une déviation dans la partie cylindrique
La moyenne arithmétique de la rugosité Ra du divergent conique	$Ra \leq 1 \times 10^{-4} \cdot d$	(6.1.3)	Toutes conformes
La surface toroïdale du convergent du CFVN ne doit pas s'écarter de la forme toroïdale	$\pm 0,001 \cdot d$	(6.2.3.4)	Non vérifiable
Aucun diamètre mesuré dans le col cylindrique ne doit s'écarter du diamètre moyen	$\pm 0,001 \cdot d$	(6.2.3.5)	Toutes conformes sauf la Tuyère n°4 avec une déviation dans la partie cylindrique
La longueur du col ne doit pas s'écarter du diamètre du col	$\leq 0,05 \cdot d$	(6.2.3.5)	Toutes conformes sauf les Tuyères n°7, n°8 et n°10
Lorsqu'un défaut de raccordement est observé, le rayon de courbure local, mesuré dans un plan contenant l'axe de symétrie, doit être vérifié et rester supérieur à $0,5 \cdot d$ tout au long de la surface d'entrée (quart de tore et col cylindrique)		(6.2.3.5)	Non vérifiable

TABLE 2.2 – Exigences dimensionnelles de la norme et commentaires associés pour chaque pièce du groupe des tuyères usinées.

montée sur un bras de 50 mm de long comme sur la photographie de la Figure 2.2. La mesure consiste à évaluer l'état de surface le long d'une génératrice dans la tuyère, depuis la fin de la partie convergente jusqu'au début de la partie divergente [101]. La pièce est fixée sur la platine horizontale de l'équipement tridimensionnel. Le schéma de la Figure 2.3 est une représentation de la mesure effectuée sous la forme d'une projection radiale du contour. La ligne en noir correspond à la surface interne de la tuyère, r_c est le rayon de courbure de la pièce convergente tel que défini dans la norme pour les tuyères cylindriques z est la position longitudinale dans la tuyère (adimensionnée par le diamètre). Lorsque z augmente il y a successivement, d'abord la partie convergente, puis le col cylindrique et enfin le diffuseur. Après l'étalonnage du système de palpation, un premier point de contact est établi par le palpeur sur la surface à mesurer, puis le dispositif procède à la mesure depuis ce point comme référence d'origine. Les mesures ont été effectuées entre les points z_A et z_E , z_E étant le début de la mesure. Au point z_H , une mesure précise du diamètre minimal a été effectuée. Les mesures de diamètre sont présentées dans la Table 2.3. Afin d'obtenir un plus grand éventail d'informations sur la surface, ces mesures ont été reproduites sur 8 génératrices réparties équitablement tous les 45° en position radiale sur la surface interne des pièces. La Figure 2.4 représente la mesure de ces génératrices dans les trois dimensions de l'espace.

2.2.2 Estimation du diamètre minimal à partir des données de mesure

Les mesures dimensionnelles permettent d'extraire une autre estimation du diamètre minimum de la section de passage. En ce sens, la norme propose une première approche qui va être rappelée par la suite. Toutefois, il semble que cette approche manque de précision, c'est pourquoi une seconde approche peut être également proposée à l'aide de la méthode de Pratt. Cette technique est détaillée plus bas.

2.2.2.1 Évaluation du diamètre en suivant les recommandations de la norme

La norme donne une évaluation du diamètre à partir de quatre diamètres régulièrement répartis sur la circonférence de la sortie du col cylindrique (norme, section : 6.2.3.5 [1]). Les données, des huit génératrices permettent d'obtenir quatre diamètres angulaires ; en considérant deux rayons diamétralement opposés (cf. La Figure 2.4). Le minimum de cette valeur permet d'obtenir le diamètre minimal. Les quatre diamètres d_1 , d_2 , d_3 et d_4 peuvent être extraits des huit mesures à 0° , 45° , 90° , 135° , 180° , 225° , 270° et 315° respectivement, un diamètre minimal de tuyère peut être ainsi calculé.



The calibration has been performed with a calibrated 3D-coordinate measuring machine type Leitz PMM 866 /serial #570. The measuring points have been taken with the tactile Leitz 3D-Sensor. The measuring uncertainty has been determined by simulation by means of the Virtual Coordinate Measuring Machine (VCMM software version 4.4.4), a method developed by the PTB. The procedure is based on the VDI/VDE - guideline 2617, page 7.

FIGURE 2.2 – À gauche, une photographie de la sonde de palpation constituée du sphère de rubis de 4 mm et à droite quelques explications utilisées pour les mesures dimensionnelles (Hexagon™).

2.2.2.2 Évaluation du diamètre en suivant la méthode de Pratt

Comme les mesures sont réalisées sur toute la longueur z à l'intérieur de la partie cylindrique, un premier traitement consiste à recalculer la position cartésienne de l'axe de symétrie des tuyères. Une approche standard consiste à ajuster un cercle aux données cartésiennes en 2D de la section de passage dans la partie cylindrique. Cette approximation, basée sur une méthode des moindres carrés, est également appelée distance de régression orthogonale (ODR orthogonal distance regression). Cette méthode minimise la fonction

$$F(a, b, R) = \sum d_i^2, \quad (2.1)$$

où d_i dans l'Équation 2.1 représente la distance entre (x_i, y_i) et le cercle,

$$d_i = r_i - R, \quad (2.2)$$

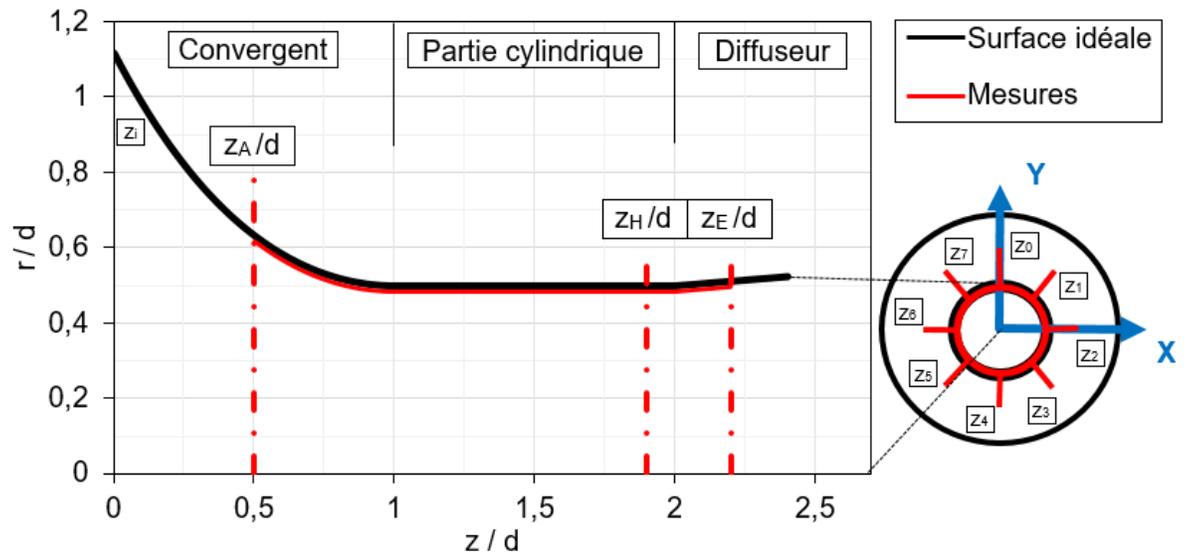


FIGURE 2.3 – Représentation schématique de la surface idéale de la tuyère en noir. La zone où le prestataire (Hexagon™) effectue les mesures est indiquée en rouge. La mesure de l'état de surface a été effectuée entre les points z_A et z_E . La mesure du diamètre a été effectuée en z_H [101].

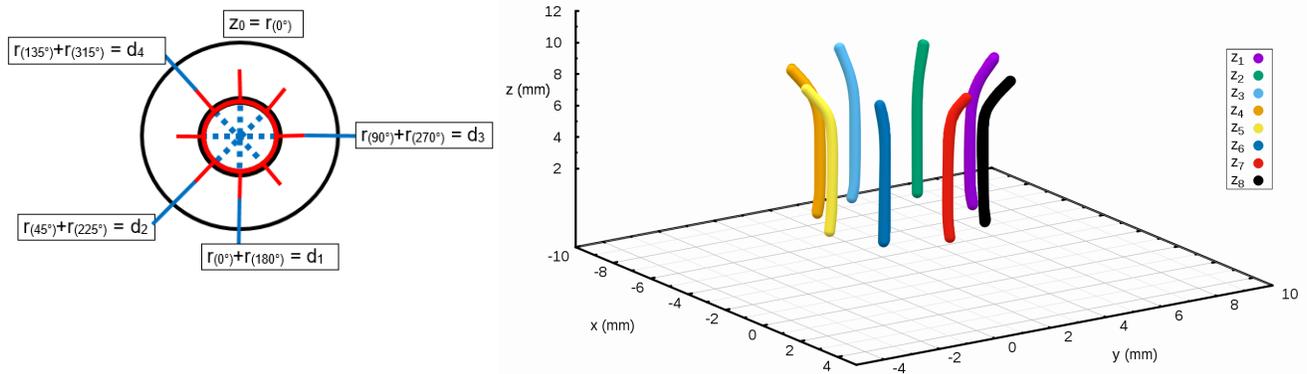


FIGURE 2.4 – À gauche, une représentation des mesures diamétralement opposées (cf. Figure 2.3) et à droite une représentation tridimensionnelle des mesures d'état de surface de la Tuyère n°1 (cf. Table 2.1). Cette dernière représentation est inspirée par Cao et collab., en 2019 [26].

avec

$$r_i = (x_i - a)^2 + (y_i - b)^2, \quad (2.3)$$

ou (a, b) désigne le centre du cercle et R son rayon. Un schéma itératif tel que l'algorithme de Gauss-Newton est alors utilisé pour minimiser F . Dans le cas présent, comme seulement 8 points peuvent être utilisés, cette minimisation converge immédiatement. Pratt en 1987, décrit les cercles par une équation algébrique,

$$A(x^2 + y^2) + B \cdot x + C \cdot y + D = 0, \quad (2.4)$$

avec comme contraintes dans l'Equation 2.4, $A \neq 0$ (sinon l'équation décrit une ligne) et $B^2 + C^2 - 4AD > 0$ [124]. Cette dernière contrainte peut être constatée avec l'équation réécrite sous la forme

$$\left(x + \frac{B}{2 \cdot A}\right)^2 + \left(y + \frac{C}{2 \cdot A}\right)^2 - \frac{B^2 + C^2 - 4 \cdot A \cdot D}{4 \cdot A^2} = 0. \quad (2.5)$$

L'Équation 2.5 définit un cercle si et seulement si $B^2 + C^2 - 4AD > 0$. Comme les paramètres (A, B, C, D) peuvent être déterminés jusqu'à un multiple scalaire, la contrainte $B^2 + C^2 - 4AD = 1$ semble raisonnable, car elle assure automatiquement $B^2 + C^2 - 4AD > 0$. C'est cette contrainte que Pratt propose. Avec cette condition, les paramètres A, B, C, D sont bornés. L'équation algébrique décrit alors toutes les équations de cercles et de droites (lorsque $A = 0$). Inclure les équations des droites sont nécessaires pour assurer l'existence de la solution des moindres carrés [9]. Après l'estimation des paramètres algébriques des cercles, A, B, C, D peuvent être convertis par

$$a = -\frac{B}{2 \cdot A}, \quad b = -\frac{C}{2 \cdot A}, \quad R^2 = \frac{B^2 + C^2 - 4 \cdot A \cdot D}{4 \cdot A^2}. \quad (2.6)$$

Cette méthode permet de déterminer l'axe de symétrie de la tuyère dans le jeu de coordonnées cartésiennes. La connaissance du rayon de chaque section transversale permet de mieux appréhender un éventuel décalage du positionnement de la tuyère, sous le système de palpation. Ramener les mesures en les centrant sur une position commune $z/d = 1,5$ sur l'axe théorique de chaque tuyère renseigne à propos de la cylindricité (schématisée sur la Figure 2.3). L'incertitude de cette estimation dépend directement des incertitudes de mesure du dispositif de palpation. Une éventuelle incertitude sur la position en z où le cercle peut être aussi considéré. Un calcul approximatif d'après les informations données par le prestataire donne une incertitude pour cette méthode à 0,0015 mm.

2.2.3 Caractérisation de l'état de surface

L'évaluation de la rugosité dans le type de configuration géométrique des tuyères n'est pas habituelle, ni suffisamment décrite dans la littérature. La surface n'est pas plane et la mesure, avec suffisamment de précision, représente un certain nombre de difficultés pratiques. Une méthode peut néanmoins être proposée à l'issue des mesures réalisées.

La rugosité peut être décrite comme un processus stochastique. Sa mesure nécessite de connaître l'ordre de grandeur des fluctuations de géométrie. L'estimation de cet ordre de grandeur sera dépendante de la taille de la sonde. Si la taille de la sonde est trop grande par rapport aux aspérités, la mesure sera imprécise et sous-estimera la rugosité de la surface. La Figure 2.5 illustre la différence entre les deux types de sondes. En principe, lors de la mesure, le palpeur est mis contact avec la surface et se déplace le long de la ligne génératrice ; c'est ici que la taille et la forme de la sonde joue un rôle clé. Il faut trouver un compromis entre le niveau de finesse et la dégradation de la surface. En effet, un palpeur trop fin pourrait dégrader la surface en raison de la force à appliquer pour qu'il y ait un bon contact, alors qu'un palpeur trop gros ne captera pas bien les aspérités en perdant la dynamique des fluctuations. Par exemple, la sonde de type 1, en bleu sur la Figure 2.5, peut mesurer complètement les profondeurs des aspérités alors que la sonde de type 2, en rouge, est limitée par le rayon de la sphère de rubis. Comme ce qui importe c'est de ne pas dégrader la surface, les mesures ont été réalisées avec un palpeur de type 2, disposant d'une sphère suffisamment petite afin d'obtenir le plus de précision possible. De surcroît, cette petite taille, permet aussi de sonder les tuyères les plus petites.

2.2.3.1 Série de mesures

Les données de mesure sont des données brutes, elles n'ont pas été traitées par le fournisseur. Il s'agit de fichiers de points, en coordonnées cartésiennes, qui représentent la position du palpeur en fonction du temps. A l'aide de la vitesse de déplacement du capteur, il est possible de convertir ces points en données géométriques.

L'analyse préliminaire des données géométriques obtenues montre que les fluctuations sont différentes en fonction de la partie de la tuyère. Les données dans le convergent affichent par exemple plus de variations que dans la partie cylindrique ou que dans le divergent, ce qui est certainement dû aux techniques d'usinage différentes. Cela vient du fait que le convergent reste difficile à usiner surtout pour les petites dimensions (notamment pour les tuyères de 5 mm de diamètre). Les données sont ainsi traitées séparément dans les trois parties de la tuyère. Chaque partie constitue un échantillon.

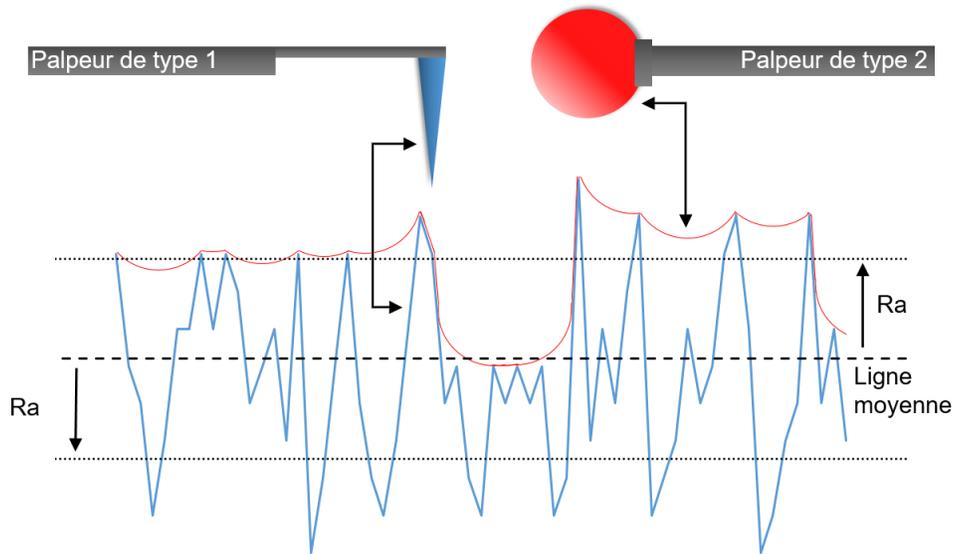


FIGURE 2.5 – Exemple de profil de surface avec un rendu de la rugosité par le paramètre Ra en fonction du type de palpeur.

Le paramètre le plus couramment adopté en ingénierie pour définir la rugosité, est le Ra (Ra se réfère à la rugosité moyenne arithmétique) donné en μm . Cela correspond à la moyenne arithmétique des écarts en valeur absolue sur une longueur d'échantillonnage [36] :

$$Ra = \frac{1}{l_r} \int_0^{l_r} |Z(x)| dx, \quad (2.7)$$

avec l_r , la longueur de l'échantillon précédemment défini sur laquelle les valeurs des paramètres de surface sont évaluées et $Z(x)$, les hauteurs des profils mesurées. Le traitement s'effectue en plusieurs étapes. Le calcul est direct pour la partie cylindrique et pour le diffuseur, car des parois sont rectilignes. Pour la partie convergente, un ajustement au troisième degré est appliqué afin de déterminer la ligne moyenne. Enfin, la variable Z peut être obtenue par la différence entre la moyenne arithmétique des valeurs absolues du profil et la ligne moyenne. La Figure 2.5 donne une illustration de la méthode. La courbe bleue schématise les données de mesure enregistrées par le déplacement du palpeur, la ligne noire représente la ligne moyenne et Ra est représentée par la ligne en pointillés.

2.2.3.2 Filtrage

L'évaluation de l'état de surface dépend fortement du calcul de la ligne moyenne, en particulier dans les parties cylindriques et divergentes. Il est donc nécessaire d'utiliser un filtre de lissage suffisamment efficace pour estimer cette ligne moyenne. Il doit s'agir d'un filtre passe bas à fréquence de coupure très basse, sans déphasage pour ne pas décaler ou étaler les lignes moyennes. Le choix se porte sur un filtre symétrique à réponse impulsionnelle finie (FIR) qui possède tous ces qualités et qui sera d'autant plus efficace qu'il possédera un nombre important de coefficients.

La génération des coefficients du filtre a été effectuée au moyen de l'algorithme de Savitzky-Golay qui semble être une des façons la plus efficace de réaliser cette opération [112]. Sans entrer dans les détails de l'algorithme, il s'agit d'une approximation polynomiale par fenêtre glissante. Il est possible de régler indépendamment l'ordre d'approximation (degré du polynôme) et le nombre d'éléments pris dans la fenêtre. Comme toutes les méthodes de lissage, un compromis doit être trouvé entre la précision du modèle (ordre) et la déformation de la tendance moyenne. Les coefficients pour un échantillonnage régulier sont obtenus par une méthode de minimisation quadratique de l'erreur d'estimation et dépendante uniquement de l'ordre du modèle. Ainsi, ils sont obtenus une fois pour toute et disponible dans la littérature. La valeur tendancielle, Y_i , sera estimé par la convolution de la variable y_i , valeur observée, avec les coefficients du filtre de Savitsky-Golay à l'ordre choisi au moyen de la formule,

$$Y_i = \sum_{j=\frac{1-m}{2}}^{\frac{m-1}{2}} C_j y_{i+j}, \quad \frac{m-1}{2} \leq i \leq n - \frac{m-1}{2}. \quad (2.8)$$

La Figure 2.6 montre un exemple de filtrage Savitzky-Golay au troisième ordre sur les mesures de données d'une génératrice de la Tuyère n°1. Sur ce graphique, on peut observer que 15 points de filtrage estiment convenablement la ligne moyenne, au contraire des cas avec 11 et 13 points qui sont influencés par des fluctuations globales. Cette méthode sera utilisée pour traiter l'ensemble des résultats.

2.2.4 Résultats subsidiaires : relevés dimensionnels et relevés du diamètre minimal

Les mesures et les techniques d'analyse introduites permettent de mieux interpréter les caractéristiques de l'état de surface du groupe des tuyères usinées, pour pouvoir réaliser par la suite les interprétations des résultats d'étalonnage obtenus. Ainsi, il est possible de déterminer avec plus de précisions les paramètres importants qui sont : le diamètre local et la position de la section de passage minimale, l'état de surface

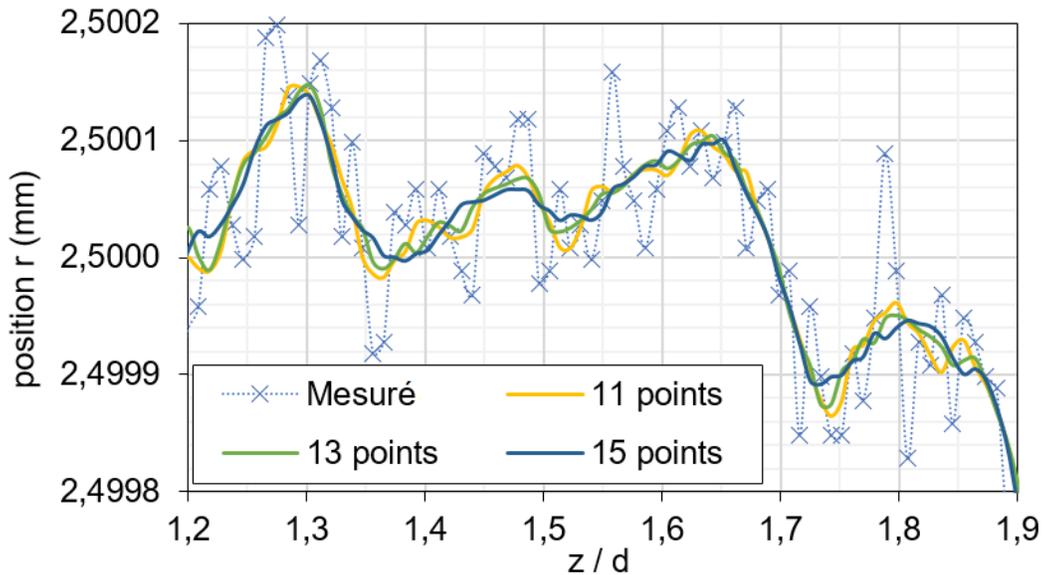


FIGURE 2.6 – Filtrages Savitzky-Golay sur les données dimensionnelles de la Tuyère n°1 (cf. Table 2.1).

puis toutes les autres variations plus significatives de la surface observée. La suite de l'exposé sera organisée dans cet ordre.

Pour l'étalonnage des tuyères c'est le mesurande $A \cdot C_d$ qui est déterminé, mais pour comparer des tuyères entre elles, c'est bien le C_d qu'il est préférable d'observer. Le diamètre doit donc être connu avec le plus de précision possible. La mesure certifiée (Hexagon™) du diamètre a été effectuée à la position $z/d = 1,9$ à l'intérieur de la partie cylindrique (entre $z/d = 1$ et $z/d = 2$). Les mesures sont représentées en radar dans l'Annexe F. Cette position de mesure a été choisie d'après la littérature, la section critique étant plutôt attendue en aval de la partie cylindrique [118]. Cependant, c'est bien au niveau de la section minimale que les conditions sont critiques (soniques), il est donc intéressant de bien connaître la section minimale en dégageant son diamètre. Le diamètre va influencer la position de la courbe d'étalonnage. Un diamètre sensiblement plus petit va par exemple déplacer la courbe d'étalonnage en augmentant les C_d .

Le traitement des mesures dimensionnelles, effectué par nos soins, permet de déterminer s'il existe des sections de passage minimales qui remettent en cause les mesures des diamètres certifiés. Ainsi, la méthode de la norme et la méthode de Pratt ont été appliquées sur les relevés dimensionnels et les résultats sont présentés dans la Table 2.3. Les tuyères sont numérotées de 1 à 10 et chaque ligne correspond à une tuyère. Les tuyères sont arrangées par diamètre et par état de surface croissant. La Tuyère n°10 correspond à une pièce avec l'état de surface intermédiaire, de 7,5 mm de diamètre et disposant d'un divergent plus long de

16,4 · d . Chaque colonne correspond à une méthode d'estimation du diamètre. La première est la mesure certifiée à la position $z/d = 1,9$ dans la partie cylindrique, la seconde, d_i , correspond au diamètre obtenu par la méthode de la norme et la dernière, d_{Pratt} , est issue de l'approximation du cercle minimal passant par les points des 8 génératrices de mesure. Chaque diamètre est donné avec sa position en z/d relevée dans la partie cylindrique.

La Table 2.3 montre essentiellement que la méthode de Pratt offre des diamètres qui restent proches ou dans la gamme des mesures certifiées. En moyenne la différence est de 0,013 % mais toujours inférieure à 0,022 %. Les résultats obtenus avec la méthode de la norme diffère de façon plus importante par rapport aux mesures certifiées avec 0,043 % de différence en moyenne. Depuis la position $z/d = 1,9$ à des valeurs de position sensiblement plus élevées dans la partie cylindrique, le diamètre est amené à diminuer en moyenne de presque 0,043 %. Pour la Tuyère n°7, cette diminution est d'environ 0,08 %.

Il est intéressant de noter que le choix de positionnement, en z_H sur la Figure 2.3, ne correspond pas exactement à la section minimale. Cette information va permettre d'ajouter une incertitude venant de la prise en compte du diamètre dans les paragraphes dédiés aux incertitudes de mesure (cf. Section 2.3.1.3).

La méthode de la norme et la méthode de Pratt trouvent rapidement leurs limites pour l'estimation précise du diamètre. L'approximation de Pratt a besoin d'une position axiale constante et de suffisamment de points tandis que la méthode issue de la norme exige au préalable la connaissance d'un diamètre moyen. Mais surtout, ces deux méthodes sont réalisées avec seulement huit mesures linéaires équi-réparties sur la surface de la tuyère. C'est donc une mesure très localisée. Entre ces relevés, l'information sur l'état de surface est inaccessible.

Pour conclure, ce sont les mesures certifiées à $z/d = 1,9$ du prestataire qui resteront utilisées dans la suite comme les valeurs de référence pour le diamètre des tuyères. L'incertitude obtenue est la plus faible ($\pm 0,001\text{mm}$) et les points de mesure restent très proche de l'aval de la partie cylindrique.

2.2.5 Fluctuations lentes du profil géométrique (courbure, circularité et axe de symétrie)

Dans cette section, les variations lentes de la surface des tuyères sont estimées à partir des données des états de surface. Les résultats des mesures sont présentés en Annexe F pour chaque tuyère. Les données sont recentrées par rapport au milieu de la partie cylindrique et les axes de symétrie ont également été recentrés à l'aide des informations fournies par la méthode de Pratt (cf. Section 2.2.2.2). Les décalages sont donnés par Δx et Δy dans le plan cartésien.

Dans l'Annexe F, chaque tuyère dispose d'une représentation directe des relevés d'état de surface et d'une représentation adimensionnée de sa courbure. Les Tuyères D et E sont deux tuyères de la base de

Tuyères	Mesures certifiées (DAkks)		Méthode de la norme		Méthode de Pratt	
	$d_{Hexagon}^{\text{TM}}$ (mm)	Position z/d	d_i (mm)	Position z/d	d_{Pratt} (mm)	Position z/d
1	5,0001	1,9	4,9986	1,9442	4,9991	1,9903
2	4,9973	1,9	4,9962	1,9532	4,9974	1,9627
3	5,0033	1,9	5,0011	1,9440	5,0026	1,9163
4	7,4878	1,9	7,4855	1,8340	7,4869	1,8341
5	7,4876	1,9	7,4845	1,9519	7,4859	1,9508
6	7,4998	1,9	7,4958	1,9319	7,4985	1,9433
7	10,0262	1,9	10,018	2,0008	10,0239	2,0016
8	10,021	1,9	10,0152	1,3412	10,0189	2,0037
9	10,0039	1,9	10,0020	1,8583	10,0061	1,8493
10	7,5229	1,9	7,5189	2,0066	7,5211	1,9978

TABLE 2.3 – Diamètre minimum associé à sa position dans la partie cylindrique, selon la méthode d'évaluation.

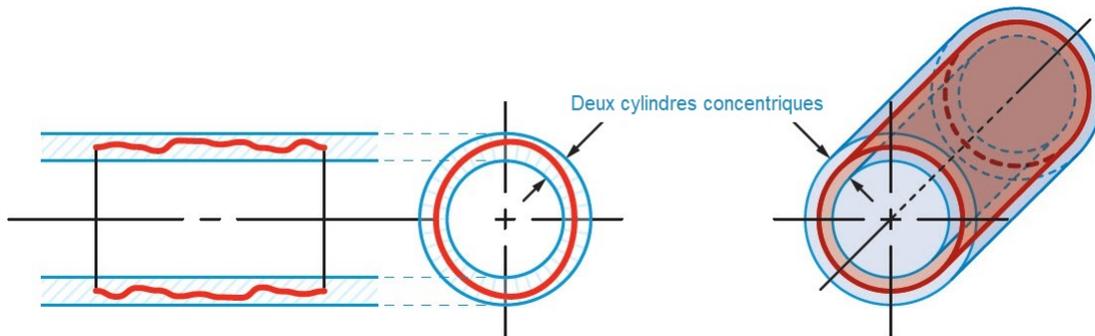


FIGURE 2.7 – Exemple de considérations de tolérance sur un cylindre, en rouge le cylindre réel et en bleu les tolérances sur sa forme.

données de Cesame. Elles sont ajoutées à la description à titre comparatif. Leurs état de surface n'ont pas été aussi précisément mesurés. Les données pour ces deux pièces viennent seulement des mesures effectuées par le fabricant sur 4 génératrices le long de la partie cylindrique. Comme dans Mickan et collab., en 2018, dans l'Annexe F, les longueurs ω_1 et ω_2 sont indiquées pour chaque tuyère : ω_1 entre le convergent et la partie cylindrique et ω_2 entre la partie cylindrique et le diffuseur [103]. Ces longueurs correspondent aux zones de jonction de formes imprécises. La courbure idéale, définie dans la norme, est représentée en rouge. Elle dépend des constantes choisies et surtout des longueurs ω_1 et ω_2 .

Cette représentation permet de déterminer les tuyères dont le profil d'usinage réel s'écarte des recommandations de la norme. Ainsi il est possible de remarquer une déviation des profils des tuyères de 5 mm de diamètre au niveau de la position à l'entrée de la partie cylindrique (sur cette représentation $z/d = -0,5$;

avec l'axe centré sur le milieu de la partie cylindrique). Elles sont visibles sous la forme d'un pic sur les graphiques de courbures dans l'Annexe F. Ces déformations, d'ordre supérieur à la rugosité, peuvent devenir prédominantes par rapport l'état de surface local de cette zone et doivent être correctement appréciées pour être extraites dans les résultats. Par ailleurs, la courbure de la Tuyère n°4, à l'extrémité de sa partie convergente, présente quelques irrégularités. Il est possible de supposer que cette tuyère présente les aspérités de surface les plus importantes. Ces déviations de la surface sont inférieures à 2×10^{-4} m, mais d'un niveau supérieur à l'état de surface. Cela correspond à des ondulations générales de la courbure. La partie convergente est directement suivie d'une augmentation de la section de passage. La Tuyère n°6 dispose d'une partie convergente avec plus de variations que la Tuyère n°5, surtout autour de ω_1 . Entre les Tuyères n°5 et n°10, ω_1 apparaît comme étant la seule différence notable. En ce qui concerne les pièces de diamètre plus élevé de 10 mm, par une analyse de l'alignement des différentes parties, le col cylindrique apparaît bien moins rectiligne dans la Tuyère n°8 que dans la Tuyère n°7. Des Tuyères n°7 à n°9, le défaut de ω_1 augmente dans la direction radiale. En ne tenant compte que de l'axe de symétrie, toutes les tuyères de 5 mm de diamètre ne sont pas conformes aux recommandations de la norme 2.2 (les troisième et dernière conditions) avec un écart de 0,8 mm, de même que pour les Tuyères n°4 et n°3 en raison de la présence de rayures.

L'Annexe F donnent également des représentations des relevés de circularité à $z/d = 1,9$. Ces représentations sont en diagramme polaires adimensionnées par le diamètre. Pour la Tuyère n°10, les angles de mesure sont représentés. Ces graphiques permettent ainsi une meilleure estimation de la plage de variation des diamètres et d'incorporer ces variations dans deux cylindres concentriques comme dans la Figure 2.7 où en rouge serait la surface réelle et en bleu les cylindres concentriques. Pour la plupart des tuyères, il est possible de noter des rayures (variation rapide du diamètre sur un faible secteur angulaire) à des localisations angulaires espacé d'environ 90° . Ces rayures sont attribuées à des mesures de vérification par palpation à l'aide d'un rugosimètre portatif de l'état de surface pendant le processus de fabrication. Cela ayant été effectué par le fabricant pour constater les gammes d'usinage. Pour l'ensemble des pièces, les deux premières, de plus petits diamètres, présentent la circularité la plus remarquable ($\pm 0,002$ mm et $\pm 0,001$ mm respectivement) tandis que la Tuyère n°6 à la plus grande portée ($\pm 0,025$ mm). Un regard sur les variations de l'évolution du diamètre de toutes les tuyères permet de dire avec certitude que les Tuyères n°1 à n°4 et n°9 ont une partie cylindrique dont le diamètre diminue dans la direction longitudinale.

Il peut être avancé que les Tuyères n°4 et n°9 proposent un profil plus singulier dont les conséquences ne pourront être véritablement prédites que par un étalonnage. En résumé les pièces usinées entrent dans les considérations de la norme sauf quand les conditions sont trop restrictives où il est préférable de considérer les pièces au cas par cas. Cet état de fait est résumé dans la dernière colonne de la Table 2.2.

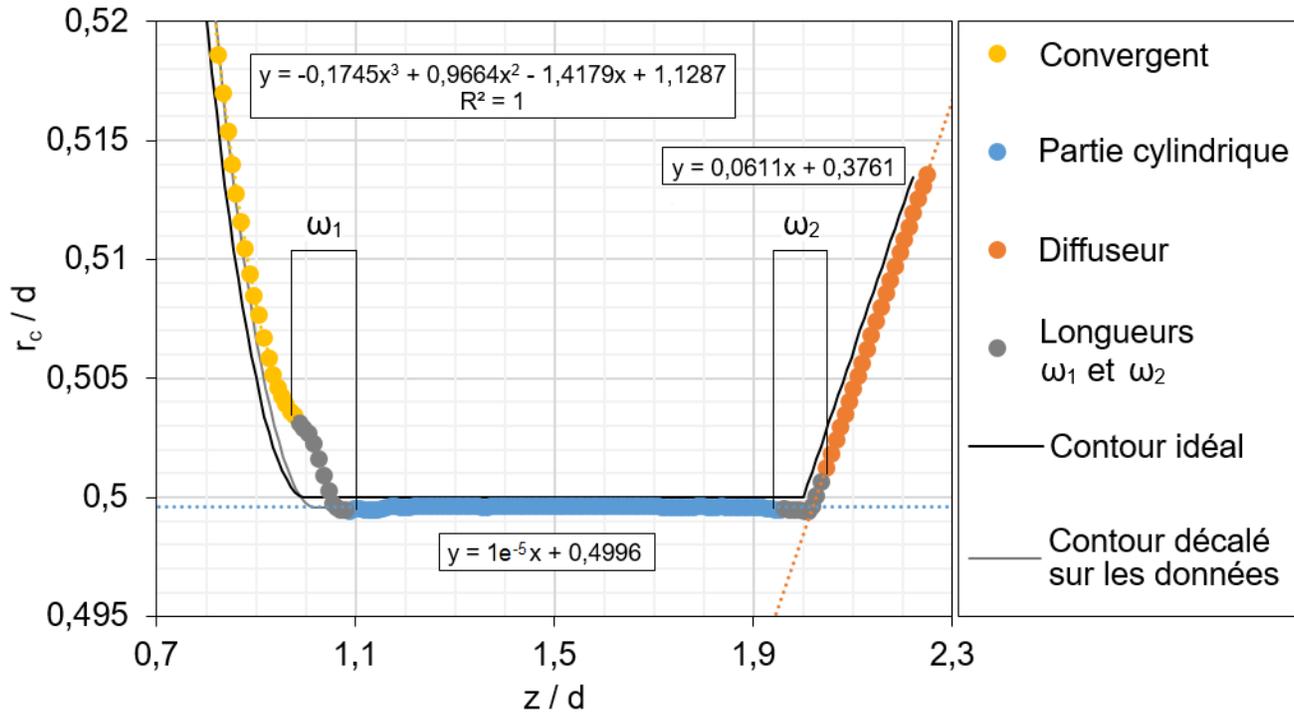


FIGURE 2.8 – Représentation graphique des mesures d'état de surface d'une génératrice pour la Tuyère n°1.

2.2.6 Évaluation de l'état de surface

Après avoir estimé les différents diamètres, puis les variations lentes de la géométrie, analysons maintenant les fluctuations fines responsables de la rugosité. Sur la Figure 2.8, un exemple des points de mesure de la Tuyère n°1 est représenté. Les parties de la tuyère sont colorées différemment et présentées avec des équations de régression. Régression linéaire, pour la partie cylindrique et la partie divergente et régression polynomiale de troisième ordre pour la partie convergente. La ligne en noir correspond au contour idéal pour ce diamètre, il s'agit de la surface requise dans la norme. La ligne en gris correspond au contour idéal avec un décalage pour mieux s'adapter aux mesures et au contour réel. Il s'agit simplement d'une translation dans les deux directions du plan. Pour ces mesures, le décalage de la valeur sans dimension est d'environ 0,1 % dans la direction de z/d et 0,002 % dans la direction de r_c/d . La mesure présente quelques écarts de forme par rapport au contour idéal, en particulier autour de ω_1 . La ligne réelle ne suit pas complètement la forme idéale. Cette situation se produit pour la plupart des tuyères, comme c'est reporté dans l'Annexe F, et cela provient du processus de fabrication.

Tuyères	Ra (μm)			Ra/d ($\times 10^{-5}$)		
	Convergent	Partie cylindrique	Diffuseur	Convergent	Partie cylindrique	Diffuseur
1	0,576	0,048	0,143	11,54	0,9726	2,874
2	0,773	0,073	0,154	15,47	1,473	3,096
3	0,963	0,102	0,151	19,27	2,057	3,033
4	0,791	0,269	0,145	10,55	3,589	1,946
5	0,464	0,116	0,228	6,198	1,551	3,048
6	0,920	0,148	0,201	12,27	1,983	2,682
7	0,712	0,107	0,183	7,121	1,076	1,838
8	0,666	0,171	0,208	6,664	1,715	2,084
9	1,201	0,295	0,233	12,01	2,952	2,333
10	0,740	0,110	0,236	9,868	1,473	3,151

TABLE 2.4 – Etat de surface en Ra du groupe de tuyère en fonction des leurs différente partie.

La liste suivante, en accord avec les gammes de faisabilité du prestataire, rappelle les choix retenus des états de surface pour la fabrication de chaque tuyère :

- Entre Ra = 0,4 μm et 0,6 μm ; définition de la surface la plus lisse.
- Entre Ra = 0,6 μm et 0,8 μm ; définition de surface moyenne.
- Entre Ra = 0,8 μm et 1,2 μm ; définition de la surface la moins lisse.

Les données des estimations des états de surfaces sont regroupées dans la Table 2.4. Les lignes correspondent aux données estimées des tuyères numérotées de 1 à 10. Chaque colonne correspond à l'état de surface en Ra en μm relevé pour les différentes parties d'une tuyère. Les trois dernières colonnes correspondent aux mêmes données que les trois premières, mais avec un adimensionnement du Ra par le diamètre. Pour ces résultats, les points de mesure ont été filtrés (par la méthode donnée précédemment) et les longueurs ω_1 et ω_2 n'ont pas été prises en compte. Le choix d'une longueur d'évaluation appropriée est une étape importante pour éviter les changements de courbure prématurés. Ces changements de courbures sont évalués à la lumière des informations fournies par Mickan [103].

Ainsi, la rugosité la plus importante est relevée dans les convergents, ceci pour chaque tuyère. Ce sont les états de surface des convergents qui augmentent le Ra moyen de chaque pièce. Pour les pièces de plus petit diamètre, ces estimations restent dans les gammes de faisabilité du prestataire. Les états des surfaces des parties cylindriques et des diffuseurs sont généralement plus faibles autour de Ra = 0,1 μm pour chaque tuyère. Pour les pièces de plus gros diamètre (7,5 mm et 10 mm) ce sont les états lisses (Tuyères n°4 et n°7) qui s'écartent sensiblement des gammes des rugosités choisies. L'analyse des Tuyères n°7 et n°8 (respectivement lisse et moyenne de 10 mm de diamètre) montre que ces deux pièces sont assez similaires

en termes d'état de surface, il n'y a pas d'écart claire de rugosité entre elles. Le niveau de l'état de surface moyen général, de ces deux pièces, peut-être estimé à $Ra = 0,4 \mu\text{m}$. La Tuyère n°9 (rugueuse de 10 mm de diamètre) en revanche, a un niveau d'état de surface estimé qui est sensiblement supérieur autour de $Ra = 0,8 \mu\text{m}$, hors de la gamme de rugosité choisie.

Toutes les pièces satisfont à la spécification de la norme relative au divergent conique, en revanche, la majorité des tuyères ne remplissent pas les deux premières exigences de la norme, à l'exception des pièces n°1, n°2, n°7 et n°10, mais uniquement pour leurs parties cylindriques. Cela est principalement imputable à des exigences trop restrictives qui n'étaient pas réalisables par le fabricant sans un traitement par polissage.

Pour finir, il existe une contrainte pour la mesure de l'état de surface en fonction de la géométrie des tuyères. Selon les spécialistes français du LNE⁸, l'incertitude minimale sur la rugosité des surfaces courbes (typiquement dans le convergent), mesurée que par MMT (Machine à Mesurer Tridimensionnelle) est d'environ 200 nm (alors que l'incertitude de la mesure optique sur des surfaces planes est de l'ordre du nanomètre ou de la dizaine de nanomètre). Par conséquent, pour l'usinage de tuyères, l'exigence de rugosité proposée par la norme n'est plus vérifiable en dessous d'un diamètre de 13 mm (en rappel le critère sur la rugosité dans la norme est un Ra ne devant pas dépasser $15 \times 10^{-6} \cdot d$ comme exigence d'état de surface maximale). Ainsi, dans la norme et pour des diamètres inférieurs à 13 mm, le critère maximal sur la rugosité devrait être dimensionnel et rester dans les possibilités de mesures des MMT (avec comme incertitude $U'(Ra) \leq 200 \text{ nm}$ comme exigence maximale).

Les mesures réalisées dans ce paragraphe offrent une approche de l'état de surface des tuyères en les décomposant suivant leurs différentes parties. Une méthode de filtrage (Golay) et de calcul (Pratt) sont utilisés pour traiter les données. Les contraintes de fabrication et de mesure sont mieux appréciées et quelques pistes de confrontation avec les recommandations de la norme ont été effectuées. Il s'agit maintenant de lier ces paramètres dimensionnels au comportement de la tuyère pendant son étalonnage pour en tirer des informations sur la forme de la courbe d'étalonnage.

2.3 Dispositifs d'essais mis à disposition

Chaque tuyère aura un comportement spécifique en fonction de ses caractéristiques propres (niveau de rugosité, longueur, diamètre). Les effets résultants seront évalués par les variations du coefficient de décharge C_d sur la gamme de pressions d'entrée p_0 . Chaque dispositif utilisé pour la débitmétrie doit donc impérativement être étalonné avant de pouvoir être utilisé. De par sa nature d'étalon de transferts,

8. Le Laboratoire national de métrologie et d'essais, anciennement Laboratoire national d'essais (LNE), est un organisme français chargé de réaliser les mesures et essais de produits de toutes sortes en vue de leur certification pour leur mise sur le marché.

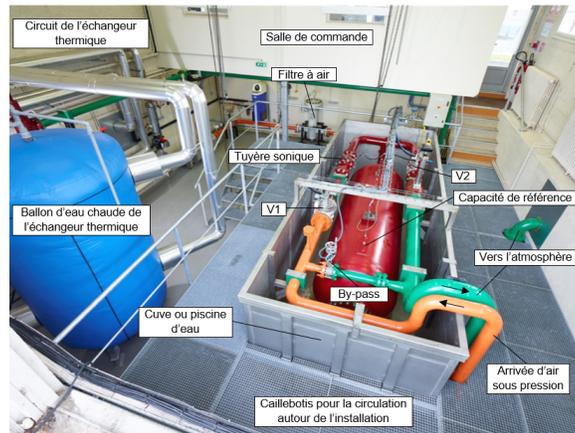


FIGURE 2.9 – Photographie annotée de l'installation primaire de Cesame.

Débit maximal	$200\text{m}^3/\text{h}$
Gamme de pression nominale	de 6 bar à 60 bar
Gamme de diamètre de tuyère possible	de 1,5 mm à 20 mm
Incertitude de mesure	0,11% sur le $A \cdot C_d$ pour des pressions jusqu'à 60 bar ($k=2$)
Fluide de travail	Air sec à la température ambiante avec la masse molaire de 28,966 g/mol et l'incertitude sur la valeur du C^* estimée à 0,05% ($k=2$)

TABLE 2.5 – Données techniques de l'installation primaire de Cesame.

toutes les tuyères soniques (CFVN) obtiennent un référencement à partir d'une installation d'étalonnage dite primaire (système pyramidal de mesures de façon à obtenir une traçabilité). Par conséquent, en plus de considérations évidentes telles que la faisabilité et le coût de fabrication, il n'est pas possible de choisir une conception de CFVN sans tenir compte du degré de confiance admissible dans les incertitudes déterminées du coefficient de décharge mesuré et de l'environnement du laboratoire de travail. Plusieurs types d'installations d'essais primaires sont utilisées dans le but d'accroître le degré de confiance afin de satisfaire l'exigence de transférabilité [25]. Pour garantir des résultats fiables et précis, les installations d'essais primaires de volume et de débit de Cesame-Exadébit SA et de la PTB-Pigsar™ ont été mis à disposition pour le présent travail de thèse. Ces installations vont être détaillées dans la suite, d'abord par les moyens de Cesame-Exadébit SA et ensuite ceux de la PTB-Pigsar™.

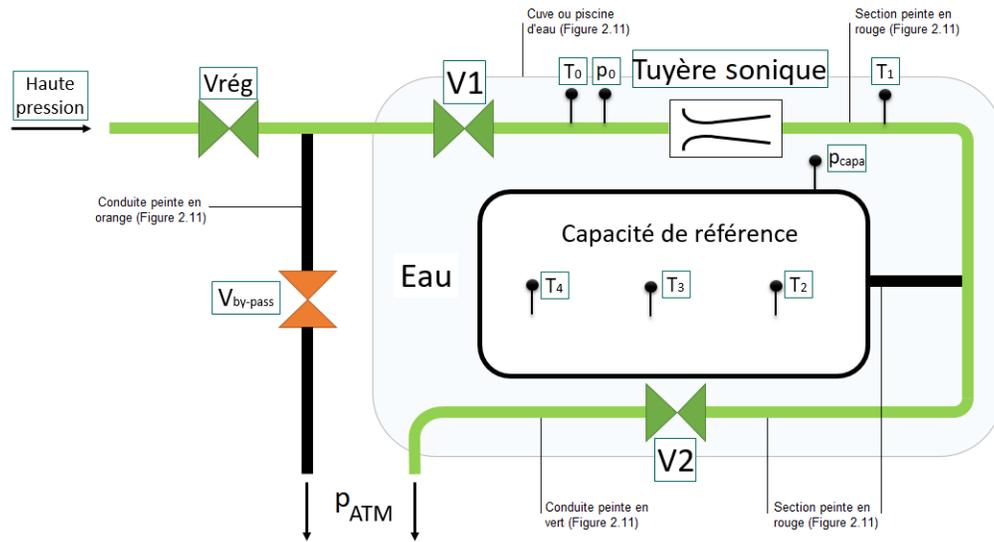


FIGURE 2.10 – Schéma de fonctionnement de l'installation d'étalonnage primaire de Cesame (phase/étape 1 de stabilisation des conditions initiales). Les conduites sous pression sont représentées en vert alors que les conduites en noir sont fermées. Les vannes V1 et V2 sont ouvertes pour la stabilisation des paramètres de pression et de température p_0 et T_0 en amont de la tuyère sonique en cours d'étalonnage.

2.3.1 Moyen d'essais de Cesame

2.3.1.1 Installation primaire d'étalonnage

Le laboratoire français Cesame, en collaboration et sous la supervision du LNE, est chargé du maintien et de l'amélioration de l'unité de débit. Les tuyères, qui constituent un étalon de transfert, sont étalonnées sur le banc primaire du laboratoire. Un exemple de description est donnée par Gibson en 2003 et des photographies de cette installation sont disposées sur la Figure 2.9 [51, 154]. Les principales caractéristiques de l'installation sont résumées dans la Table 2.5 et les schémas des Figures 2.10 à 2.12, illustrent les différentes phases de son fonctionnement (avec en vert les conduites ouvertes où l'air sous pression circule et des flèches en noir indiquent le sens de circulation du fluide). C'est avec cette installation que la majorité des points expérimentaux ont été obtenus. Pour l'étalonnage des tuyères soniques, la technique est basée sur la méthode pVT,t (pour Pression, Volume, Température et temps) avec comme fluide de travail, de l'air sec (point de rosée -70°C) dont la température est contrôlée par un échangeur eau-air. Une seule tuyère peut être étalonnée à la fois. Le réservoir d'air comprimé de stockage en amont de l'installation est de 100 m^3 d'air à une pression d'environ 200 bar. Le débit de la tuyère, en régime d'écoulement sonique

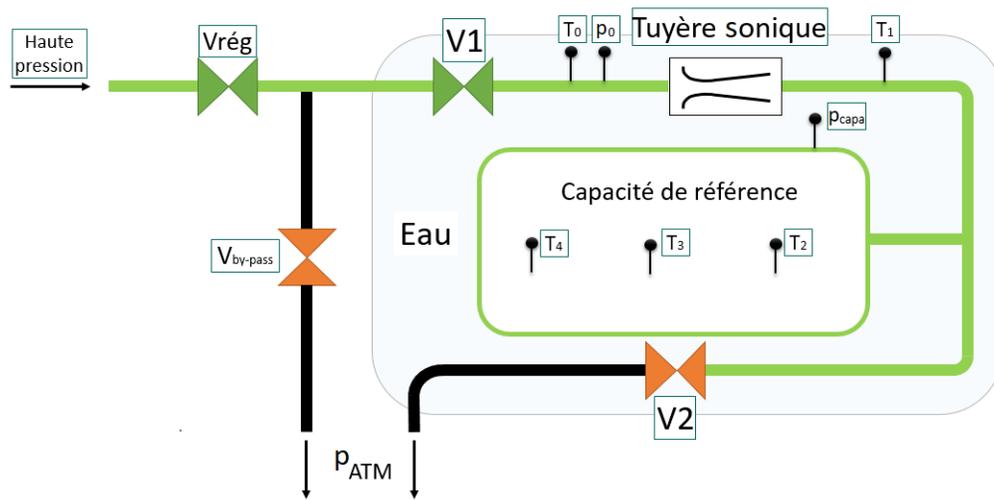


FIGURE 2.11 – Schéma de fonctionnement de l’installation d’étalonnage primaire de Cesame (phase/étape 2 de remplissage). La vanne V2 est fermée, les grandeurs initiales ont été enregistrées, la pression en aval de la tuyère et dans la capacité de référence augmente. L’écoulement est critique (Mach=1) au niveau du col de la tuyère sonique.

est déterminé par les conditions thermodynamiques régnant à l’amont de celle-ci. La pression du gaz en amont de l’installation est régulée par un système de vannes de régulation et de consigne de fonctionnement ($V_{rég}$ sur les schémas des Figures 2.10 à 2.12). Deux vannes à fermeture rapide (V1 et V2 sur les schémas des Figures 2.10 à 2.12) sur l’installation permettent d’agir sur les différentes étapes de l’étalonnage. Ce processus consiste donc, pour un gaz à une pression donnée, à mesurer la masse de fluide ayant traversé la tuyère pendant un temps connu. Après une période initiale (phase de stabilisation avec V1 et V2 ouvertes sur le schéma Figure 2.10) de stabilisation des conditions amont sous pression (paramètres de pression et de température p_0 et T_0), une capacité de référence de volume V parfaitement connue (soit $2,5\text{ m}^3$) est remplie par le fluide transitant au travers de la tuyère en cours d’étalonnage (phase de remplissage avec V1 ouverte et V2 fermée comme sur le schéma de la Figure 2.11). La pression totale p_0 et la température totale T_0 du débit en amont et en aval (la pression est mesurée en aval au niveau de la capacité p_{capa} et la température est mesurée en trois points différents dans la capacité : T_2 , T_3 , T_4 sur le schéma de la Figure 2.11), ainsi que le temps de remplissage t , sont minutieusement enregistrés. L’écoulement reste critique au niveau du col de la tuyère. Pendant cette phase la pression en aval de la tuyère et dans la capacité augmente (dans la capacité, l’air est comprimé donc la température augmente également). Cette phase

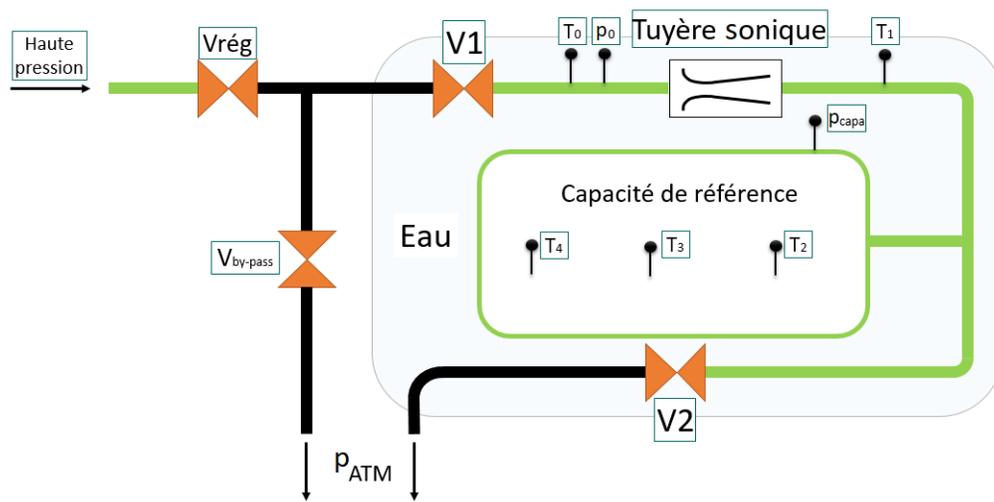


FIGURE 2.12 – Schéma de fonctionnement de l’installation d’étalonnage primaire de Cesame (phase/étape 3 de stabilisation finale). La vanne V1 est fermée à son tour. Une certaine quantité d’air sous pression est retenue dans la capacité de référence. Après la stabilisation des paramètres de pression et de température, les grandeurs finales peuvent être enregistrées pour accéder au débit massique de fluide ayant traversé la tuyère sonique.

prend fin avec la fermeture automatique de V1. Une marge de sécurité est considérée avant d’atteindre le rapport critique maximum de la tuyère pour toujours conserver un régime critique au niveau du col. Après la stabilisation finale (dernière phase de stabilisation en pression présentée sur le schéma de la Figure 2.12) des paramètres de pression et de température et grâce à la connaissance précise du temps de remplissage, le débit massique de fluide ayant transité au travers de la tuyère peut être facilement calculé à partir des conditions finales et des conditions initiales. Des critères concernant les paramètres de pression et température lors des stabilités initiale et finale permettent de valider les points d’essai. A la fin de tout le processus l’installation est entièrement vidée de l’air qui est relâché dans l’atmosphère par $V_{by-pass}$ sur les schémas Figures 2.10 à 2.12. Un cycle pour un nouvel étalonnage peut alors recommencer. Lorsque l’installation n’est pas utilisée, une faible surpression dans la capacité est maintenue pour éviter une éventuelle contamination extérieure par de l’air atmosphérique humide qui remonterait le circuit.

Un point d’étalonnage est associé à une pression amont p_0 constante. Une pression d’étalonnage constitue un palier de pression. Différentes pressions d’étalonnage peuvent être choisies constituant différent paliers de pression qui sont chacun reliés à un nombre de Reynolds précis. En général, c’est avec 5 à 6 paliers de pression que sont étalonnées chaque tuyère pour une utilisation courante. Pour l’obtention de la

courbe d'étalonnage complète, une durée d'environ deux semaines de travail est généralement nécessaire (étalonnage de la tuyère, montage et démontage de la tuyère inclus accompagnées des vérifications d'étanchéités adéquates). Cela représente environ 3 à 5 points d'étalonnage par palier de pression, le critère de validation étant la reproductibilité. Chaque point d'étalonnage peut demander jusqu'à 2h de mesure. La plage des pressions d'étalonnages réalisables s'étend de 6 bar à 60 bar en amont de la tuyère (la plage totale des pressions possibles est de 3 bar à environ 63 bar, mais en dessous de 6 bar l'incertitude augmente fortement). La capacité est disposée dans une piscine, sous l'eau, à température contrôlée, afin d'uniformiser les conditions à l'ensemble de la zone d'intérêt tout en accélérant le processus de stabilisation et en limitant les vibrations. L'incertitude pour l'étalonnage des tuyères soniques chez Cesame peut être considérée comme inférieures à 0,12% pour la valeur du coefficient de $A \cdot C_d$. L'incertitude minimale est de 0,11% ($k = 2$) sur la valeur du $A \cdot C_d$ pour des pressions supérieures à 10 bar, avec A représentant la section au niveau du col de la tuyère sonique. Les sources d'incertitudes pour la mesure du coefficient de décharge peuvent provenir de facteurs tels qu'une mauvaise stabilité des paramètres de pression ou de température et peuvent aussi dépendre de la dimension de la tuyère. La mesure du diamètre insuffisamment précise peut également contribuer à faire croître l'incertitude si le C_d est le seul paramètre observé. Aussi l'incertitude est donnée sur le paramètre $A \cdot C_d$ car réutilisé de la même façon sur le banc secondaire, ce qui permet de ne pas ajouter l'incertitude liée à la section du col. La Figure 2.9 présente une photographie de cette installation primaire où il est possible de reconnaître, peinte en rouge, la capacité de référence et le volume entre les deux vannes à fermeture rapide V1 et V2 (elle-même visible, peint en gris, aux jonctions des parties peintes). Le circuit d'arriver de l'air sous pression est peint en orange et la conduite de sortie de l'air vers l'atmosphère est peinte en vert. Des obturateurs permettent de vérifier l'étanchéité des vannes V1 et V2 avant chaque campagne d'essai. Tous ces éléments sont placés dans une cuve en acier inoxydable, qui est remplie d'eau en condition de fonctionnement nominal. Les autres éléments visibles sur la photographie de droite constituent le circuit de réchauffage de l'air, avec le ballon d'eau chaude en bleu adossé à une chaudière au gaz (en dehors du champ de ces photographies). L'air sous pression est une première fois détendu de 200 bar à moins de 60 bar ce qui abaisse fortement sa température parfois largement en dessous de 0°C. Pour limiter la variation du C^* par exemple et homogénéiser la température d'étalonnage, l'air sous pression est réchauffé par l'échangeur thermique, le ramenant à une température aux alentours de 20°C. Une soupape de sécurité (invisible sur cette photographie) protège l'installation en cas de conditions de fonctionnement supérieures à 65 bar ou de pic de pression. Pour finir, un filtre à air (dans le fond de la photographie) empêche que d'éventuelles particules, dans le fluide, arrivent jusqu'à l'installation. La salle de commande est au-dessus de l'installation et profite d'une insonorisation qui limite le bruit pour l'opérateur.

2.3.1.2 Calcul d'incertitude pour les points étalonnages de l'installation primaire

Le calcul de l'incertitude suit les exigences du guide pour l'expression de l'incertitude de mesure (GUM⁹). Un calcul d'incertitude pour l'incertitude relative élargie est effectué pour chaque palier de pression à partir de la moyenne des données de mesure. Le calcul est issu de la formulation du mesurande $A \cdot C_d$ de l'Équation 2.9 qui se décompose à partir des incertitudes de chaque source d'erreur comme référencés dans l'Équation 2.10,

$$A \cdot C_d = \frac{V \cdot \sqrt{\frac{M}{\mathcal{R}} \cdot T_0} \cdot \left(\frac{p_f}{T_f \cdot Z_f} - \frac{p_i}{T_i \cdot Z_i} \right)}{t \cdot C^* \cdot p_0}, \quad (2.9)$$

$$U'(A \cdot C_d) = 2 \cdot \sqrt{\frac{\left(\frac{\partial A \cdot C_d}{\partial p_0} \right)^2 \cdot u(p_0)^2 + \left(\frac{\partial A \cdot C_d}{\partial p_i} \right)^2 \cdot u(p_i)^2 + \left(\frac{\partial A \cdot C_d}{\partial p_f} \right)^2 \cdot u(p_f)^2 + \left(\frac{\partial A \cdot C_d}{\partial V} \right)^2 \cdot u(V)^2 + \left(\frac{\partial A \cdot C_d}{\partial T_0} \right)^2 \cdot u(T_0)^2 + \left(\frac{\partial A \cdot C_d}{\partial T_i} \right)^2 \cdot u(T_i)^2 + \left(\frac{\partial A \cdot C_d}{\partial T_f} \right)^2 \cdot u(T_f)^2 + \left(\frac{\partial A \cdot C_d}{\partial t} \right)^2 \cdot u(t)^2 + \left(\frac{\partial A \cdot C_d}{\partial Z_i} \right)^2 \cdot u(Z_i)^2 + \left(\frac{\partial A \cdot C_d}{\partial Z_f} \right)^2 \cdot u(Z_f)^2 + \left(\frac{\partial A \cdot C_d}{\partial \mathcal{R}} \right)^2 \cdot u(\mathcal{R})^2 + \left(\frac{\partial A \cdot C_d}{\partial \mathcal{M}} \right)^2 \cdot u(\mathcal{M})^2}{\sigma(A \cdot C_d)^2}}, \quad (2.10)$$

$$\sigma(A \cdot C_d) = \alpha_j \cdot \sigma_j / \sqrt{j}. \quad (2.11)$$

Les différents termes de l'Équation 2.10 représentent les variables qui sont relevées à partir de l'incertitude propre des instruments (capteurs) de mesure ou dans le cas de valeurs entières (comme le volume V ou le temps t), il s'agit de l'incertitude sur la mesure de ces valeurs entières. Les variations de volume de la capacité dues à la pression et à la température sont prises en compte. Dans les Équations 2.9 et 2.10, i , f et 0 sont respectivement les conditions initiales, finales et totales. L'écart type σ fait également partie du calcul des incertitudes composées et dépend de la plage de répétabilité. Celle-ci est obtenue à partir d'un minimum de trois points expérimentaux j . La majorité des paliers de pression demandent au minimum trois points de mesure répétables. Cela représente le minimum suffisant pour établir de la validité d'un palier de pression. Dans le cas des basses pressions, cinq points minimum de répétabilité sont nécessaires à cause de la plus grande incertitude sur la détermination des points expérimentaux. Lorsque l'incertitude de mesure augmente, d'autres points expérimentaux doivent être réalisés jusqu'à l'obtention d'une répétabilité suffisante. La répétabilité, des points de mesures, est calculée comme dans l'Équation 2.11 avec des coefficients empiriques issues de l'expérience et donnés pour $j = 3$ soit $\alpha_{j=3} = 2,265$ et pour $j = 5$ soit $\alpha_{j=5} = 1,435$.

9. GUM 1995 "Evaluation of measurement data - Guide to the expression of uncertainty in measurement" [JCGM 100 :2008] pour l'Évaluation des données de mesure - Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure.

Dans le cas où le coefficient de décharge est nécessaire, par exemple dans les comparaisons internationales, il peut être facilement extrait (au moyen de la connaissance précise du diamètre de la section de passage). Des sources d'erreurs additionnelles sont listées dans les sections suivantes. Au registre des sources possibles d'incertitudes, des essais ont été menés en interne pour comprendre l'influence de la dimension des tuyères sur les possibles sources d'incertitude. L'importance relative des sources d'incertitudes varient en fonction du diamètre des tuyères. Cette caractérisation a montré que pour des tuyères de 20 mm de diamètre, la source d'incertitude majoritaire est d'abord le temps de remplissage très bref (jusqu'à 40 % d'importance relative à basse pression et jusqu'à 60 % à haute pression). La pression initiale et la température finale joue également un rôle à basse pression jusqu'à 20 % et 40 % respectivement. Globalement ces importances relatives diminuent avec la répétabilité. Pour les petits diamètres c'est encore la température finale et la pression initiale qui porte les importances relatives les plus importantes (jusqu'à 50 % et 20 % respectivement à basse pression) et uniquement la température finale, jusqu'à 70 %, à haute pression.

2.3.1.3 Incertitude additionnelle venant de la mesure du diamètre de la tuyère

Afin de comparer les courbes d'étalonnage venant de plusieurs tuyères entre elles, le C_d doit être extrait du mesurande $A \cdot C_d$. Pour les tuyères usinées, les mesures dimensionnelles ont permis de déterminer plusieurs valeurs de diamètre (cf. Section 2.2.4). Une incertitude associée à la mesure du diamètre $U'(d)$ doit donc être ajoutée à l'incertitude des points d'étalonnage. Cette incertitude est considérée séparément de l'incertitude venant des mesures effectuées par l'installation expérimentale $U'(A \cdot C_d)$. Cette contribution supplémentaire à l'incertitude sur l'estimation du coefficient de décharge, que l'on nomme étendue, notée $U'_{étendue}$, peut être déduite à l'aide de

$$U'_{étendue} = \left(U'(A \cdot C_d)^2 + (U'(d))^2 \right)^{0,5}. \quad (2.12)$$

À partir de l'Équation 2.12, la Table 2.6 considère des incertitudes, que la variation de la mesure du diamètre génèrent, sur l'évaluation de $U'_{étendue}$. Ce tableau est organisé comme la Table 2.3, chaque ligne correspond à une tuyère et chaque colonne correspond au $U'_{étendue}$ issue d'une méthode d'estimation du diamètre. La première colonne correspond à l'incertitude de l'installation expérimentale de Cesame, la seconde colonne correspond à la mesure certifiée à la position $z/d = 1,9$ dans la partie cylindrique et la troisième colonne, avec d_i , correspond au diamètre obtenu par la méthode de la norme. Enfin, la dernière colonne de la Table 2.3, avec d_{Pratt} , est issue de l'approximation du cercle minimal passant par les points des 8 génératrices de mesure.

Tuyères	$U'_{étendue}$ (C_d , pVT,t) %	$U'_{étendue}$ (C_d , $d_{Hexagon}^{\text{TM}}$) %	$U'_{étendue}$ (C_d , d_i) %	$U'_{étendue}$ (C_d , d_{Pratt}) %
1	0,1	0,102	0,104	0,102
2	0,1	0,102	0,102	0,102
3	0,1	0,102	0,109	0,102
4	0,1	0,101	0,104	0,101
5	0,1	0,101	0,108	0,102
6	0,1	0,101	0,113	0,103
7	0,1	0,1005	0,129	0,104
8	0,1	0,1005	0,115	0,103
9	0,1	0,1005	0,102	0,102
10	0,1	0,101	0,113	0,104

TABLE 2.6 – Incertitude finale $U'_{étendue}$ associée à la méthode d'estimation du diamètre.

Ainsi, le passage des mesures de diamètre certifiées à un diamètre sensiblement inférieur obtenu à l'aide de la méthode de Pratt, augmente $U'_{étendue}$ de 0,002 % en moyenne. La méthode de mesure de la norme est la plus défavorable pour le $U'_{étendue}$. Pour la Tuyère n°7, $U'_{étendue}$ augmente de 0,029 %. Cette tuyère présente un écart plus important entre la mesure certifiée et le calcul de la section minimale.

La contribution de la mesure du diamètre, dépend évidemment de l'incertitude de mesure des instruments dimensionnels. Comme l'incertitude de mesure des instruments reste identique quel que soit le diamètre, l'incertitude issue de la mesure du diamètre augmente donc inversement proportionnellement au diamètre. En conclusion, de façon générale, l'effet de la variation du diamètre sur $U'_{étendue}$ reste très faible par rapport à l'incertitude initiale de l'installation primaire. Au final, comme pour les tuyères usinées, un diamètre de mesure certifié avec une incertitude inférieure ou égale à $\pm 0,001$ mm pourrait être un prérequis pour l'incertitude du diamètre lui-même, afin de minimiser l'incertitude de la courbe d'étalonnage.

2.3.1.4 Considération de la viscosité

Dans les considérations de la méthode pVT,t et pour des conditions soniques, le nombre de Reynolds est calculé au niveau du col cylindrique de la tuyère avec la viscosité dynamique de l'air sec déterminé par la relation de Sutherland [147] :

$$\mu = \mu_0 \cdot \sqrt{\frac{T_c}{273,15}} \cdot \frac{1 + 120/273,15}{1 + 120/T_c}, \quad (2.13)$$

où la viscosité n'est dépendante que de la température, avec $\mu_0 = 170,8 \times 10^{-7}$ Pa.s et où T_c est la température de l'air au niveau du col de la tuyère avec $T_c = 0,8333 \cdot T$ et T la température génératrice (T_0)

mesurée en amont de la tuyère à une distance d'environ $2 \cdot d$ du plan d'entrée (la température critique est $T^* = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right) \cdot T_0$). Pour les comparaisons internationales et à partir de l'exigence de la norme sur le nombre de Reynolds au col calculé à partir des conditions d'arrêt à l'entrée de la tuyère (norme, section : 2.4.2 [1]), il est obligatoire de tenir compte de la viscosité dynamique à l'entrée de la tuyère. Cela a pour conséquence de déplacer légèrement les points de mesure (issues de la méthode primaire) vers des nombres de Reynolds inférieurs. En général, si l'on considère uniquement un type de mesure de viscosité, les incertitudes sur les nombres de Reynolds sont trop faibles pour être représentées graphiquement (comparativement à la gamme des nombres des Reynolds qu'il est possible de parcourir). Mais, comme le type de mesure de viscosité a aussi une incidence sur le nombre de Reynolds et à terme, sur la position de la courbe d'étalonnage, il serait convenable d'ajouter une incertitude qui reflète le choix du calcul de la viscosité. En considérant ou non la prise en compte de la viscosité au col et après quelques simplifications, on propose une tendance linéaire pour cette incertitude qui est basée sur la pression génératrice : $U'(Re) = 20969 \times p_0 - 3971, 8$.

2.3.1.5 Considération sur la fonction de débit critique

La fonction de débit critique C^* , caractérise les propriétés thermodynamiques de l'écoulement et est égale à la fonction $f(\gamma)$ défini par l'équation du débit si le gaz est parfait. Sa formulation est donnée dans la norme et couvre des plages de pression entre 0,1 MPa et 20 MPa et des plages de température entre 250 K et jusqu'à 600 K.

La méthode mentionnée dans AGA Report No 8 peut être également être utilisée pour déterminer la fonction de débit critique d'un gaz avec une incertitude de 0,05 % (à 95 % de niveau de confiance) [3]. Dans la perspective d'améliorer les incertitudes de mesure, l'Annexe O donne un comparatif entre les données de la norme et celle du logiciel RefpropTM¹⁰ qui fournit les propriétés thermophysiques des fluides purs et des mélanges dans une large gamme de conditions de fluides. Des références et des pistes d'améliorations venant de la littérature et plus largement associées à la méthode pVT,t sont référencées dans l'Annexe P.

2.3.1.6 Installation secondaire d'étalonnage à haute pression

L'installation secondaire d'étalonnage à haute pression de Cesame est accréditée Cofrac (Comité Français d'Accréditation) sur la base des normes ISO 17025 et ISO 17020 et certifiée par LNE (Laboratoire National de mesure et d'Essais). Cette installation représente le principal équipement d'essai du laboratoire

10. RefpropTM est un programme informatique, distribué par le biais du NIST (National Institute of Standards and Technology, ou NIST qu'on peut traduire par Institut national des normes et de la technologie, qui est une agence du département du Commerce des États-Unis), qui fournit les propriétés thermophysiques des fluides purs et des mélanges dans une large gamme de conditions de fluides, y compris les phases liquides, gazeuses et supercritiques. Il contient des modèles mathématiques évalués de manière critique, dans le but de représenter les propriétés dans les limites de l'incertitude des données expérimentales sous-jacentes utilisées pour leur développement. Ces propriétés (telles que la densité, la pression de vapeur, la viscosité, l'enthalpie, etc.) peuvent être utilisées pour fournir des données thermophysiques précises aux utilisateurs de l'industrie chimique, de l'industrie pétrolière et du monde universitaire.

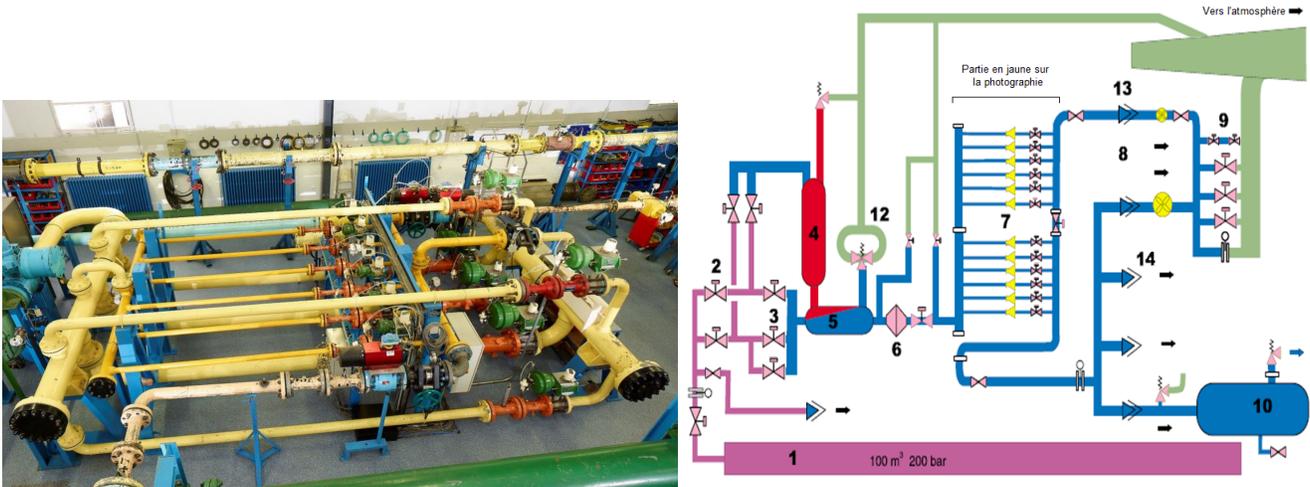


FIGURE 2.13 – À gauche une photographie de l'installation d'étalonnage à haute pression de Cesame et à droite son schéma détaillé.

Débit maximal	de 0,003 à 20 kg/s
Gamme de pression	de 1 à 40 bar
diamètre de conduite	de DN25 à DN400
Incertitude de mesure	0,22% sur le $A \cdot C_d$ pour des pressions jusqu'à 40 bar ($k=2$)
Fluide de travail	Le même air sec que l'installation primaire.

TABLE 2.7 – Données techniques de l'installation d'étalonnage à haute pression de Cesame.

pour les essais réglementaires sur des compteurs de gaz. Cette installation utilise de l'air sec sur le même réseau de distribution que l'installation primaire. Cela permet non seulement d'effectuer des essais sous pression, mais aussi de traiter avec des débits importants à basse pression. L'utilisation de tuyères soniques comme étalon de transfert et comme référence, permet d'obtenir des incertitudes faibles. L'installation réalise des étalonnages à partir d'un réseau de 12 tuyères soniques cylindriques montées en parallèles à l'intérieur de conduites (indice n°7 sur le schéma de la Figure 2.13). Ces tuyères ont elle-même été étalonnées majoritairement par l'installation primaire, facilement disponible dans les locaux du laboratoire. Pour les autres tuyères d'un diamètre supérieur à 12 mm, l'étalonnage est effectué directement sur l'installation secondaire en dégradant l'incertitude. La Figure 2.13 montre des photographies de cette installation dont les principales caractéristiques sont énumérées dans la Table 2.7. Les tuyères étalons sont prises entre les manchettes en orange et des débitmètres sont en cours d'étalonnage sur la droite de la photographie.

Le schéma de l'installation d'étalonnage en pression et en débit est représenté sur la Figure 2.13. Les différents éléments sont indiqués à l'aide d'indices numérotés et le sens de circulation du fluide sous pression

et indiqué par des flèches en noir. L'installation utilise en amont l'air comprimé du site qui représente au total 100 m^3 sous une pression de 200 bar (en indice n°1) avec des auxiliaires comme des réfrigérants, des dessiccateurs et déshuileurs

Le banc d'étalonnage, proprement, dit comprend :

- Des vannes d'arrêts et de régulations comportant un double système de vannes (air froid/air chaud) pour les faibles et grands débits (en indices n°2 et n°3 sur le schéma de la Figure 2.13).
- Un réchauffeur à accumulation dans lequel une partie de l'air utilisé est réchauffé (en indice n°4).
- Un mélangeur dans lequel l'air réchauffé est mélangé avec de l'air froid venant directement des réservoirs (en indice n°5).
- Un filtre de 5 micromètres (en indice n°6).
- Un double faisceau (en peigne) de canalisations portant 12 tuyères qui permettent de créer le débit qui traversera l'appareil à tester. Les vannes d'arrêt placées derrière chaque tuyère permettent différentes configurations de tuyères pour agir sur une très large plage de débits (en indice n°7).
- Trois lignes d'essais de longueur et de diamètres différents dont une pour travailler avec la pression atmosphérique (en indice n°8).
- Des vannes de détente permettant de régler la pression qui règne au niveau de l'appareil en essai (en indice n°9).
- Une capacité de 10 m^3 , de 2 m de diamètre, comme réservoir tampon pour les essais de débit des soupapes de sûreté (en indice n°10).
- Une soupape de sécurité (en indice n°12).

L'ouverture des vannes d'arrêt (en indice n°2) et de régulation (en indice n°3) permettent d'obtenir une pression stable en amont des étalons que sont les tuyères Venturi (en indice n°7). La pression régnant au niveau de l'appareil (en indice n°8), placé en aval des tuyères, sera régulée grâce aux vannes de régulation avalées (en indice n°9). L'air est ensuite rejeté à l'atmosphère via un sas acoustique. Selon l'appareil testé, une ou plusieurs tuyères peuvent être utilisées en même temps.

Pour les essais de ratio de pression critique (CBPR), le groupe de tuyères à tester a été placé au niveau de l'indice n°13 du schéma de la Figure 2.13 sur la ligne d'essais et au niveau de l'indice n°14 pour les mesure de C_d à basse pression. Pour les cas des essais à basse pression, les tuyères ont été disposées en amont d'un système additionnel d'aspiration (qui n'est pas représenté sur le schéma technique) de façon à placer la tuyère en régime critique.

Débit maximal	de 8 m ³ /h à 7200 m ³ /h
Gamme de pression	de 16 bar à 50 bar
Gamme de température	de 8 °C à 20 °C (stabilité < 0,1 K pendant les tests)
Incertitude de mesure	Maximum 0,15 % (k=2)
Fluide de travail	Gaz naturel avec C^* estimée à 0,065 % (k=2) et l'incertitude sur la masse molaire à 0,1 % (k=2)

TABLE 2.8 – Données techniques de Pigsar™.

2.3.2 Moyen d'essais de la PTB-Pigsar™

En coopération et sous la supervision de la PTB, les installations de Pigsar™ sont chargés du maintien et de la diffusion de l'unité allemande du volume de référence pour le gaz naturel (GN) sous haute pression. L'installation d'essai de Pigsar™ est décrite en détail et référencée par Bremser et collab., et Kramer et collab., en 2003 et certaines de ses caractéristiques sont résumées dans la Table 2.8 [23, 82, 100, 99]. Cette installation utilise du gaz naturel à des pressions comprises entre 16 et 50 bar. La traçabilité est basée sur la méthode primaire (HPPP : High Pressure Piston Prover) utilisant un piston parcourant l'intérieur d'un cylindre de dimension précisément mesurée, qui met en mouvement un volume de gaz sous haute pression. Un capteur de température et de pression ainsi que des sondes appropriées de mesure sont judicieusement disposés à l'intérieur du cylindre pour enregistrer à tout instant la position du piston. Des mesures de densité de gaz sont effectuées avec des bilans d'étanchéité (buoyancy balance). La fonction de débit critique C^* , est calculée à l'aide des équations d'état AGA8-DC92. L'incertitude de C^* est également calculée avec les équations d'état GERG2004. L'incertitude d'étalonnage d'une tuyère sonique est annoncée à 0,15 % (entre 0,13 % et 0,16 % selon le débit) ($k = 2$). Le calcul est détaillé dans l'Annexe C.

L'installation a été conçue pour des mesures en pression jusqu'à 90 bar et 480 m³ · h⁻¹ en débit. Le dispositif HPPP qui sert d'installation primaire est illustré sur la Figure 2.14 par la photographie de gauche, avec la ligne d'installation secondaire sur la photographie de droite. Le banc d'essai primaire HPPP étalonne les compteurs à turbine comme étalons de transfert ("piston prover" sur le schéma de la Figure 2.14, les flèches en noir montrent le sens de circulation du fluide sous pression). Deux compteurs à turbine sont utilisés afin de minimiser les erreurs de mesure ("transfer meters" sur le schéma de la Figure 2.14). Ensuite, ces deux compteurs à turbine peuvent être utilisés pour étalonner les débitmètres ("working section for meter under test" sur le schéma de la Figure 2.14). C'est avec cette installation secondaire que les mesures présentées dans la suite de ce document ont été obtenues pour les pressions les plus élevées. Les mesures à basse pression ont été obtenues sur une autre installation de la PTB (visible sur la Figure 2.14 schématisée et en photographie), avec de l'air comme fluide de travail et à des pressions jusqu'à 16

bar. Cette installation est décrite dans la prochaine section.

2.3.3 Installation en air de la PTB

L'installation de la PTB est également disposée pour l'étalonnage de tuyère en air pour des débits volumiques supérieurs à $100 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ à l'aide d'un compteur de transfert. La chaîne de traçabilité commence par un piston qui est utilisé pour étalonner les tuyères soniques à des débits inférieurs à $100 \text{ m}^3 \cdot \text{h}^{-1}$ avec une incertitude de 0,06 % ($k=2$). Ces tuyères sont ensuite utilisées sur un banc d'essai secondaire pour l'étalonnage des compteurs. L'incertitude est d'environ 0,08 %. Cependant, l'étalonnage de tuyère nécessite une étape supplémentaire, car la capacité des pompes à vide ne permet pas l'étalonnage de deux tuyères en série. C'est pourquoi un compteur étalon de transfert est utilisé avec une très bonne reproductibilité ce qui permet ensuite d'étalonner une tuyère. La pression d'entrée des tuyères en essai se compose d'une plage de pression de 90 kPa jusqu'à 100 kPa. La composition de l'air sec est connue comme le taux d'humidité (mesurée à l'aide d'appareils de mesure du point de rosée). Enfin, l'incertitude est déclarée à 0,12 % ($k=2$) pour la valeur C_d d'une tuyère. C'est sur cette installation que les points expérimentaux sont réalisés par la PTB aux plus basses pressions. L'étalonnage des tuyères s'effectue à la place des compteurs en essai ("meter under test" sur le schéma de la Figure 2.14).

2.4 Conclusion et résumé des plages de débit couverts par les moyens expérimentaux mis à disposition

L'organisation de ce chapitre a suivi une logique de présentation des médias utilisée pour l'étude de l'état de surface des CFVN sur l'incidence de la mesure du débit. Un groupe de dix tuyères ont été fabriquées. Un dispositif de palpation renseigne des qualités dimensionnelles de chaque pièce. Les données associent les observations micrométriques aux résultats macroscopique par un ensemble de moyen de mesures basés sur des technologies reconnues internationalement et dont la maîtrise représente un savoir-faire élevé. Pour résumer l'apport de ces moyens expérimentaux, les gammes de débit, couvertes pour ce manuscrit, sont graphiquement représentées sur la Figure 2.15. Les tuyères sont testées sur chaque installation. Une large gamme de débits peut ainsi être explorée et cela permet de comparer les résultats en fonction des technologies employées. Le détail des résultats dimensionnel et des mesure d'étalonnage en pression seront traités dans le chapitre suivant.

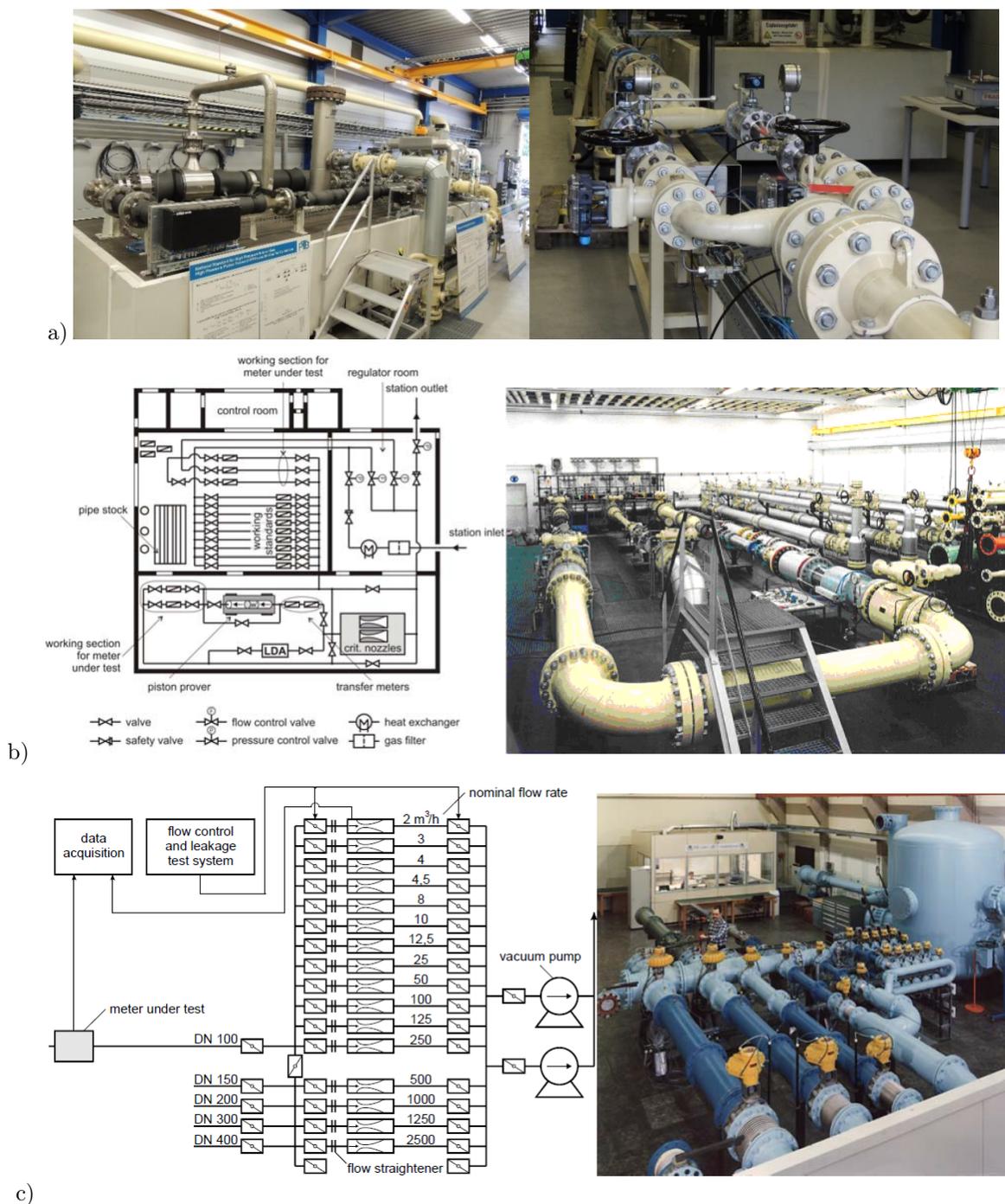


FIGURE 2.14 – En a), un photographie de l'étalon primaire HPPP (à gauche) et de ligne d'étalonnage secondaire (à droite) dans les locaux de la PTB-Pigsar™ [82]. En b), le schéma de l'installation de Pigsar™ avec une photographie et en c), le schéma de l'installation en air de la PTB avec une photographie [82].

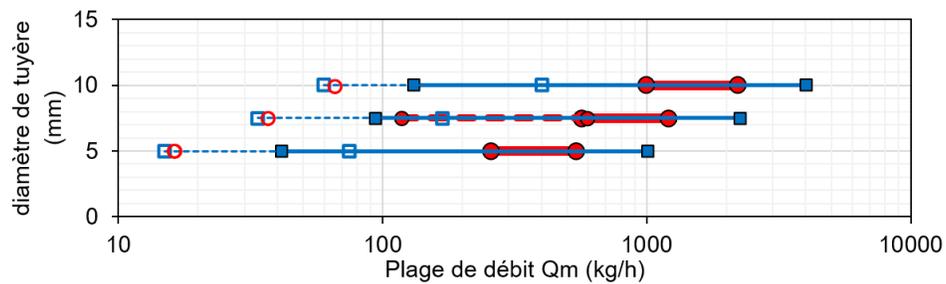


FIGURE 2.15 – Plage de débits massiques couvertes pour ce travail de thèse par les installations expérimentales en fonction des diamètres du groupe de tuyère. La plage entre les carrés bleus pleins correspond aux débit couverts par l'installation primaire de Cesame (M6) et celle entre les carrés bleus vides correspond aux débit couverts par l'installation haute pression de Cesame (M1). Les deux fonctionnent avec de l'air. La plage entre les cercles en rouge plein correspond aux débit couverts par l'installation de PigsarTM fonctionnant au gaz naturel (NG). La ligne pointillée rouge représente la portée de l'installation à haute pression de la PTB. Les cercles rouges vides représentent des mesures effectuées par l'installation d'air à basse pression de la PTB.

Chapitre 3

Résultats d'étalonnages des tuyères expérimentales

Ce chapitre présente les résultats principaux de la partie expérimentale. Après avoir exposé les technologies des bancs d'essais mis à disposition et détaillé et validé les dimensions du groupe de tuyères, les pièces sont étalonnées à l'aide des moyens expérimentaux. Des éléments du cadre de la mesure seront rappelés en premier. Ensuite, les résultats seront présentés dans l'ordre croissant par paliers de diamètres (sur trois graphiques au travers des Figures 3.1, 3.3 et 3.4 soit pour les diamètres aux alentours de 5 mm, aux alentours de 7,5 mm et aux alentours de 10 mm). Les tuyères sont numérotées de 1 à 10 et elles seront comparées en fonction des technologies d'étalonnages, de tuyère de référence et de courbe semi-empirique issues de la littérature. Les Tuyères Cesame se réfèrent aux informations à propos des étalons appartenant à la base de données de Cesame, en prenant des lettres latines comme désignation. L'objectif de ce chapitre est d'observer l'influence de l'état de surface sur le coefficient de décharge C_d . Enfin, un modèle phénoménologique de l'influence des paramètres géométriques des tuyères sur leur comportement physique est proposé.

3.1 Cadre de la mesure et éléments de comparaison

L'étude des tuyères regroupe une petite communauté scientifique qui s'intéresse à l'évolution des coefficients de décharge C_d en fonction des nombres de Reynolds Re_d . Cela représente le contexte clé qui motive les acteurs internationaux avec une méthodologie précise autour d'incertitudes faibles proches de 0,1 %. La suite se positionne dans cette dynamique en reprenant le même cadre de fonctionnement.

Chaque mesure expérimentale est répétée plusieurs fois dans des conditions aussi similaires que possible afin d'assurer la meilleure répétabilité et ainsi déterminer l'incertitude associée. Chaque point d'étalonnage est alors la moyenne de plusieurs mesures expérimentales. Le minimum est de trois points expérimentaux. Chaque Re_d est assimilable à une pression d'étalonnage. Chez Cesame, il est coutumier de parler d'un palier de pression pour une pression d'étalonnage s'écrivant avec un nombre entier naturel. Pour chaque

tuyère et dans la mesure de la disponibilité des installations, le nombre total de paliers réalisés a pu être triplé, par rapport à l'usage courant et aux recommandations des industriels, afin de lisser au maximum les courbes expérimentales, là où l'information du C_d était manquante. Sur le banc primaire (cf. Section 2.3.1.1), les Re_d correspondent à des paliers de pression entre 3 bar et 60 bar et permet d'accéder au régime turbulent de la courbe d'étalonnage¹. Le banc secondaire d'étalonnage haute pression permet d'accéder au régime laminaire de la courbe d'étalonnage avec de Re_d entre 6 bar et 0,8 bar pour des conditions d'aspiration du fluide en aval² (cf. Section 2.3.1.6). Le terme "M1" fait référence aux mesures obtenues à l'aide cette dernière l'installation. Les Re_d de Cesame varient sur une plage totale entre $6,0 \times 10^4$ et $8,0 \times 10^6$.

Les données obtenues à l'aide des installations de Cesame, en air, sont comparées, dans un premier temps, aux données obtenues par les installations allemandes du PTB à basse pression en air et à haute pression à PigsarTM en gaz naturel. La référence de ces étalonnages reste l'installation primaire HPPP. Ainsi les points expérimentaux de plusieurs technologies différentes, validées au travers de leurs moyens primaires respectifs, peuvent être croisées donnant un ensemble de mesures plus cohérentes. Les tendances observées valident ainsi un haut degré de représentativité.

Toutes les données seront confrontées aux données de la norme et aux courbes semi-empiriques de la communauté les plus représentatives. En ce qui concerne la norme, on rappelle que deux courbes de références sont disponibles pour les tuyères cylindriques. Une première par l'intermédiaire d'une équation et de coefficients empiriques (cf. Section 1.2) qui sont issues de documents publiés et une seconde au moyen d'un tableau de valeur (norme, Table A.3 [1]), mais qui n'est pas représentative bien qu'elle soit toujours inscrite dans la norme. Ces deux courbes présentent un écart qui est connu de la communauté et cela va être corrigé dans une prochaine version révisée de la norme. Pour cette raison, des courbes semi-empiriques, plus récentes et validées par des publications, sont ajoutées comme des indications supplémentaires du positionnement relatif des courbes les unes par rapport aux autres [102, 103]. Ces courbes dépendent aussi des fluides et des technologies d'étalonnage utilisées.

Pour achever le comparatif, chaque palier de diamètres similaires est confronté à une ou plusieurs

1. Des points d'étalonnage ont été réalisés, dans le régime d'écoulement laminaire à basse pression avec la méthode pVT,t. Ces mesures ne sont pas représentées sur les graphiques mais elles sont regroupées dans l'Annexe K. Ces mesures ont permis de faire apparaître une mauvaise étanchéité d'une vanne à basse pression (Re_d de $6,3 \times 10^4$ jusqu'à 4×10^5). Toutefois, ces relevés montrent quand même une superposition des courbes dans le régime d'écoulement laminaire, la perte de matière sur la vanne étant similaire pour chaque palier de diamètre de tuyère.

2. Les étalonnages à basse pression (majoritairement en régime laminaire) ont été réalisés sur l'installation secondaire à haute pression de Cesame à l'aide d'une pompe à vide. Pour ce genre d'essais, le débit est contrôlé par les tuyères étalon montées en réseau en amont de la pièce en essai. Une pompe à vide aspire l'air en aval de la tuyère. Cela permet, pour des faibles pressions, d'accéder à des faibles Re_d tout en maintenant l'état critique de l'écoulement au col (avec un rapport de pression critique faible). Les conditions de débit sont enregistrées lorsque les paramètres de températures et de pression mesurés en amont de la tuyère sont suffisamment stables. Le ratio de pression critique est connu à l'aide d'une sonde de pression montée en aval de la tuyère à tester.

Tuyères Cesame	Diamètre d connu (mm)	Longueur de diffuseur	Gamme d'état de surface Ra (μm)		Gamme d'état de surface adimensionnée $Rz/d (\times 10^{-4})$	
			0,05	0,8	0,0906	1,448
A	5,518	$16,491 \cdot d$	0,05	0,8	0,0906	1,448
B	7,789	$16,489 \cdot d$	0,05	0,8	0,0642	1,027
C	10,007	$16,488 \cdot d$	0,05	0,8	0,0499	0,799
D	4,697	$16,4 \cdot d$	0,4	0,6	0,8511	1,277
E	10,163	$16,4 \cdot d$	0,4	0,6	0,392	0,588

TABLE 3.1 – Dimension des tuyères de Cesame utilisées comme références.

tuyères de références de Cesame. Certaines de ces tuyères sont utilisées quotidiennement par le laboratoire et sont référencées dans sa base de données. Leur inclusion dans les analyses permet d'élargir la portée des évaluations. La Table 3.1 regroupe ces pièces et donne plus de détails sur leurs dimensions comme leur diamètre connu, leur longueur de diffuseur et leur gamme d'état de surface. Concernant ce dernier point, il est important de savoir que l'état de surface des Tuyères Cesame A, B et C n'a jamais été précisément mesuré. Ces pièces sont donc supposées lisses avec un paramètre d'état de surface Ra, qui se situe entre $0,05 \mu m$ et $0,8 \mu m$ (cette gamme est différente des Ra du groupe des tuyères usinées). Une schématisation et plus d'informations sont données dans l'Annexe N.

3.2 Évolution du coefficient de décharge C_d en fonction des nombres de Reynolds Re_d

Les résultats expérimentaux sont présentés dans l'ordre croissant par palier de diamètres similaires. D'abord, les plus petits diamètres, aux alentours de 5 mm avec les Tuyères n°1, n°2 et n°3 regroupées dans la Figure 3.1. En second, les diamètres intermédiaires, aux alentours de 7,5 mm avec les Tuyères n°4, n°5, n°6 et n°10 regroupées dans la Figure 3.3 et enfin les plus grands diamètres, aux alentours de 10 mm avec les Tuyères n°7, n°8 et n°9 regroupées dans la Figure 3.4.

3.2.1 Mesures expérimentales des tuyères avoisinant 5 mm de diamètre

Sur le graphique de la Figure 3.1 sont disposées des courbes représentant l'évolution du C_d en fonction du Re_d . Les courbes en bleu sont obtenues par les installations de Cesame, en air et ces données vont être commentées en premier. Il s'agit de l'étalonnage de trois tuyères de diamètres équivalents, proches de 5 mm, mais avec des états de surfaces différentes. Ces trois tuyères correspondent aux pièces n°1, n°2 et n°3 dans la Table 2.1. La première dispose de l'état de surface le plus lisse défini par le paramètre, Ra ; la seconde, a une définition moyenne de son état de surface tandis que la dernière est la plus rugueuse. Ces différentes qualités d'état de surface sont représentées par plusieurs symboles : les cercles pour la surface la plus lisse, des triangles pour la surface de rugosité moyenne et les losanges pour la surface la plus rugueuse. L'ajout d'annotation sous forme d'étiquette directement sur le graphique (régime d'écoulement et niveau d'état de surface) est permise par le comportement régulier des courbes.

Pour cette gamme de diamètre, seule la Tuyère n°2 a été étalonnée sur l'installation secondaire à basse pression (M1). Plus en détail, l'examen de la courbe d'étalonnage de la Tuyères n°2 entre $p_0 = 0,9$ bar et 4,5 bar, révèle une augmentation de la valeur C_d pour la plage des Re_d entre 4×10^4 et 3×10^5 jusqu'à une valeur maximale du C_d d'environ 0,987 pour un Re_d de 3×10^5 . Ceci est cohérent avec un régime d'écoulement essentiellement laminaire [156, 145]. L'Annexe K montre que les autres pièces de même diamètre offrent le même comportement à ce régime. Pour les trois courbes d'étalonnages, les Tuyères n°1, n°2 et n°3, cette augmentation est suivie d'une chute de la valeur C_d entre les Re_d de $3,5 \times 10^5$ à $0,5 \times 10^6$. Cette chute des valeurs du C_d est généralement définie comme une plage de transition du régime d'écoulement. Cette plage de transition est contenue dans des Re_d entre 3×10^5 et 4×10^5 pour les Tuyères n°1 à n°3. La Table 3.2, à l'aide de la Figure 3.2, détaille les informations significatives pour chaque courbe d'étalonnage, obtenue avec la méthode pVT,t. Il est possible d'y observer que les amplitudes des chutes de C_d sont proportionnelles au niveau de l'état de surface, avec 0,36 % pour la Tuyère n°1 à 0,79 % pour la n°3. Ces trois courbes connaissent leur maximum et minimum du niveau de la transition dans la même

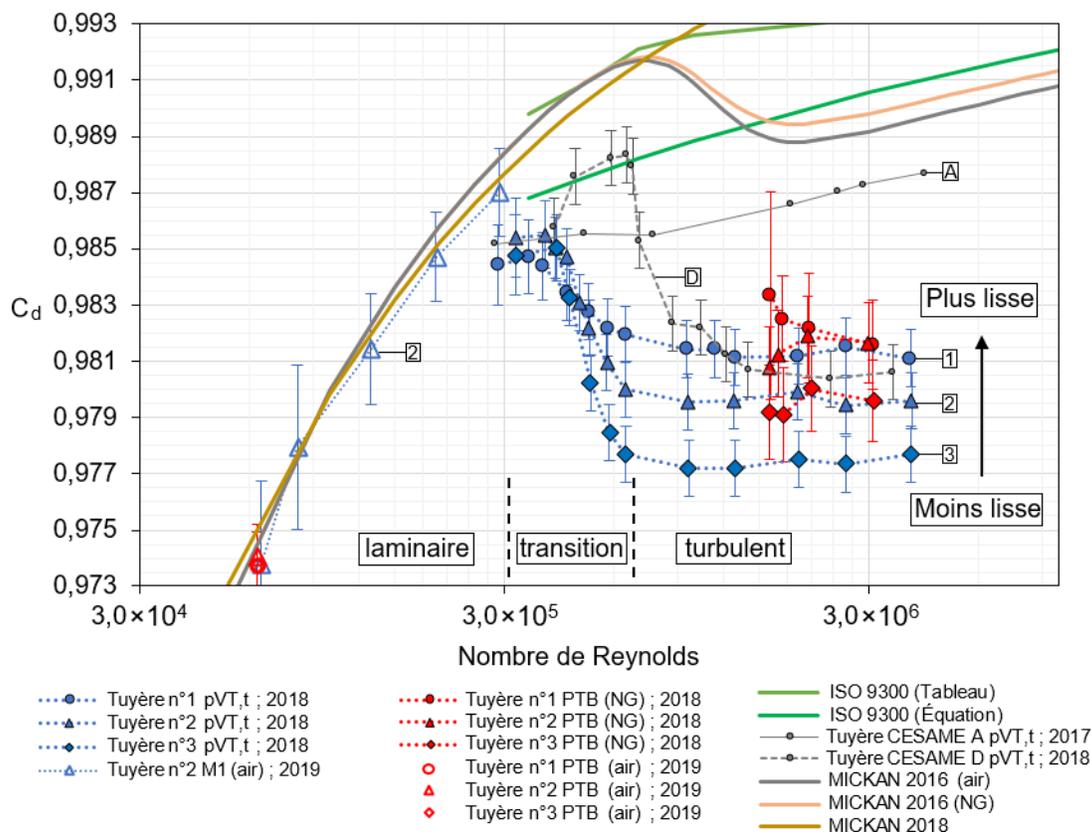


FIGURE 3.1 – Évolution des coefficients de décharges C_d en fonction des nombres de Reynolds Re_d des tuyères avoisinant 5 mm de diamètre et dont l'état de surface varie. Les courbes en bleu sont obtenues par les installations de Cesame, en air et les courbes en rouge sont obtenues par la PTB, en air et gaz naturel (NG). La Tuyère n°1 dispose de l'état de surface le plus lisse, la Tuyère n°2, a une définition moyenne de son état de surface et la Tuyère n°3 est la plus rugueuse. Ces différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. Les Tuyères A et D sont considérées comme des références, au même titre que les courbes de la littérature et les courbes de la norme en vert [1, 102, 103].

plage de Re_d entre 3×10^5 et 4×10^5 pour le maximum et $0,9 \times 10^6$ et 1×10^6 pour le minimum. Pour finir, les courbes montrent une stabilité du C_d sous la forme de plateaux pour la gamme des Re_d les plus élevés supérieurs à 1×10^6 . Cette dernière partie est mieux à même de correspondre normalement à un régime de développement turbulent de la couche limite [145, 97]. La Table 3.3 souligne la différence entre chaque courbe d'étalonnage pour les Re_d les plus élevés en moyennant les C_d . Notons que pour chaque courbe, on trouve une différence de moins de 0,2 % mais qui est supérieure aux incertitudes d'étalonnages de 0,11 %. Cette différence de palier peut être directement attribuée à l'influence de l'état de surface. Cet effet reste uniquement perceptible pour le régime de développement turbulent de la couche limite. Les points d'étalonnage certifiés par la méthode pVT,t (CIPM MRA³) sont disponibles dans l'Annexe I. La Table 3.3 permet aussi d'introduire des mesures de la PTB avec les écarts entre deux niveaux différents d'état de surface.

Les courbes en rouges ont été obtenues par les installations allemandes. Les points les plus récents obtenus par la PTB en air, à des Re_d faibles de $6,4 \times 10^4$, ce superposent exactement aux mesures de Cesame, mais également aux courbes semi-empiriques du régime laminaire, obtenue en 2016 et 2018 par Mickan et collab., [102, 103]. Ces dernières sont contenues dans les gammes d'incertitude du régime laminaire de la Tuyère n°2. Pour les Re_d les plus élevés, la comparaison des résultats avec la PTB, montre que ce laboratoire obtient systématiquement des valeurs de C_d supérieures à celles de Cesame mais de moins de 0,2 %. Les écarts entre les C_d moyennés des deux laboratoires pour les Re_d plus élevés sont regroupés dans la Table 3.4. Les écarts sont supérieurs à la différence tolérée de 0,1 % pour la gamme d'incertitude. Notons que pour la Tuyère n°1, on observe une diminution du C_d à haut Re_d inexplicée dans les mesures de la PTB. Pour notre étude, on considèrera cette différence acceptable. L'écart entre les deux laboratoires, à haut Re_d , peut être attribué à la différence des technologies utilisées et à la nature des installations, ainsi qu'à l'incertitude à haute pression et au type d'équation du coefficient C^* . Pour ces niveaux de pression, la PTB travaille avec l'installation secondaire fonctionnant avec du gaz naturel (NG) alors que la méthode primaire pVT,t de Cesame utilise de l'air.

Les "Tuyère Cesame A" et "Tuyère Cesame D" de la Table 3.1 sont du même ordre de grandeur du diamètre que les Tuyères n°1, n°2 et n°3. La "Tuyère Cesame D" a été fabriquée plus tard que l'ensemble des tuyères étudiées, mais provient du même fabricant. "Tuyère Cesame A", en revanche, est une tuyère fréquemment utilisée par Cesame et qui a été fabriquée au cours des années 1980. Ces dimensions sont

3. Le Comité international des poids et mesures (CIPM) consiste à promouvoir l'uniformisation mondiale des unités de mesure. Il assure cette mission par des interventions directes auprès des gouvernements ou en soumettant des propositions auprès de la conférence générale des poids et mesures (CGPM). Le CIPM centre son action sur l'établissement d'un arrangement de reconnaissance mutuelle (MRA, pour Mutual Recognition Arrangement), accord-cadre de reconnaissance partagée des études métrologiques effectuées dans les divers états membres de la convention du mètre. Certificats disponibles à la demande : www.cesame-exadebit.fr

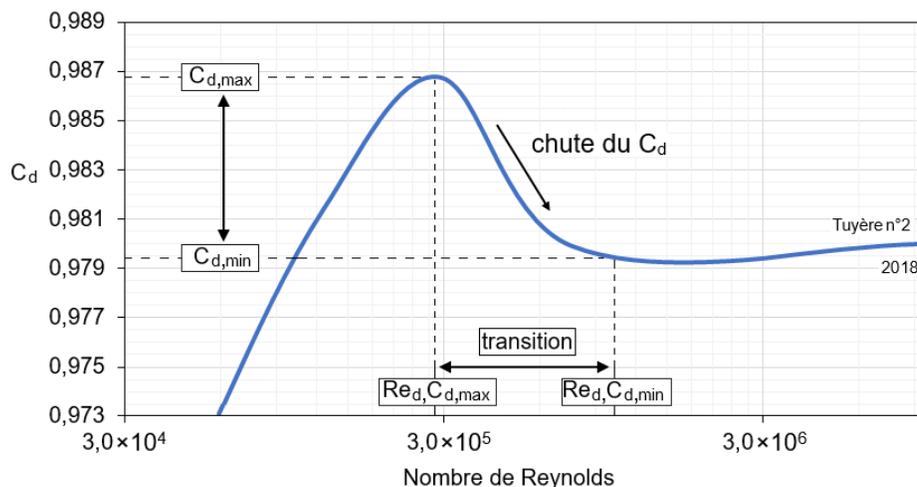


FIGURE 3.2 – Exemple d'évolution schématique du coefficient de décharge C_d en fonction des nombres de Reynolds Re_d de la Tuyère n°2, d'état de surface moyen. Le régime de transition est encadré par des relevés des C_d minimum et maximum ainsi que les Re_d qui leur sont respectivement associés. Ces valeurs sont répertoriées dans la Table 3.2.

celles connues dans la base de données du laboratoire. Toutes deux disposent d'une longueur de diffuseur d'environ $16,4 \cdot d$ mais elles n'ont jamais été étalonnées par la PTB ni subi de mesures précises plus récentes de leurs dimensions. Les étalonnages de la "Tuyère Cesame A" et de la "Tuyère Cesame D" par la méthode pVT,t en 2017 et 2018 sont représentées en gris sur la Figure 3.1.

La forme de la courbe d'étalonnage de "Tuyère Cesame D" rappelle fortement celle des Tuyères n°1, n°2 et n°3 avec une augmentation des C_d jusqu'à une valeur maximale de 0,985 pour un Re_d de 4×10^5 puis une forte diminution entre 4×10^5 et 1×10^6 , jusqu'à un plateau pour les plus hauts Re_d . En revanche, la "Tuyère Cesame A" conserve la même tendance que la courbe de référence Mickan et collab., des expériences de 2016 et de 2018 obtenues avec de l'air et du gaz naturel (NG) [102, 103]. Cette courbe de référence a été produite en utilisant des tuyères lisses et conserve une tendance où le C_d continue de croître avec les Re_d qui augmentent. Les Tuyères n°1, n°2, n°3 et "Tuyère Cesame D" étant alors, pour les plus hauts Re_d , toutes encore relativement plus ou moins rugueuses, car elles restent situées entre 0,4 et 0,6 % en dessous des courbes de référence et de la courbe de la norme pour la forme cylindrique.

Tuyères	1	2	3	D
C_d maximum	0,9847	0,9855	0,9850	0,9883
Re_d associé	350544	389298	418081	650493
C_d minimum	0,9811	0,9795	0,9772	0,9812
Re_d associé	1290382	961047	965516	1218399
Chute de C_d (%)	0,36	0,59	0,79	0,71
Re_d de la transition	820463	675172	691798	934446

TABLE 3.2 – Informations extraites de l'étalonnage des tuyères avoisinant 5 mm de diamètre.

Etats de surface	moyen - rugueux	lisse - moyen	lisse - rugueux
PTB	0,195	0,012	0,207
pVT,t	0,220	0,159	0,380

TABLE 3.3 – Différence (%) entre deux états de surface consécutifs pour les tuyères avoisinant 5 mm de diamètre.

Tuyères	1	2	3
Différence	0,060	0,211	0,246

TABLE 3.4 – Différence PTB-pVT,t (%) entre les deux technologies pour les tuyères avoisinant 5 mm de diamètre.

3.2.2 Mesures expérimentales des tuyères avoisinant 7,5 mm de diamètre

Dans la même logique que la Figure 3.1, la Figure 3.3 présente l'évolution du C_d en fonction du Re_d , pour les courbes obtenues par les installations de Cesame, en air et pour trois tuyères de diamètres équivalents, avoisinant les 7,5 mm, mais avec des états de surfaces différentes. Dans la Table 2.1, ces trois tuyères correspondent aux pièces n°4, n°5 et n°6 et sont représentées en bleu. La première dispose de l'état de surface le plus lisse défini par le paramètre, R_a ; la seconde, a une définition moyenne de son état de surface tandis que la dernière est la plus rugueuse. Là encore ces différentes qualités d'état de surface sont représentées par plusieurs symboles : les cercles pour la surface la plus lisse, des triangles pour la surface de rugosité moyenne et les losanges pour la surface la plus rugueuse. Des annotations, sous forme d'étiquette, ont encore été ajoutées sur le graphique (régime d'écoulement et niveau d'état de surface) même si le comportement est moins régulier que dans le cas des tuyères plus petites sur la Figure 3.1.

Pour les Tuyères n°4 et n°6, les étalonnages de Cesame révèlent une augmentation des valeurs C_d depuis des Re_d de $8,8 \times 10^4$ jusqu'à $5,2 \times 10^5$ pour la Tuyère n°4 et jusqu'à $3,1 \times 10^5$ pour la Tuyère n°6. Ceci est cohérent avec un régime de développement principalement laminaire de la couche limite [156, 145]. Une chute de C_d est ensuite perceptible et correspond au régime de transition avant des valeurs en plateaux de C_d , pour la plage les plus hauts Re_d du régime turbulent. Il est ainsi possible d'observer les trois régimes d'écoulement caractéristique. La Table 3.5 détaille les informations significatives pour chaque

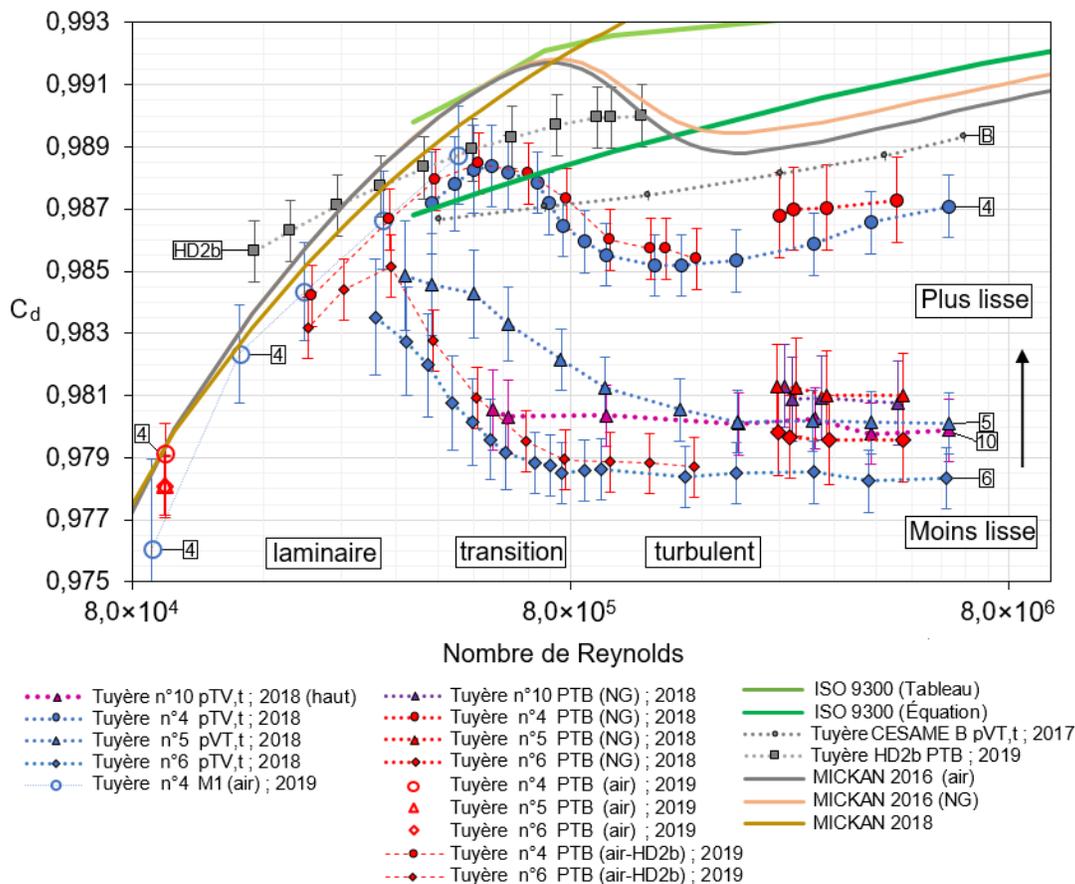


FIGURE 3.3 – Évolution des coefficients de décharges C_d en fonction des nombres de Reynolds Re_d des tuyères avoisinant 7,5 mm de diamètre et dont l'état de surface varie. Les courbes en bleu sont obtenues par les installations de Cesame, en air et les courbes en rouge sont obtenues par la PTB, en air et gaz naturel (NG). La Tuyère n°4 dispose de l'état de surface le plus lisse, la Tuyère n°5, a une définition moyenne de son état de surface et la Tuyère n°6 est la plus rugueuse. Ces différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. La Tuyère n°10 à la même définition d'état de surface que la Tuyère n°5 et un diamètre équivalent, mais avec un diffuseur plus long de $16,4 \cdot d$; sa courbe d'étalonnage est représentée en violet. La Tuyère B est considérée comme une référence, au même titre que les courbes et de littérature et les courbes de la norme en vert [1, 102, 103].

courbe d'étalonnage obtenue avec la méthode pVT,t. L'ampleur des chutes de C_d est proportionnelle aux états de surface. La courbe de la Tuyère n°4 diminue de 0,32 % avec une forme de sigmoïde (en forme de S) où C_d varie de 0,9883 à 0,9851 pour des Re_d entre $5,5 \times 10^5$ et $1,5 \times 10^6$. Pour la Tuyère n°5, cette diminution commence à un Re_d antérieur $3,5 \times 10^5$ (cf. Annexe K) et se prolonge jusqu'à un Re_d de 2×10^6 . Pour la Tuyère n°6, cette diminution est de 0,51 % jusqu'à un Re_d de $0,8 \times 10^6$. Les effets des différents états de surface tendent donc à diversifier les impacts sur les courbes. Pour les plus hauts Re_d , la Table 3.6 souligne les différences entre deux états de surfaces consécutifs. Pour chaque palier d'état de surface entre la Tuyère n°4 et la Tuyère n°5 et entre la Tuyère n°5 et la Tuyère n°6, le C_d est systématiquement inférieur de 0,2 %. Cette différence est en dehors de la gamme d'incertitude admise dans l'installation d'étalonnage de 0,11 % et marque l'influence de l'état de surface à haut Re_d . Les points d'étalonnages certifiés par la méthode pVT,t (CIPM MRA⁴) sont disponibles dans l'Annexe I. La Table 3.6 permet aussi d'introduire des mesures de la PTB avec les écarts entre deux niveaux d'état de surface différents.

Les courbes en rouges ont été obtenues par les installations allemandes. Les points les plus récents, obtenus par la PTB en air, à des Re_d faibles de $9,5 \times 10^4$, se superposent exactement aux mesures de Cesame, mais également aux courbes semi-empiriques du régime laminaire, obtenue en 2016 et 2018 par Mickan et collab., [102, 103]. Ces dernières sont contenues dans les gammes d'incertitude des mesures de la Tuyère n°4.

La Tuyère HD2b a été utilisée par la PTB, comme étalon. La courbe de cette tuyère toroïdale est également ajoutée à la description. Les Tuyères n°4 et n°6 ont toutes deux été étalonnées sur l'installation de la PTB, en air, avec cette tuyère toroïdale comme référence dans une plage de pression moyenne. Les résultats montrent une grande correspondance avec les courbes obtenues par Cesame, notamment dans le régime de transition. Enfin à haut Re_d , la comparaison des mesures des deux laboratoires, prouve encore l'excellent accord entre les technologies, avec pour chaque tuyère, des étalonnages qui se recoupent dans le même intervalle d'incertitude. La Table 3.7 résume l'écart moyen entre les deux technologies en air et en gaz naturel (NG). L'écart est d'environ 0,1 % (entre 0,115 % et 0,08 %) pour l'étalonnage de la même tuyère. La PTB obtient systématiquement des valeurs supérieures à Cesame.

La Tuyère n°10 est disposée sur la Figure 3.3, elle a la même définition d'état de surface que la Tuyère n°5 et un diamètre équivalent, mais avec un diffuseur plus long de $16,4 \cdot d$. Sa courbe d'étalonnage est représentée en violet. Les Tuyères n°5 et n°10 divergent en C_d aux abords de la zone de transition, mais gardent des valeurs identiques à des Re_d élevés. La longueur du diffuseur n'a aucune influence sur les résultats à haut Re_d . Cette tuyère plus longue confirme la cohérence des mesures internes des laboratoires, du PTB et de Cesame, par respectivement, une différence statistique des résultats inexistante. De plus, les

4. cf. Section 3.2.1, note : CIPM MRA.

effets de l'état de surface se manifestent plus tôt en Re_d dans cette tuyère plus longue avec la saturation plus rapide du C_d . Cela renforce l'idée que C_d est le coefficient qui rend compte de la physique par le rapport entre l'écoulement idéal et l'écoulement réel.

En revanche la position de la Tuyère n°4 dans le régime turbulent est plus inattendue et montre une différence de comportement. Le C_d globalement plus haut, est peut-être le résultat d'un diamètre sensiblement plus petit mais aussi de défauts de forme (cf. Section 2.2.5). Il est possible que l'ondulation de la surface de cette pièce, de 0,2 mm, affecte directement la section de passage. Il en résulte une courbe plus haute, différente de 0,6 %, que les courbes d'étalonnages des Tuyères n°5 et n°6. Le palier de C_d , entre ces deux états de surfaces consécutifs, est donc plus grand que précédemment avec des valeurs proches de 0,2 %. De plus, aucuns plateaux en C_d à haut Re_d , est identifiable pour la Tuyère n°4, cette pièce sera donc, soit considérée avec précaution, soit retirée des analyses. Notons que les quelques mesures obtenues à la PTB confirment nos résultats.

La "Tuyère Cesame B" de la Table 3.1 est du même ordre de grandeur que les Tuyères n°4, n°5, n°6 et n°10. C'est une pièce également fréquemment utilisée par Cesame, comme étalon de transfert qui a été fabriquée au cours des années 1980. Elle a été étalonnée avec la méthode pVT,t en 2017. Sa courbe d'étalonnage est ajoutée en gris. Ces dimensions sont documentées dans la base de données du laboratoire. Elle dispose d'une longueur de diffuseur d'environ $16,5 \cdot d$ mais elle n'a jamais été étalonnée par la PTB ni subit de récentes mesures précises de ces dimensions. La courbe montre une relative croissance des valeurs du C_d sans la diminution caractéristique de la transition. Il est possible que cette transition reste très localisée ou se produise entre deux paliers de pression. Dans ce cas, il conviendrait d'augmenter encore le nombre de paliers de pression pour pouvoir l'observer. Néanmoins, dans le régime turbulent, la tendance reste la même que les courbes de référence de la norme et de celles de Mickan et collab., lors d'expériences réalisées en 2016 et en 2018 avec de l'air et du gaz naturel (NG) [102, 103]. Cette courbe de référence a été produite en utilisant des tuyères lisses où le C_d continue de croître avec les Re_d dans le régime turbulent.

Ainsi, pour les Re_d les plus élevés, les courbes d'étalonnage des Tuyères n°5, n°6 et n°10 sont inférieures de 0,8 à 1,0 % à la "Tuyère Cesame B" et de l'équation de la norme pour la forme cylindrique. À l'inverse, la Tuyère n°4 est située entre environ 0,2 % sous cette courbe de référence pour les hauts Re_d mais elle croise la courbe la norme pour les Re_d du régime de transition. Seules les Tuyères n°5, n°6 et n°10 semblent posséder le comportement piloté par la surface rugueuse. Ce sont ces tuyères qui seront sélectionnées pour les interprétations.

Tuyères	4	5	6	10
C_d maximum	0,9883	0,9848	0,9835	0,9831
Re_d associé	527568	335327	286805	482876
C_d minimum	0,9851	0,9801	0,9783	0,9800
Re_d associé	1243316	1920718	1466315	1933570
Chute de C_d (%)	0,32	0,46	0,51	0,31
Re_d de la transition	885442	1128022	876560	1208223

TABLE 3.5 – Informations extraites de l'étalonnage des tuyères avoisinants 7,5 mm de diamètre.

Etats de surface	moyen - rugueux	lisse - moyen	lisse - rugueux
PTB	0,143	0,616	0,759
pVT,t	0,173	0,636	0,780

TABLE 3.6 – Différence (%) entre deux états de surface consécutifs pour les tuyères de avoisinants 7,5 mm de diamètre.

Tuyères	4	5	6	10
Différence	0,060	0,085	0,115	0,081

TABLE 3.7 – Différence PTB-pVT,t (%) entre les deux technologies pour les tuyères avoisinants 7,5 mm de diamètre.

3.2.3 Mesures expérimentales des tuyères avoisinant 10 mm de diamètre

Pour finir, ce sont les courbes d'étalonnages des tuyères d'environ 10 mm de diamètres qui sont détaillées sur la Figure 3.4, avec l'évolution du C_d en fonction du Re_d . Ces courbes sont obtenues par les installations de Cesame, en air. Les états de surfaces de chaque pièce sont différents. Dans la Table 2.1, ces trois tuyères correspondent aux pièces n°7, n°8 et n°9 et sont représentées en bleu. La première dispose de l'état de surface le plus lisse défini par le paramètre, Ra ; la seconde, a une définition moyenne de son état de surface tandis que la dernière est la plus rugueuse. Ces différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour la surface la plus lisse, des triangles pour la surface de rugosité moyenne et les losanges pour la surface la plus rugueuse. Les annotations, sous forme d'étiquettes, sont limitées, car le comportement des courbes n'est pas aussi homogène que dans le cas des tuyères la Figure 3.1.

Pour cette gamme de diamètre, seule la Tuyère n°7 a été étalonnée sur l'installation secondaire à basse pression (M1). Il est raisonnable de penser que les autres pièces auraient toutes le même comportement à ce régime. L'examen de la forme générale des courbes d'étalonnages restent encore analogue ; avec une augmentation des valeurs C_d pour la Tuyère n°7, entre $p_0 = 0,9$ bar et 4,5 bar soit pour des Re_d entre $2,5 \times 10^5$ et 7×10^5 . Cette tendance correspond au régime laminaire de la couche limite [156, 145]. Cette

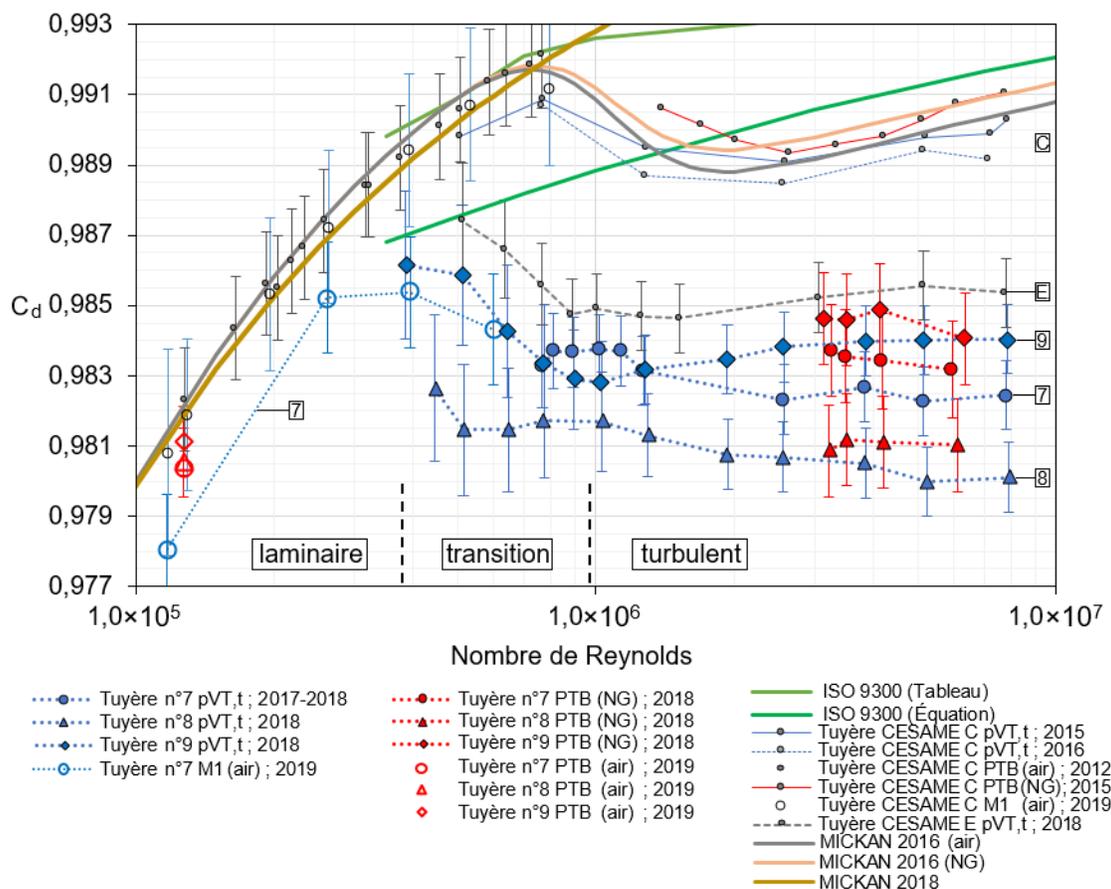


FIGURE 3.4 – Évolution des coefficients de décharges C_d en fonction des nombres de Reynolds Re_d des tuyères avoisinant 10 mm de diamètre et dont l'état de surface varie. Les courbes en bleu sont obtenues par les installations de Cesame, en air et les courbes en rouge sont obtenues par la PTB, en air et gaz naturel (NG). La Tuyère n°7 dispose de l'état de surface d'usinage le plus lisse, la Tuyère n°8, a une définition moyenne de son état de surface et la Tuyère n°9 est la plus rugueuse. Ces différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. Les Tuyères C et E sont considérées comme des références, au même titre que les courbes et de littérature et les courbes de la norme en vert [1, 102, 103].

augmentation est suivie d'une chute de la valeur du C_d pour un Re_d de 1×10^6 correspondant au régime de transition. La Table 3.8, complétée de l'Annexe K, détaille les informations significatives pour chaque courbe d'étalonnages obtenues avec la méthode pVT,t. La Tuyère n°7 possède la valeur du C_d la plus élevée du trio à 0,9868, mais la chute de 0,37 % du C_d est beaucoup plus soudaine et dans une très étroite gamme de Re_d entre $7,1 \times 10^5$ et $7,7 \times 10^5$. La Tuyère n°9 montre clairement une chute du C_d avec une diminution d'environ 0,33 % dans la zone de transition de la couche limite. En revanche, la Tuyère n°8 diminue simplement sans réel transition visible. Cette taille de diamètre commence à montrer des défaillances d'homogénéité dans des courbes qu'il reste difficile à expliquer plus en détail. Les courbes tendent néanmoins à des valeurs maximales de C_d pour des Re_d compris entre 4×10^5 et $7,6 \times 10^5$. Ainsi, lorsque le diamètre augmente les maximums ont tendance à se déplacer vers des Re_d sensiblement plus haut. Enfin, pour les Re_d très supérieurs, c'est une tendance en plateau qui est à nouveau observable, avec des valeurs de C_d qui restent constantes dans le régime supposé turbulent de la couche limite.

La Table 3.9 souligne les différences entre deux états de surfaces consécutifs. Ainsi, la Tuyère n°8 est à 0,32 % inférieure à la Tuyère n°7. Cet écart est en dehors de la plage d'incertitude de l'installation de 0,11 % et peut être attribuée à l'influence de l'état de surface dans le régime turbulent. Les points d'étalonnage certifiés par la méthode pVT,t (CIPM MRA⁵) sont disponibles dans l'Annexe I. La Table 3.9 permet aussi d'introduire des mesures de la PTB avec les écarts entre deux niveaux différents d'états de surfaces.

Les courbes en rouges ont été obtenues par les installations allemandes. Les points les plus récents de la PTB en air, à des Re_d faibles de $1,3 \times 10^5$, sont en bon accord avec les mesures de Cesame, mais également avec les courbes semi-empiriques du régime laminaire, obtenue en 2016 et 2018 par Mickan et Vallet et collab., [102, 103]. Globalement, pour les hauts Re_d , la Table 3.10 rend compte de la différence entre les deux laboratoires. L'écart moyen est de moins de 0,1 % pour chaque tuyère. Cet écart est contenu dans les gammes de valeurs requises pour rendre les étalonnages des deux laboratoires comparables. La PTB obtient encore des résultats supérieurs à ceux de Cesame, même si les barres d'incertitude avec la méthode pVT,t se recourent.

Comme c'est relativement le cas pour les diamètres inférieurs des Figures 3.1 et 3.3, les pièces avec des états de surfaces plus lisses correspondent à des valeurs de C_d plus élevées, sauf pour la Tuyère n°9, qui est pourtant censé être la plus rugueuse. Cela va à l'encontre des attentes, avec une valeur plus élevée de 0,15 % par rapport à la Tuyères n°7 aux Re_d les plus élevés. Le diamètre a été précisément contrôlé et la seule explication observable reste des ondulations de la surface au niveau du col ($Ra = 0,3 \mu m$) qui encourage un C_d apparaissant comme globalement plus haut. La PTB obtient la même tendance de résultats et montre que les courbes coïncident dans les gammes d'incertitudes des installations. Cette tuyère s'écarte

5. cf. Section 3.2.1, note : CIPM MRA.

de la logique physique avec des valeurs de C_d particulières si l'on ne considère que la rugosité. Elle se positionne en faisant apparaître un comportement de tuyère plus lisse. Comme pour la Tuyère n°4, la Tuyère n°9 sera donc, soit considérée avec précaution, soit retirée des analyses.

Les "Tuyère Cesame C" et "Tuyère Cesame E" de la Table 3.1 sont du même ordre de grandeur que les Tuyères n°7, n°8 et n°9. La "Tuyère Cesame E" vient d'une fabrication postérieure à l'ensemble des tuyères étudiées, mais provient du même fabricant. Elle n'a pas été étalonnée par la PTB et sa courbe est représentée en gris. La "Tuyère Cesame C", fabriquée au cours les années 1980, est en revanche une tuyère fréquemment utilisée par Cesame. Son état de surface est considéré comme étant poli et donc très lisse. Cette tuyère a participé à de nombreuses comparaisons croisées entre Cesame et la PTB. Ces étalonnages ont montré une très grande reproductibilité des C_d , sur la gamme des Re_d étudiés. La Figure 3.4 détaille les résultats obtenus par les deux laboratoires en 2012 et 2015. Les courbes bleues représentent les données fournies par la méthode pVT,t et la courbe rouge représente les données fournies par la PTB. Lors des essais de 2012, la courbe a été obtenue par la PTB avec de l'air comme fluide de travail. Pour les essais de 2015, complétés par ceux de 2016, les courbes obtenues par chaque laboratoire se situaient dans la même plage d'incertitude et partageaient un profil similaire. En 2016, les tests de Cesame en air et à des Re_d inférieurs ont, encore une fois, démontrés une grande reproductibilité à l'intérieur dans les gammes d'incertitudes. Cette tuyère a participé, entre-autre, à la définition de la courbe, établie en 2016 par Mickan et Vallet et collab., pour le profil cylindrique [102].

Les dimensions des "Tuyère Cesame C" et "Tuyère Cesame E" sont celles connues dans la base de données du laboratoire. Toutes deux disposent d'une longueur de diffuseur d'environ $16,4 \cdot d$, mais elles n'ont jamais subi de mesures précises, plus récentes, de leurs dimensions.

Ainsi les courbes d'étalonnages des tuyères du même fabriquant sont, au minimum, situées à environ 0,6 % sous les courbes de références ; celle de la "Tuyère Cesame C" et de l'équation de la norme pour la forme cylindrique. Les résultats des études de 2015 et de 2016 de la "Tuyère Cesame C" montrent un accord de comportement avec la courbe de la norme pour la forme cylindrique. Cette disparité prouve que les pièces usinées récemment sont toutes rugueuses, à condition que la "Tuyère Cesame C" serve effectivement de point de référence précis comme tuyère "lisse".

En conclusion, augmenter le nombre de palier de pression a permis de mieux identifier les différences dans l'évolution des courbes d'étalonnages du C_d en fonction du Re_d . Il est également remarquable que plus le diamètre augmente, moins le développement est homogène.

Il apparaît que les tuyères usinées peuvent être considérées comme rugueuses. Sans polissage, tout en ayant été usinée avec le meilleur état de surface possible, leurs courbes d'étalonnages sont systématiquement inférieures aux données de référence. En effet, la "Tuyère Cesame C" plus haute en C_d , témoigne d'un

Tuyères	7	8	9	E
C_d maximum	0,9868	0,9826	0,9861	0,9874
Re_d associé	711833	447521	386392	513231
C_d minimum	0,9831	0,9807	0,9828	0,9847
Re_d associé	766134	1936414	1030544	887864
Chute de C_d (%)	0,37	0,19	0,33	0,26
Re_d de la transition	738984	1191968	708468	700547

TABLE 3.8 – Informations extraites de l'étalonnage des tuyères avoisinants 10 mm de diamètre.

Etats de surface	moyen - rugueux	lisse - moyen	lisse - rugueux
PTB	-0,340	0,224	-0,116
pVT,t	-0,364	0,323	-0,154

TABLE 3.9 – Différence (%) entre deux états de surface consécutifs pour les tuyères avoisinants 10 mm de diamètre.

Tuyères	7	8	9
Différence	0,088	0,067	0,052

TABLE 3.10 – Différence PTB-pVT,t (%) entre les deux technologies pour les tuyères avoisinants 10 mm de diamètre.

état de surface très lisse. Cette pièce a donc forcément eu recours à un traitement particulier de sa surface même si ce traitement n'a pas été documenté.

En résumé, les trois régimes de l'état de la couche limite (laminaire, de transition et turbulent) ont été identifiés et ils vont être résumés plus en détail dans la suite. L'état de surface a une influence sur au moins deux d'entre eux (la transition et le régime turbulent). Selon ces trois régimes d'écoulements, il est possible de résumer les étalonnages du groupe de tuyères :

- D'abord, le régime laminaire où les courbes d'étalonnages sont globalement toutes superposées, avec une augmentation du C_d entre des Re_d de 5×10^4 et 5×10^5 . Ce régime s'étend des plus basses p_0 jusqu'aux C_d maximaux de chaque tuyère.
- Ensuite, le régime de transition se caractérise par une diminution plus ou moins brutale des courbes de C_d autour d'un Re_d de 8×10^5 . D'une valeur généralement maximale en C_d jusqu'à une valeur minimale, cette diminution reste supérieure à la plage d'incertitude des installations et par conséquent, elle est visible pour sept des dix courbes d'étalonnages présentées dans les Figures 3.1, 3.3 et 3.4. L'ampleur de cette chute est souvent proportionnelle à la définition de l'état de surface. Ce régime de transition peut être arrangé suivant quatre formes :

- Une transition douce et courte pouvant être décrite par une fonction sigmoïde (en forme de S) comme pour les Tuyères n°1 à n°4, n°9, D et E.
 - Une transition plus étendue en Re_d comme pour les Tuyères n°5, n°6 et C.
 - Une transition très brutale survenant à une valeur particulière de Re_d comme pour la Tuyère n°7 et la Tuyère n°10 qui sont visibles au travers des données de l'Annexe I.
 - Enfin, les cas où aucune transition claire ne peut être estimée comme pour les Tuyères n°8, A et B, avec des courbes d'étalonnages relativement linéaires ou faiblement croissantes suivant les Re_d .
- Enfin, en ce qui concerne le régime turbulent, les valeurs de C_d restent constantes sous la forme de plateaux comme une saturation des paramètres de l'écoulement. Entre deux niveaux d'état de surface de tuyères consécutives, l'écart moyen est d'environ 0,2 % sur les valeurs du C_d . Cette différence, en palier, est majoritairement supérieure à l'intervalle des incertitudes des installations d'étalonnages, de 0,1 % et s'est produite cinq fois sur les six paliers possibles des états de surface des tuyères. Il est possible de relier ce dernier point avec les données de la Table 2.4 où le Ra/d , dans la partie cylindrique, augmente avec l'état de surface des tuyères. Le Ra/d est logiquement le paramètre dimensionnant. Cet aspect sera détaillé dans la suite.

3.3 Analyse des résultats

La confrontation des résultats obtenus par Cesame et la PTB sont en bons accords pour tous les régimes d'écoulements explorés : laminaire, transition et turbulent. Les données de la PTB étant la plupart du temps identiques à celles de Cesame, ce sont ces dernières, plus complètes que l'on analysera, sauf exception dans quelques cas pour comparaison. L'état de surface influence notamment le régime de transition et le régime turbulent. Les résultats des étalonnages seront superposés puis analysés dans trois parties. Chaque régime sera détaillé dans une sous-partie différente. L'évolution des points d'étalonnages des régimes laminaire et de transition, seront résumés dans une première sous-partie et les points d'étalonnages du régime turbulent seront rassemblés dans une seconde sous-partie. Enfin un modèle sera proposé dans la dernière sous-partie avec l'étude de l'influence de l'état de surface sur les points d'étalonnages dans le régime turbulent. Un regard sur l'estimation de la couche limite pourra être effectué en conclusion de ce chapitre expérimental.

3.3.1 Évolution des points d'étalonnages des régimes laminaire et de transition

L'évolution des points d'étalonnages des régimes, laminaire et de transition, sont exposés séparément dans cette sous-partie. Sur le graphique de la Figure 3.5 sont représentés les résultats des étalonnages, réalisés depuis les plus basses pressions, jusqu'à un C_d maximal, cette plage de Re_d est généralement considérée comme le régime laminaire. Les données, des Figures 3.1, 3.3 et 3.4, sont superposées pour chaque diamètre de tuyère entre des Re_d de 5×10^4 et 5×10^5 . La distinction, entre les installations, est permise par le choix des tons de coloris de présentation. Les points de mesure dans les tons froids, ont été obtenus avec l'installation secondaire à haute pression de Cesame et celle dans les tons chauds ont été obtenus par la PTB. Les deux installations fonctionnent avec de l'air comme fluide de travail. Les différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour la surface la plus lisse, des triangles pour la surface de rugosité moyenne et les losanges pour la surface la plus rugueuse. Les courbes montrent une tendance à l'augmentation en suivant de manière évidente la courbe empirique de Mickan de 2018 [103]. Pour ce régime, les points expérimentaux sont contenus au-dessus de la courbe de Guemana de 2013 (cf. Section 1.2) [56]. Ces deux courbes empiriques servent d'encadrement. L'incertitude est légèrement plus importante pour les points de plus bas débits et les incertitudes des mesures se chevauchent. Globalement, pour toutes les tuyères, les courbes d'étalonnages se superposent pour cette gamme inférieure de Re_d . Pour les tuyères cylindrique, dans le régime laminaire, l'état de surface et les variations de formes des tuyères semblent jouer un rôle relativement faible sur le coefficient de décharge comparativement aux diamètres [75, 156]. Ces données permettent d'observer l'évolution des courbes d'étalonnage bien en amont des limites de la norme dont le Re_d inférieur est de 2×10^5 .

Le régime de transition peut être défini entre le maximum des valeurs du C_d de la fin du régime laminaire et le début du régime turbulent en forme de plateau. Toutes les tuyères affichent un comportement similaire avec une diminution de C_d dans cet intervalle de Re_d , autour de 8×10^5 . Les p_0 explorées vont de 0,9 bar à 60 bar. Les Tables 3.2, 3.5 et 3.8 regroupent les informations sur le régime de transition. Une partie seulement des relevés permet d'identifier clairement le maximum des valeurs du C_d de la fin du régime laminaire. Le régime de transition est identifiable par la diminution du C_d comme la Figure 3.2 l'explique. Cette chute est ainsi identifiable pour les tuyères de 5 mm de diamètre et pour la Tuyère n°5 à l'aide des données de Cesame. Le régime de transition de la Tuyère n°6 est plus facile à identifier avec les données de la PTB. Nous avons décidé de retirer la Tuyère n°4 des analyses à cause de ces écarts de forme (cf. Section 3.2.2). Les autres tuyères ne peuvent pas être prises en compte à cause du manque de précision de l'étalonnage à basse pression (cf. Annexe K). L'ampleur de la chute de C_d est ainsi représentée sur la Figure 3.6 en fonction des rugosités adimensionnées de la Table 2.4, dans le convergent et dans la partie

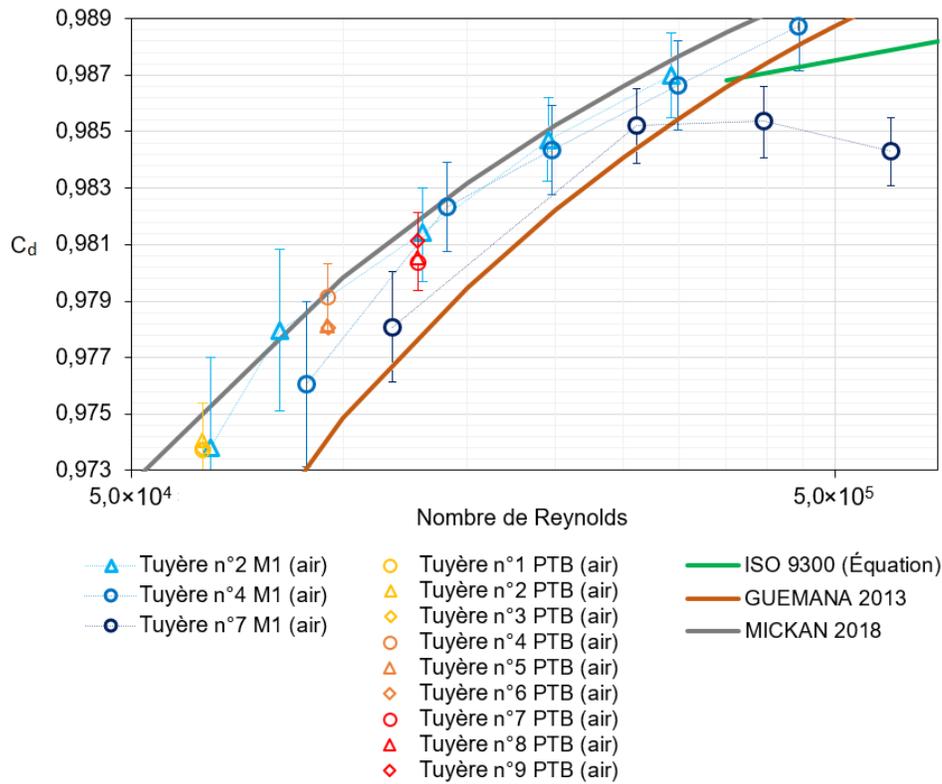


FIGURE 3.5 – Étalonage en air et à basse pression en régime laminaire. Les courbes dans les nuances de bleu sont obtenues par l’installation secondaire de Cesame (M1), en air et celles dans les tons chauds (jaune, orange et rouge) sont obtenues par la PTB, en air et gaz naturel (NG). Les différentes qualités d’état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l’état de surface le plus lisse, des triangles pour l’état de surface moyen et les losanges pour l’état de surface plus rugueux. Des courbes de la littérature encadrent la tendance [1, 56, 103].

cylindrique pour chaque tuyère. Les diamètres sont représentés par différentes couleurs. Les différentes qualités d’états de surfaces sont représentées par différents symboles : les cercles pour les surfaces les plus lisses, des triangles pour les surfaces de rugosités moyennes et les losanges pour les surfaces les plus rugueuses. Pour les tuyères ayant le plus faible diamètre, la diminution est de 0,36 % pour la Tuyère n°1 et de 0,79 % pour la Tuyère n°3. Cela permet d’extraire un comportement linéaire et proportionnel en fonction de l’état de surface. Plus l’état de surface des tuyères est important et plus la chute de C_d augmente. Dans chaque cas, la diminution du C_d est d’autant moins grande que lorsque le diamètre de la tuyère augmente. L’effet de la transition est plus visible pour les petites tuyères. Par ailleurs, plus la paroi de la surface est lisse et moins la chute du C_d est importante. L’évolution linéaire de C_d en fonction de Ra/d est très marquée pour la partie cylindrique (cf. Figure 3.6). Celui-ci augmente de manière caractéristique

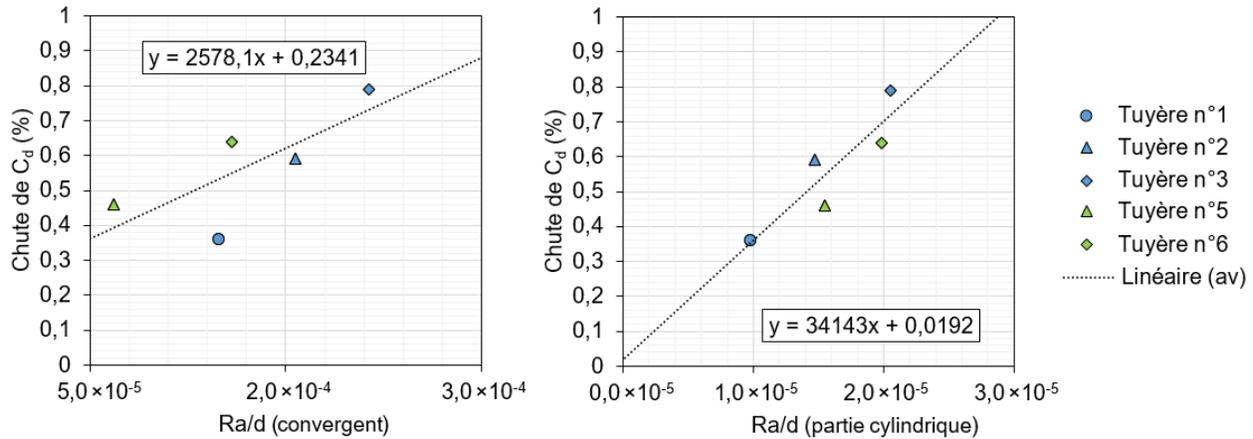


FIGURE 3.6 – Représentation graphique de l’ampleur de la chute du C_d en % en fonction de la rugosité adimensionnelle Ra/d (dans le convergent à droite et la partie cylindrique à gauche) dans la gamme de transition identifiable entre les régimes laminaire et turbulent. Les différentes qualités d’état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l’état de surface le plus lisse, des triangles pour l’état de surface moyen et les losanges pour l’état de surface plus rugueux.

avec la rugosité. Dans le convergent, en revanche, cette variation linéaire ne fonctionne pas vraiment pour l’ensemble du groupe de tuyères testées. En prenant séparément les tuyères de plus faibles diamètre (5 mm en bleu) il y a une croissance et pour les tuyère plus grande (7,5 mm), il y a une croissance différente. Il apparaît donc ici que le facteur Ra/d n’est pas le seul déterminant, mais aussi la valeur du diamètre d .

3.3.2 Évolution des points d’étalonnages en régime turbulent et modélisation semi-empirique

La Figure 3.7, superpose en deux graphiques les points d’étalonnages des Figures 3.1, 3.3 et 3.4 pour des Re_d supérieur à 1×10^6 . Les données représentées en rouge ont été obtenues par la PTB-PigsarTM en gaz naturel (NG). Les données représentées en bleu ont été obtenues par Cesame en air à l’aide de la méthode pVT,t. Pour ces dernières, la disponibilité de l’installation de Cesame a permis d’étendre la gamme des Re_d accessibles par rapport à la gamme de la PTB-PigsarTM. Cette gamme de Re_d correspond au régime turbulent. L’axe des ordonnées est identique afin de comparer les niveaux des C_d obtenus par les deux laboratoires pour chaque pièce. Les courbes s’organisent généralement en plateaux, c’est-à-dire en valeur constante de C_d . La numérotation sur chaque courbe correspond au numéro des tuyères de la Table 2.1 dont elles découlent. Pour certaines tuyères, les tendances ne sont pas les mêmes entre les deux

laboratoires comme pour les Tuyères n°2 et n°3 qui s'écartent en affichant une sensible croissance et les Tuyères n°1, n°7 et n°8 qui s'écartent en affichant une sensible décroissances. Les Tuyères n°4 et n°9 ne sont plus incorporées dans les interprétations en raison de leur comportement singuliers (cf. Sections 3.2.2 et 3.2.3).

Les courbes d'étalonnages s'organisent globalement en fonction de l'état de surface des tuyères. Cette particularité est représentée par les bandeaux colorés ; en bleu pour les données de Cesame et en rouge pour les données de la PTB-Pigsar™. Ces trois paliers sont directement renseignés sur les graphiques de la Figure 3.7 en fonction de l'état de surface : le plus lisse, l'intermédiaire et moins lisse. Ces différentes qualités d'états de surfaces sont représentées par différents symboles : les cercles pour la surface la plus lisse, des triangles pour la surface de rugosité moyenne et les losanges pour la surface la plus rugueuse.

Il existe un biais métrologique de 0,1-0,2 %, entre les deux laboratoires, qui dépend de la technologie employée. L'incertitude intrinsèque de l'étalonnage d'une tuyère est d'environ 0,1 % (3.4, 3.7 et 3.10). Entre deux niveaux de l'augmentation quantitative de la définition de l'état de surface, l'écart est d'environ 0,2 % sur la valeur C_d et cela est indépendant du diamètre de chaque pièce (3.3, 3.6 et 3.9). Un niveau d'état de surface plus rugueux entraîne donc une diminution des valeurs du C_d d'environ 0,2 % dans le régime turbulent. Ainsi la définition de la surface la plus lisse donne une courbe d'étalonnage plus haute. C'est également les conclusions de Ding et collab., en 2016 obtenues à l'aide de considération analytique et d'un code CFD [41]. Comme peu de mesures ont été effectuées à des hauts Re_d , les variations de C_d ont été extrapolées à partir des courbes obtenues pour des tuyères hydrauliquement lisses. Il est communément admis que pour ces tuyères, il y a une pente dont le taux de croissance est d'environ $n = 0,2$ [1]. Au contraire, les C_d des tuyères étudiées persistent en plateau pour les Re_d les plus élevés supérieurs à 1×10^6 . Ce comportement est donc vraisemblablement davantage caractéristique des tuyères rugueuses.

Les données obtenues à haute pression pour les tuyères rugueuses présentent un comportement qui est clairement dépendant de l'état de surface. Un modèle doit pouvoir être trouvé afin de prédire l'évolution des C_d pour des Re_d supérieurs à 2×10^6 . La diminution de la valeur C_d par palier pourrait s'expliquer par l'effet d'un facteur de friction qui augmente et devient dominant dans le régime turbulent. Le modèle de Darcy-Weisbach pour un état de surface constant et uniformément répartie représente la formule la plus connue où le facteur de frottement f est utilisé pour calculer la perte de charge dans une conduite (il décrit la relation entre la chute de pression à travers un orifice ou un autre ensemble et le débit correspondant) [130]. Le facteur de frottement f dépend d'une rugosité équivalente (ou relative) ε et du nombre de Reynolds [37]. La formulation de Colebrook & White de 1937 du facteur de frottement f dans son écriture la plus largement acceptée s'écrit :

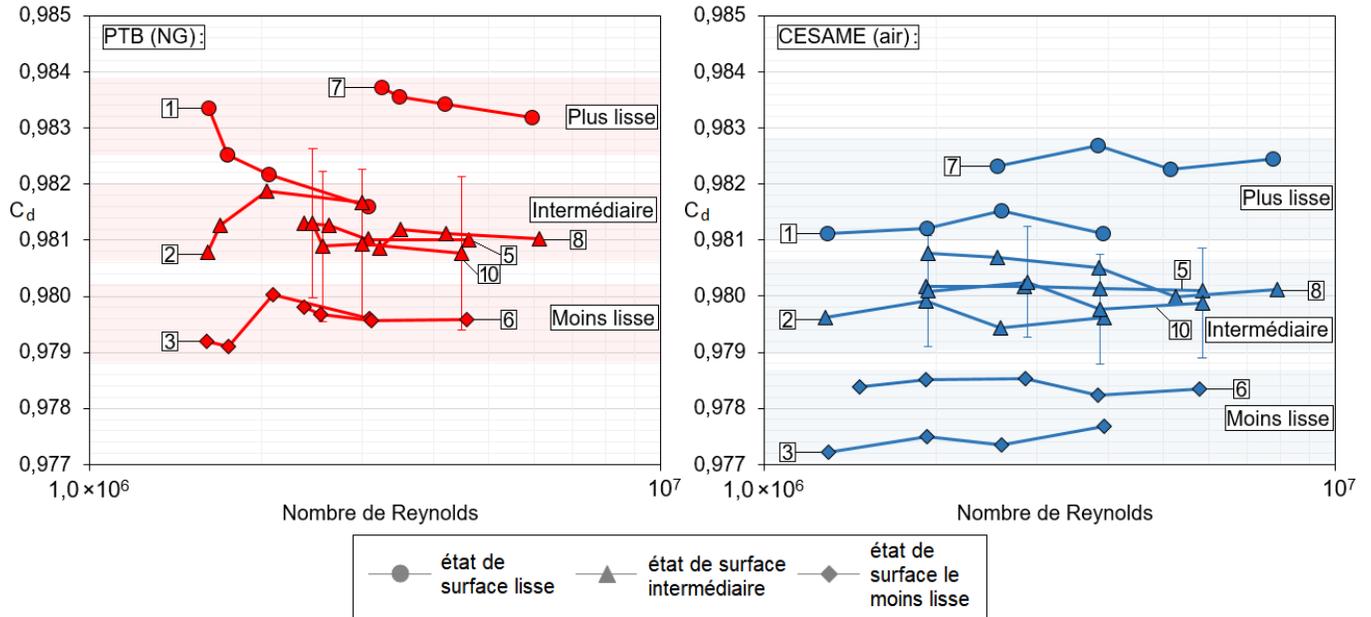


FIGURE 3.7 – Étalonages de la PTB-Pigsar™ en rouge et de Cesame en bleu du groupe des tuyères étalonnées en régime turbulent à des Re_d supérieur à 1×10^6 . Les différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux.

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log_{10} \left(\frac{\varepsilon}{3,71} + \frac{2,52}{Re\sqrt{f}} \right). \quad (3.1)$$

L'équation Colebrook & White a été adoptée historiquement, car elle fournit une précision suffisante pour les applications techniques et d'ingénierie. Cette équation implicite est supposée décrire le facteur de frottement pour une large gamme de régimes ($Re \geq 4000$) : depuis la transition jusqu'à la turbulence établie. En particulier, le dernier terme entre parenthèses tend à être négligeable par rapport au premier alors que le régime devient totalement rugueux. Ainsi, en écoulement rugueux, l'équation redevient la formule bien connue de Prandtl-Karman (cf. Équation 3.2), où le facteur de friction f_∞ , valeur asymptotique du facteur de friction au nombre de Reynolds infini, est explicite et dépend uniquement de la rugosité relative ε selon la loi

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -2 \log_{10} \left(\frac{\varepsilon}{3,71} \right). \quad (3.2)$$

Dans l'expression de Colebrook-White, le coefficient de friction apparaît de part et d'autre du signe

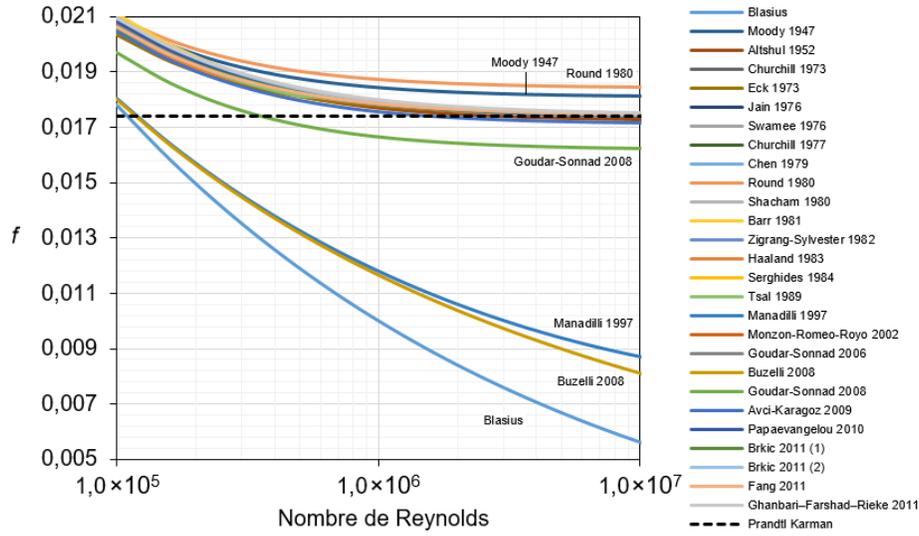


FIGURE 3.8 – Évolution en fonction des nombres de Reynolds de différentes formulations du facteur de friction issues de la littérature avec $\varepsilon/d = 6 \times 10^{-4}$ [14].

égal. Aussi, des formulations explicites de f ont été recherchées par de nombreux auteurs. Asker et collab., en 2014, donnent un panorama de plus de 27 formulations recensées entre 1947 et 2011 [14].

La Figure 3.8 compare l'évolution du facteur de friction en fonction des nombres de Reynolds issue des formulations de la littérature. La plupart (73 %) convergent vers la loi de Prandtl-Karman au-delà de $Re = 2 \times 10^6$. Parmi ce panorama, il est possible de retenir deux formulations.

Selon Asker et collab., la meilleure équation est obtenue par la formulation de Serghides (1984) [14] tant pour la prise en compte de la rugosité relative ε que pour l'obtention de la valeur asymptotique de la loi de Prandtl-Karman. Cette équation serait également valable pour toutes les plages de nombres de Reynolds. Cette équation s'écrit sous la forme :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = A - \frac{(B - A)^2}{C - 2 \cdot B + A}, \quad (3.3)$$

$$\text{avec } A = -2 \log_{10} \left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} + \frac{12}{Re} \right) \quad B = -2 \log_{10} \left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} + \frac{2,51 \cdot A}{Re} \right) \quad C = -2 \log_{10} \left(\frac{\varepsilon/D}{3,7} + \frac{2,51 \cdot B}{Re} \right).$$

Récemment, Sonnad et Goudar (2006) [14] proposent une formulation reconnue par la communauté comme une référence en terme de précision. Cette formulation s'écrit comme :

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = 0,8686 \cdot \ln \left(\frac{0,4587 \cdot Re}{(C - 0,31)^{C/C+1}} \right), \quad (3.4)$$

avec $C = 0,124 \cdot Re \cdot \frac{\varepsilon}{D} + \ln(0,4587 \cdot Re)$.

Les Équations 3.3 et 3.4 ne sont valables que pour les conduites cylindriques. L'approche retenue consiste donc à assimiler les tuyères rugueuses à l'écoulement dans des conduites rugueuses (même si le lien n'est pas explicite). Dans ce cas, en raison de la résistance à l'écoulement d'une paroi rugueuse, l'effet décroissant sur le C_d , pourrait être prédit à l'aide d'une formulation qui s'inspire de la littérature. Dans ce sens, Mickan et collab., [102] ont proposé en 2016 :

$$C_d = s_a \cdot C_{d,lam} + s_e \cdot C_{d,turb}, \quad (3.5)$$

avec,

$$s_a = 0,5 \cdot \{1 - \tanh[k_u \cdot \log(Re_d/Re_{tr})]\},$$

et

$$s_e = 0,5 \cdot \{1 + \tanh[k_u \cdot \log(Re_d/Re_{tr})]\},$$

qui, par l'intermédiaire du Re_d , prend en compte le régime d'écoulement, mais sans faire intervenir de facteur de frottement. Cette équation est étendue pour les Re_d dans le régime d'écoulement turbulent en appliquant exactement les mêmes arguments théoriques (cf. Section 1.5.1) afin de faire apparaître le facteur de frottement. Cette approche reprend l'Équation 1.11 (cf. Section 1.5.1) en y ajoutant un terme tenant compte de l'état de surface. Cette nouvelle équation s'écrit

$$C_d = s_a \cdot C_{d,lam} + s_{\varepsilon 1} \cdot s_e \cdot C_{d,turb} + s_{\varepsilon 2} \cdot s_e \cdot f, \quad (3.6)$$

avec,

$$s_{\varepsilon 1} = 0,5 \cdot \{1 - \tanh[k_\varepsilon \cdot \log(\varepsilon/\varepsilon_{tr})]\},$$

et

$$s_{\varepsilon 2} = 0,5 \cdot \{1 + \tanh[k_\varepsilon \cdot \log(\varepsilon/\varepsilon_{tr})]\}.$$

Dans cette nouvelle équation (Équation 3.6), les termes $s_{\varepsilon 1}$ et $s_{\varepsilon 2}$ font le lien entre le régime hydrauliquement lisse et le régime rugueux à l'aide d'une équation de transition douce avec la contrainte

$s_{\varepsilon 1} + s_{\varepsilon 2} \simeq 1$. Le paramètre ε_{tr} définit une transition du cas hydrauliquement lisse au cas de régime rugueux et k_ε représente l'amorce de la transition d'un régime hydrauliquement lisse à un régime rugueux. Plus k_ε sera grand et plus la transition sera soudaine. Afin de réduire les paramètres indépendants, k_ε est fixé empiriquement à une valeur égale à 6 pour toutes les tuyères. En effet, l'expérience montre que cette transition apparaît relativement soudainement. Ce coefficient pourrait éventuellement être encore ajusté par de nouveaux essais. Wang et collab., en 2013, estiment, après une étude numérique que la transition d'une surface hydrauliquement lisse à une surface rugueuse peut être estimée à partir de $Ra/d = 10^{-4}$ aux $Re_d > 1 \times 10^6$ [164]. La valeur de ε_{tr} peut donc être choisie égale à 1×10^{-6} pour les tuyères de 10 mm de diamètre. Il est très probable que les tuyères de référence ayant permis de réaliser la courbe semi-empirique de Mickan en 2016 disposent d'un état de surface qui puisse être considérés comme hydrauliquement lisses (indiqué plus haut), même si l'état de surface de ces tuyères de référence n'a jamais été précisément mesuré.

Le graphique de la Figure 3.9 permet une approche visuelle de cette nouvelle équation proposée. Ce graphique montre les points d'étalonnages du C_d en fonction du Re_d des tuyères de 10 mm de diamètre en régime turbulent. Les étalonnages obtenus à l'aide de la méthode pVT,t en air du laboratoire de Cesame sont représentés en bleu et ceux du PTB en gaz naturel (NG) sont représentés en rouge. Les courbes semi-empirique issus de l'Équation 3.5 pour l'air et le gaz naturel (NG) servent généralement de référence pour ce diamètre dans la littérature. Les courbes de Serghides et de Goudar-Sonnard [14] sont associées à l'effet de l'état de surface ; à ce niveau de raffinement, elles se superposent sur le graphique. Par exemple, il est possible d'interpréter l'effet de l'état de surface sur la partie turbulente de la Tuyère n°7 à partir de l'étalonnage issus de la méthode pVT,t. En utilisant le jeu des paramètres proposé, l'Équation 3.6 permet de retrouver le niveau en C_d des points expérimentaux de la courbe d'étalonnage dans le régime turbulent⁶.

Pour compléter l'Équation 3.6, la Table 3.11 expose pour chaque tuyères, les paramètres permettant d'obtenir les courbes expérimentales. Les rugosités relatives ε sont déterminées pour chaque technologie d'étalonnage, Cesame et PTB. Pour la plupart des tuyères, le coefficient ε/d retrouve relativement bien la gamme des états de surface d'usinage sans dimension. Cette correspondance implique le ε propositionnel à dix fois le Ra [5, 20]. Pour les tuyères de plus petits diamètres, les données de Cesame s'adaptent mieux à cette interprétation. Il est néanmoins intéressant de constater que les mesures des deux installations couvrent la plupart des états de surface sans dimension Ra/d correspondants. Les Tuyères n°4 et n°9 constituent des exceptions phénoménologiques à l'extérieur des considérations de ce modèle. Il existe une corrélation positive forte d'environ 0,90, entre les données de la Table 3.11 et les données de la Table

6. D'autres représentations graphiques pour le groupe des tuyères usinées sont disponibles dans l'Annexe L.

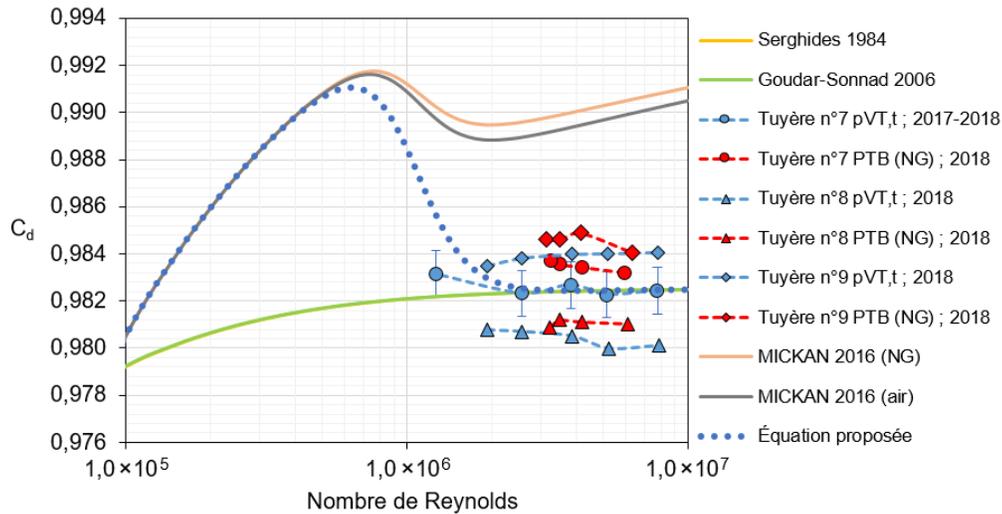


FIGURE 3.9 – Proposition d'équation de la courbe empirique de référence (cf. Équation 3.6) pour prendre en compte les effets de l'état de surface rugueux agissant sur la partie turbulente de la courbe d'étalonnage de la Tuyère n°7. Les points en bleu sont obtenus par les installations de Cesame, en air et les points en rouge sont obtenus par la PTB-Pigsar™, avec du gaz naturel (NG). La Tuyère n°7 dispose de l'état de surface d'usinage le plus lisse, la Tuyère n°8, a un état moyenne de surface moyen et la Tuyère n°9 est la plus rugueuse. Ces différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. D'autres représentations graphiques pour le groupe des tuyères usinées sont disponibles dans l'Annexe L.

2.4 dans la partie cylindrique, avec notamment les données en Ra/d et en ε/d relevées par Cesame. Par cette approche, il serait possible de retrouver le niveau de l'état de surface de la "Tuyère Cesame C" qui afficherait un Ra de $0,1 \mu m$, soit issue d'un procédé de fabrication, avec à minima une rectification de précision. Pour les pièces de 5 mm de diamètre, ce niveau d'exigence demanderait un Ra inférieur à $0,07 \mu m$, ce qu'il serait possible d'obtenir par un rodage au rodoir ou un polissage mécanique.

3.3.3 Paramétrage du model semi-empirique à partir des paramètres physiques

La modélisation de l'évolution des courbes d'étalonnages dans le régime turbulent (cf. Section 3.3.2) montre une corrélation entre ε et Ra . Afin de lier ces grandeurs aux paramètres physiques, l'influence de l'état de surface peut être associé à une épaisseur de couche limite. L'épaisseur de déplacement δ_1 correspond à la distance à laquelle il faudrait déplacer la paroi si le fluide était non visqueux pour assurer

Tuyères	ε	ε (PTB)	$\frac{\varepsilon}{d}$	$\frac{\varepsilon}{d}$ (PTB)	Gamme d'usinage des rugosités adimensionnées $\frac{Ra}{d} \times 10^{-4}$	
	(Cesame) $\times 10^{-7} m$	$\times 10^{-7} m$				
1	40	31	0,00079998	0,00061999	0,800	1,200
2	57	39	0,00114062	0,00078042	1,200	1,600
3	85	56	0,00169888	0,00111926	1,600	2,400
4	13	9	0,00017362	0,00012020	0,533	0,800
5	78	62	0,00104172	0,00082804	0,800	1,067
6	108	86	0,00144004	0,00114670	1,067	1,600
7	61	46	0,00060841	0,00046378	0,400	0,600
8	100	85	0,00099790	0,00084822	0,600	0,800
9	42	35	0,00041984	0,00034986	0,800	1,200
10	78	61	0,00103683	0,00081086	0,800	1,067

TABLE 3.11 – Rugosité relative ε pour les tuyères expérimentales au regard des deux technologies d'étalonnages comparées aux gammes d'usinages des rugosités adimensionnées. On remarque que le ε/d vaut environ dix fois le Ra/d .

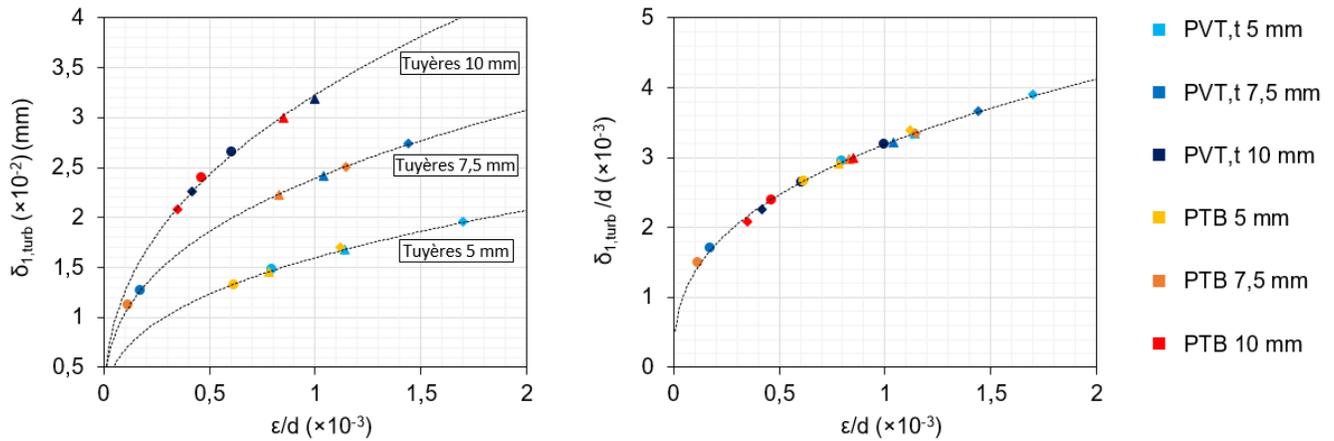


FIGURE 3.10 – Évolution de l'estimation de l'épaisseur de déplacement en régime turbulent $\delta_{1,turb}$ en fonction des considérations sur l'état de surface en ε de la Table 3.11 pour le groupe des tuyères usinées. Les différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. $\delta_{1,turb}$ est dimensionnelle sur le graphique de gauche et adimensionnée par le diamètre sur le graphique de droite. Des courbes de tendance accompagnent les graphiques.

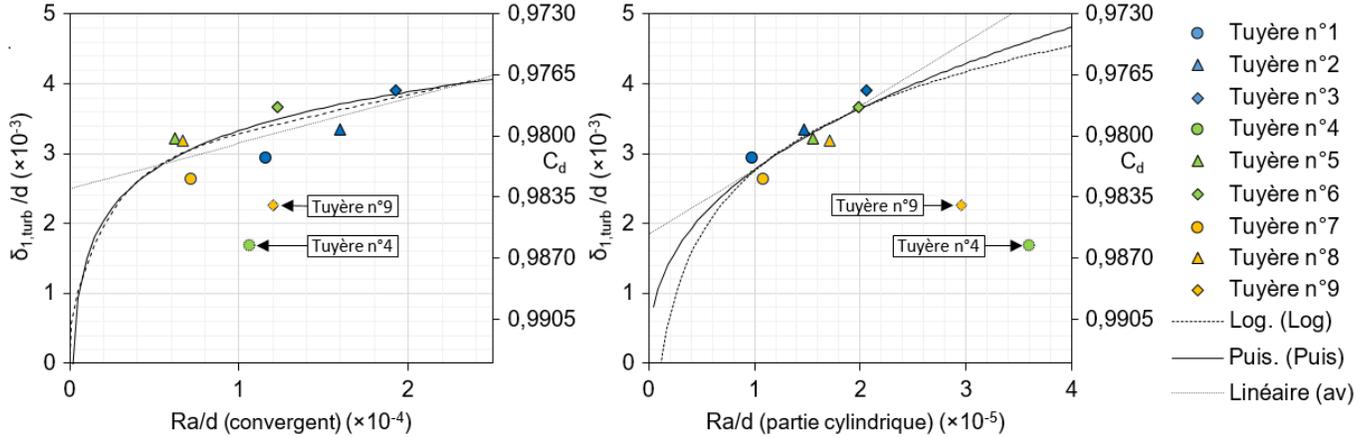


FIGURE 3.11 – Évolution de l'estimation de l'épaisseur de déplacement en régime turbulent $\delta_{1,turb}$ et du C_d associé en fonction des considérations sur l'état de surface. Les différentes qualités d'état de surface sont représentées par différents symboles : les cercles pour l'état de surface le plus lisse, des triangles pour l'état de surface moyen et les losanges pour l'état de surface plus rugueux. Le Ra est celui relevé dans les convergents pour le graphique de gauche et celui relevé dans les parties cylindriques pour le graphique de droite du groupe des tuyères usinées (Table 2.4). Des courbes de tendance accompagnent les graphiques. Les Tuyères n°4 et n°9 sont également indiquées, mais elles ne rentrent pas dans l'analyse, à cause de leur comportement singulier, à l'écart du reste du groupe.

le même débit. En considérant, que le coefficient de décharge soit calculé selon la formulation suivant : $C_d = C_{d1} \cdot C_{d2} = \left(1 - 4 \cdot \frac{\delta_1}{d}\right) \cdot C_{d2} \approx a - b \cdot \frac{\delta_1}{d}$, δ_1 peut-être introduit en considérant uniquement le régime turbulent $\delta_{1,turb}$ et directement liée au C_d expérimentaux dans cette gamme de Re_d [104]. Le C_{d1} est la correction qui tient compte des effets visqueux par l'intermédiaire des effets de déplacement. Le C_{d2} est choisi en accord avec la formulation de Dutton & Addy de 1981 (cf. Section 1.4.2 [43]) pour la courbure des tuyères cylindriques [1]. Par conséquent, les graphiques de la Figure 3.10 montrent l'évolution de $\delta_{1,turb}$ en fonction de ε avec une corrélation suivant des lois en puissance en fonction des considérations sur les diamètres. Les points de mesure dans les tons froids, ont été obtenus avec l'installation secondaire à haute pression de Cesame et celle dans les tons chauds ont été obtenus par la PTB-PigsarTM. Les différentes qualités d'états de surfaces sont représentées par différents symboles : les cercles pour la surface la plus lisse, des triangles pour la surface de rugosité moyenne et les losanges pour la surface la plus rugueuse. Le comportement suit une loi en puissance en $\frac{\delta_{1,turb}}{d} = 0,041 \cdot \left(\frac{\varepsilon}{d}\right)^{0,3696}$. Plus la paroi est rugueuse, plus la couche limite a tendance à s'épaissir. Les ordres de grandeur apparaissent en suivant de la qualité de l'état de surface : la moins lisse $\varepsilon/d \approx 1,5 \times 10^{-3}$, la médiane à $\varepsilon/d \approx 1,0 \times 10^{-3}$ et la plus lisse à $\varepsilon/d \approx 0,5 \times 10^{-3}$. Il existe donc une dépendance entre ε et $\delta_{1,turb}$; cette dépendance est donc liée à la

rugosité. Le Ra n'apparaît pas directement, il devient donc intéressant de rechercher une dépendance de $\delta_{1,turb}$ avec Ra .

La Figure 3.11 reprend l'évolution de $\delta_{1,turb}$ en fonction de Ra . Les données sont celle de Cesame, car la corrélation est sensiblement meilleure qu'avec les données de la PTB. Les représentations sont adimensionnées avec le diamètre au niveau du col. Les C_d associés aux relevés expérimentaux moyens, en régime turbulent, sont ajoutés sur l'axe secondaire en ordonnée. Les données en Ra/d sont montrées pour celles relevées dans les convergents et dans les parties cylindriques. Les données relevées dans la partie cylindrique montrent que c'est la partie de la tuyère la plus sensible à l'influence de l'état de surface sur le C_d au moins pour le régime turbulent. Les résultats sur les deux parties sont néanmoins donnés à titre comparatif. Des tendances globales peuvent être extraites. De premier abord des comportements en tendances linéaires peuvent paraître suffisants avec comme équations : $\frac{\delta_{1,turb}}{d} = 6,4788 \cdot \frac{Ra}{d} + 0,0025$ dans le convergent et $\frac{\delta_{1,turb}}{d} = 91,791 \cdot \frac{Ra}{d} + 0,0019$ dans la partie cylindrique. En effet même en présence de parois très lisses, une épaisseur de déplacement pourrait toujours être définie. Cette épaisseur serait de $\frac{\delta_{1,turb}}{d} = 0,0025$ en considérant le convergent et de $\frac{\delta_{1,turb}}{d} = 0,0019$ en considérant la partie cylindrique. Soit des épaisseurs très sensiblement identiques.

Un examen minutieux montre néanmoins que cette tendance peut être enrichie. Les données suivent globalement des lois logarithmiques en $\frac{\delta_{1,turb}}{d} = 0,0008 \cdot \ln\left(\frac{Ra}{d}\right) + 0,0104$ dans le convergent et en $\frac{\delta_{1,turb}}{d} = 0,0013 \cdot \ln\left(\frac{Ra}{d}\right) + 0,0176$ dans la partie cylindrique. Des formulations en exponentielles peuvent également être spécifiée, notamment dans le convergent avec une formulation basée sur trois coefficients $a = 0,00275$, $b = 5,333$ et $\tau = 0,000022$ et liés une équation⁷ en $\frac{\delta_{1,turb}}{d} = (a + b \cdot \frac{Ra}{d}) \cdot (1 - \exp(-Ra/d/\tau))$ sur l'intervalle des rugosités adimensionnées Ra/d entre 0 et $2,5 \times 10^{-4}$. Entre les deux modes de représentation des données, il existe un faible décalage qui pour une valeur $\frac{\delta_{1,turb}}{d}$ constante qui avance les Ra/d . Cet écart dépend de la méthode d'estimation de l'état de surface. En définitif, ces représentations montrent que la couche limite s'épaissit lorsque la rugosité augmente en contribuant à la diminution du C_d . Pour les tuyères rugueuses, le C_d n'évolue plus avec le Re_d on est en régime de couche limite turbulente établie au niveau du col cylindrique.

Des similarités peuvent être trouvées avec la publication de Ding et collab., en 2016, où la transition d'un modèle hydrauliquement lisse à un modèle rugueux est rendue possible théoriquement par une fonction de résistance qui varie sur toute la plage du régime turbulent⁸ [41]. Dans les deux cas le lien avec la théorie

7. A la suite de ces résultats, Mickan ne prend pas en compte le C_{d2} et considère $\delta_{1,turb} = 1 - \frac{C_d}{4}$. Il propose, sur une formulation du même type, des coefficients différents avec $a = 0,00432$, $b = 6,74955$ et $\tau = 0,00003$. Il choisit les valeurs de Ra spécifiées pour la fabrication, toutes normalisées par les diamètres respectifs des tuyères. Par exemple, pour la valeur Ra la plus basse, l'état de surface à été spécifiée comme étant entre $Ra = 0,4 \mu\text{m}$ et $Ra = 0,6 \mu\text{m}$, donc en moyenne $Ra = 0,5 \mu\text{m}$.

8. $\lambda_d\left(Re_d, \frac{\varepsilon}{d}\right) = \lambda_\delta\left(\zeta \cdot Re_d, \frac{1}{\psi_{cr}} \cdot \frac{\varepsilon}{d}\right) = \lambda_\delta\left(\zeta \cdot Re_\delta, \frac{\varepsilon}{2 \cdot \delta}\right)$.

est encore implicite. Pour établir la correspondance claire de ΔB (de la loi universelle d'écoulement dans les conduites rugueuses) avec la théorie des tuyères cylindriques, des approfondissements sont encore nécessaires.

3.4 Conclusion

Le chapitre précédent donnait une description de tous les moyens de mesures expérimentaux : l'usinage d'un groupe de tuyères, le contrôle dimensionnel et enfin les méthodes d'étalonnages. Ce dernier chapitre exploite les méthodes décrites pour exposer les résultats des différents essais expérimentaux. Les résultats dimensionnels ont été tout d'abord présentés, avec en particulier une évaluation précise du diamètre. Ce paramètre est la clé pour comparer les coefficients de décharge. Ensuite, il a été possible d'observer des variations du résultat au sein même de la géométrie et du col, en utilisant des données géométriques fournies par un prestataire extérieur. Enfin, d'autres niveaux d'irrégularités dimensionnelles ont été répertoriées. Ces variations semblent avoir une portée prédominante sur l'écoulement. Il s'agit principalement de l'état de surface et des changements de courbure entre le convergent et la partie cylindrique référencé par ω_1 .

Dans un deuxième temps, les étalonnages des tuyères ont permis de constater l'évolution du coefficient de décharge en fonction des nombres de Reynolds, pour différents états de surface. Ces mesures ont été effectuées, sur le groupe de tuyères usiné, à l'aide notamment de l'étalon primaire de référence de Cesame ainsi que du partage de moyen franco-germanique. Cette étude porte principalement sur les caractéristiques d'écoulement des tuyères. Ces résultats expérimentaux ont permis de générer, au total, une base de données de plus 230 points expérimentaux et de comparer les résultats à la base de données du laboratoire et des différentes courbes données par la norme.

Les courbes générales de chaque pièce montrent une augmentation de la valeur du coefficient de décharge, correspondant au régime laminaire, jusqu'à des nombres de Reynolds moyens de 8×10^5 ou le coefficient de décharge atteint une valeur maximale. Cette augmentation est suivie d'une chute variable, de la valeur du coefficient de décharge, qui est généralement définie comme une plage de transition de la couche limite. Pour finir, les courbes des tuyères rugueuses montrent une stabilité, du coefficient de décharge, sous la forme de plateaux, pour la gamme des nombres de Reynolds les plus élevés et supérieurs à 1×10^6 . Nous avons identifié cette tendance comme étant caractéristique de l'état de surface rugueux dans le régime de développement turbulent de la couche limite.

Le mariage des informations dimensionnelles de chaque pièce avec l'étude de leur courbe d'étalonnage a permis de faire ressortir le paramètre déterminant qui offre une explication raisonnable aux observations

dans les hauts nombres de Reynolds. Il s'agit en particulier du rapport entre la rugosité mesurée dans la partie cylindrique et le diamètre, noté Ra/d , qui varie linéairement avec l'évolution du coefficient de décharge. Le lien avec l'état d'épaississement de la couche limite, notamment dans la partie cylindrique, a pu être effectué. Le coefficient de décharge diminue avec l'épaississement de la couche limite provoqué par l'état plus rugueux de la surface.

Pour finir, ces informations ont permis de mettre au jour une modélisation des effets possibles de l'état de surface majoritairement axé sur la partie turbulente du développement de la couche limite c'est-à-dire pour les plus hauts nombres de Reynolds qui correspondent relativement bien aux valeurs obtenue. Même si cette modélisation peut être améliorée, elle constitue déjà d'une première explication de l'effet de l'état de surface sur les courbes d'étalonnage des tuyères cylindriques.

Cette hypothèse et ces conclusions pourraient être confirmées par le même type d'analyse sur les tuyères historiques de Cesame. Ceci à des fins de comparaison et de témoignage, d'autant plus que ces tuyères sont considérées comme étant hydrauliquement lisses et donc, minimisent les irrégularités de forme. Une fois de plus, il convient de souligner le rôle du polissage pour l'obtention de courbes d'étalonnages plus fiables et régulières. La géométrie des tuyères cylindriques demande des définitions dimensionnelles très précises ce qui conduit à de nouveaux défis technologiques et scientifiques.

Une proposition d'essais de faisabilité technique va prochainement être réalisée pour vérifier l'intérêt de la technologie PECM (Precise ElectroChemical Machining) soit un usinage électrochimique dit « de précision » pour l'abaissement de la rugosité. Cela consiste en un polissage au niveau du diffuseur et de la partie cylindrique de diamètre 10 mm. Les étapes de réalisation des essais de faisabilité technique prennent en compte la conception de l'outillage avec le porte pièce et le porte électrode avec le système de préhension. Ces essais de polissage PECM permettrons le passage d'un flux d'électrolyte par le trou central de la tuyère avec une surépaisseur de 0,3 mm sur une tuyère usinée par un prestataire.

Cette partie servira de base de travail pour la suite de ce manuscrit qui s'appuie sur une approche numérique pour tenter de mieux comprendre la structure de l'écoulement et les phénomènes jouant un rôle sur l'évaluation du C_d à l'aide d'un CFVN de géométrie cylindrique.

Chapitre 4

Mise au point de la stratégie de simulation d'écoulement de tuyère CFVN

Nous avons vu que la visualisation directe de l'écoulement dans les tuyères était impossible par le fait du confinement et des conditions de fonctionnement de haute pression que l'on rencontre dans ces dispositifs. Sachant cela, la simulation numérique constitue un allié de choix pour mieux comprendre les phénomènes en présence qui donne au coefficient de décharge C_d sa valeur. L'écoulement qui nous intéresse est celui rencontré dans les tuyères cylindriques. Il sera montré et mieux décrit dans le chapitre suivant (cf. Section 5). Cet écoulement compliqué est issu d'ingrédients de simulation qu'il est nécessaire de décrire finement (la densité de maillage, les conditions aux limites adéquates, les choix d'initialisations et l'extraction des paramètres). Ce chapitre est consacré à la description des outils numériques employés pour les simulations et le post-traitement des données. La construction de ce modèle numérique est validée par des comparaisons avec des cas classiques de la littérature. Les objectifs sont avant tout d'obtenir non seulement une évaluation suffisamment correcte du C_d , mais aussi de caractériser les divers paramètres macroscopiques de l'écoulement qui pilotent son évolution. Cette étude est orientée vers l'utilisation d'une suite d'outils libres type OpenFOAM, modifiables, permettant des simulations RANS pour un coût raisonnable et accessibles pour le laboratoire du Cesame-Exadébit (cf. Annexe Q).

4.1 Équations générales et discrétisation

Une première partie résume les équations de la mécanique des milieux continus, ainsi que les relations constitutives des fluides newtoniens qui sont considérées pour cette partie numérique. Un bref aperçu des méthodes de modélisation de la turbulence est également présenté. La partie suivante présente la méthode des volumes finis au second ordre pour les maillages structurés qui seront utilisés dans les simulation. La

discrétisation des équations générales de transport sera détaillée. Enfin le schéma numérique sera développé afin d'être testé par la suite sur plusieurs situations de cas tests.

4.1.1 Équations générales

Les équations qui prévalent sont données par le modèle de Navier-Stokes sous la forme conservative qui s'exprime par l'équation de continuité (ou la conservation de la masse), l'équation de la conservation de la quantité de mouvement et l'équation de l'énergie totale. Les approximations et hypothèses sont :

- l'hypothèse du milieu continu,
- l'écoulement de fluide gazeux compressible,
- le gaz mono-espèce non réactif,
- l'écoulement non hypersonique ($Ma < 6$ pour l'air),
- effet de rayonnement négligé,
- l'équilibre thermodynamique afin de pouvoir utiliser l'équation des gaz parfaits,
- Fluide newtonien avec une viscosité dynamique suivant la loi de Sutherland,
- l'hypothèse du nombre de Froude suffisamment important pour négliger les effets de la gravité.

On considère les équations classiques de conservation en coordonnées cartésiennes :

- Conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0. \quad (4.1)$$

- Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{U})}{\partial t} + \nabla \cdot [\rho \mathbf{U} \otimes \mathbf{U}] + \nabla p + \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} = 0. \quad (4.2)$$

- Conservation de l'énergie totale

$$\frac{\partial (\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot [\mathbf{U} (\rho E + p)] - \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} \mathbf{U}) + \nabla \cdot \mathbf{q} = 0, \quad (4.3)$$

avec ρ la masse volumique, \mathbf{U} représente le vecteur vitesse du fluide, p la pression, \mathbf{q} le flux de chaleur et $\boldsymbol{\sigma}$ le tenseur des effets visqueux.

Dans l'Équation 4.3, l'énergie totale par unité de masse est donnée par

$$E = e + \frac{\mathbf{U} \cdot \mathbf{U}}{2}, \quad (4.4)$$

dans laquelle e est l'énergie interne spécifique définie par

$$e = C_v \cdot T = R/(\gamma - 1) \cdot T, \quad (4.5)$$

avec la constante des gaz $R = C_p - C_v$ où C_p et C_v sont les chaleurs spécifiques à pression constante et à volume constant respectivement et γ le rapport des chaleurs spécifiques. Dans la présente étude, on considère que les chaleurs spécifiques ont une variation négligeable dans la gamme de températures considérée (elles gardent donc une valeur constante). Il est possible d'écrire

$$\rho E = \frac{p}{\gamma - 1} + \rho \frac{\mathbf{U} \cdot \mathbf{U}}{2}, \quad (4.6)$$

avec p , T , et ρ qui sont liés par l'équation d'état

$$p = \rho R T. \quad (4.7)$$

Pour les écoulements visqueux, le tenseur des contraintes peut être représenté par la loi de Newton selon l'hypothèse de Stokes (gaz sans degré de liberté interne)

$$\boldsymbol{\sigma} = 2\mu \text{dev}(\mathbf{D}), \quad (4.8)$$

avec le tenseur du gradient de déformation $\mathbf{D} = \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{U} + (\nabla \mathbf{U})^T]$ et sa composante déviatrice (deviatoric contributions) introduite avec l'opérateur $\text{dev}(\mathbf{D}) = \mathbf{D} - \frac{1}{3} \text{tr}(\mathbf{D}) \mathbf{I}$, où \mathbf{I} est le tenseur unitaire.

Comme le fluide en écoulement est de l'air considéré comme un gaz parfait, la variation de la viscosité dynamique μ avec la température T est calculé à partir de la loi de Sutherland qui s'écrit

$$\mu = \frac{A_s \cdot \sqrt{T}}{1 + T_s/T}, \quad (4.9)$$

avec, A_s la constante de Sutherland égale à $1,458 \times 10^{-6} \frac{\text{kg}}{\text{ms}\sqrt{\text{K}}}$ et T_s une température de référence fixée à 110,4 K. Cette loi est valable entre 100 K et 1900 K.

Le flux diffusif de chaleur peut être représenté par la loi de Fourier

$$\mathbf{q} = -\kappa \cdot \nabla T, \quad (4.10)$$

avec T la température et k la conductivité thermique qui peut être écrite comme $\kappa = \frac{\mu C_p}{Pr}$. Le nombre de Prandtl est le rapport de $\nu = \mu/\rho$ et $\kappa/(\rho C_p)$ et est supposé être constant avec la valeur de 0,72 pour l'air. Les simulations ont été effectuées dans des conditions isotropes, κ est le même dans toutes les directions. Si $\boldsymbol{\sigma} = 0$ et $\mathbf{q} = 0$, le flux est non-visqueux et les équations de conservation se réduisent aux équations d'Euler.

4.1.2 Approche RANS

L'approche RANS (Reynolds Average Navier Stokes) consiste à considérer les équations moyennées (sur un ensemble de réalisations ou de façon équivalente temporellement avec une hypothèse d'ergodicité) afin de ne chercher à calculer directement que l'influence du mouvement turbulent sur le champ moyen. La décomposition de Reynolds consiste à décomposer les différentes variables physiques (Ψ) dans les équations selon une valeur moyenne ($\overline{\Psi}$) plus une partie fluctuante (Ψ') et on moyenne globalement les équations pour obtenir la formulation à considérer, dans laquelle les nouvelles corrélations statistiques inconnues qui apparaissent doivent être fermées. Dans le cas d'une formulation compressible, il est préférable de combiner cette décomposition de Reynolds avec une décomposition dite de Favre (pondérée par la masse volumique) afin d'obtenir un jeu simplifiée d'équations [44, 168]. Cette moyenne est définie selon,

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\Psi}}{\bar{\rho}}. \quad (4.11)$$

Cette formulation est utilisée dans cette étude. Le jeu d'équations moyennées effectivement utilisé est :

— Conservation de la masse

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{U}}) = 0. \quad (4.12)$$

— Conservation de la quantité de mouvement

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{U}})}{\partial t} + \nabla \cdot [\tilde{\mathbf{U}} (\bar{\rho} \tilde{\mathbf{U}})] + \nabla \bar{p} + \nabla \cdot (\boldsymbol{\sigma} + \boldsymbol{\sigma}_t) = 0, \quad (4.13)$$

où $\boldsymbol{\sigma}_t = 2\mu_t \text{dev}(\tilde{\mathbf{D}})$. Il est alors possible d'introduire une viscosité effective définie comme $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ si le tenseur des contraintes est construit en utilisant le tenseur de gradient de déformation

moyen $\tilde{\mathbf{D}}^1$ et si la viscosité dynamique turbulente μ_t nécessaire pour construire les contraintes de Reynolds turbulentes a été évaluée. Cette évaluation est réalisée en définissant un modèle de turbulence.

— Conservation de l'énergie totale

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{E})}{\partial t} + \nabla \cdot [\tilde{\mathbf{U}} (\bar{\rho} \tilde{E})] + \nabla \cdot [\bar{p} \tilde{\mathbf{U}}] - \nabla \cdot (\alpha_{eff} \nabla \tilde{h}_s) = 0, \quad (4.14)$$

La diffusivité thermique effective ($\alpha_{eff} = \alpha + \alpha_t$) comprend à la fois la diffusivité thermique moléculaire locale moyenne et la diffusivité thermique turbulente. À partir de la définition de l'énergie totale, l'enthalpie sensible peut être calculée comme $\tilde{h}_s = E + \frac{\bar{p}}{\bar{\rho}} - \frac{\tilde{\mathbf{U}} \cdot \tilde{\mathbf{U}}}{2}$.

4.1.3 Modèle de turbulence

Afin de modéliser au mieux l'évolution du fluide à la paroi et la partie visqueuse du fluide, plusieurs modèles de turbulence sont disponibles pour la modélisation des écoulements compressibles. Il s'agit de déterminer lequel peut offrir le meilleur compromis. Aucun n'est particulièrement adapté pour les écoulements transsoniques qui sont rencontrés dans les tuyères soniques ; le fluide est fortement accéléré, subit des effets de courbure et de gradients de pression important à travers une large gamme de nombre de Mach. Il convient, semble-t-il, de rester généraliste. Des modèles de turbulence comme le modèle Realizable $k - \varepsilon$ [131] et le modèle $k - \omega$ SST, ont été testés, le meilleur compromis ainsi qu'un plus grand nombre de résultats ont été obtenus avec le modèle de Spalart-Allmaras [139, 140].

Il s'agit d'un modèle à une équation qui résout une équation supplémentaire pour la viscosité cinématique turbulente modifiée $\tilde{\nu}$. Ce modèle convient généralement mieux pour des problèmes aérodynamiques externes, les turbomachines et les écoulements à grande vitesse. Il s'applique à des écoulements externes et/ou internes légèrement complexes et où la couche limite est soumise à des gradients de pression (par exemple, les profils aérodynamiques, les ailes, les fuselages d'avion, les coques de navire). Il souffre en revanche de mauvaises performances pour les écoulements avec de fortes séparations.

Le modèle Spalart-Allmaras consiste en une équation de transport d'une viscosité turbulente modifiée $\tilde{\nu}$ aussi appelée variable de Spalart-Allmaras.

Le modèle utilise l'empirisme et les arguments de l'analyse dimensionnelle, il est indépendant de la distance normale à la paroi (on utilisera y^+ dans la suite comme notation de cette distance), mais nécessite la distance à la paroi la plus proche. La viscosité turbulente est développée à l'aide de l'équation de transport du modèle. Le guide d'utilisation le présente comme

1. $\tilde{\mathbf{D}} = \frac{1}{2} \left[\nabla \tilde{\mathbf{U}} + (\nabla \tilde{\mathbf{U}})^T \right]$

σ_{ν_t}	C_{b1}	C_{b2}	C_{w1}	C_{w2}	C_{w3}	C_{v1}	C_s	κ
2/3	0,1355	0,622	$\frac{C_{b1}}{\kappa^2} + \frac{1+C_{b2}}{\sigma_{\nu_t}}$	0,3	2	7,1	0,3	0,41

TABLE 4.1 – Coefficients natifs du modèle de Spalart-Allmaras de OpenFOAM.

$$\frac{D}{Dt}(\rho\tilde{\nu}) = \nabla \cdot (\rho D_{\tilde{\nu}}\tilde{\nu}) + \frac{C_{b2}}{\sigma_{\nu_t}}\rho|\nabla\tilde{\nu}|^2 + C_{b1}\rho\tilde{S}\tilde{\nu} - (C_{w1}f_w)\rho\frac{\tilde{\nu}^2}{d^2} + S_{\tilde{\nu}}, \quad (4.15)$$

Le terme de production est développé à l'aide de la norme de vorticité. Les termes de diffusion sont naturellement liés aux dérivées spatiales de $\tilde{\nu}$. Le terme de destruction est issu de l'analyse dimensionnelle. Tous les détails sont abordés étapes par étapes dans les articles originaux [139, 140].

La viscosité turbulente est obtenue en utilisant

$$\nu_t = \tilde{\nu}f_{v1}, \quad (4.16)$$

où la fonction f_{v1} est donnée par $f_{v1} = \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3}$ et $\chi = \frac{\tilde{\nu}}{\nu}$. Les conditions aux limites de la paroi sont triviales $\tilde{\nu} = 0$. Le comportement de ν_T près de la paroi est presque linéaire, donc la solution de l'équation ne nécessite pas un maillage plus raffiné que le modèle algébrique (de plus une condition limite est ajoutée sous la forme d'une contrainte de paroi sur la viscosité cinématique turbulente, c'est-à-dire, lors de l'utilisation des fonctions de paroi pour les parois rugueuses, basée sur la vitesse, en utilisant la loi de Spalding [141] pour donner un profil de ν_t continu à la paroi en $y^+ = 0$). Le modèle peut être utilisé pour des écoulements compressibles ou sur des maillages non structurés. Spalart et Allmaras ont testé le modèle sur les équations de la couche limite en RANS. Dans la partie convergente des tuyères, nous pouvons dire que les niveaux de ν_t restent négligeables (inf.   $10^{-4} m^2/s$). Les coefficients du modèle par défaut sont donnés dans la Table 4.1. Il s'agit de termes de pondération pour la production et la dissipation en fonction de l'évolution des conditions dans l'écoulement. La littérature propose d'adapter ces coefficients en fonction des situations rencontrées et des écoulements dans lequel ils sont employés. Nous avons choisi de ne pas modifier ces coefficients pour les situations de tuyère afin d'obtenir un premier jeu de situation représentative.   l'avenir les solutions obtenues pourraient servir de comparatif pour d'autres jeux de coefficient qui pourraient être mieux adaptés.

4.1.4 Discrétisation de l'équation générale

OpenFOAM utilise la méthode des volumes finis pour discrétiser la forme intégrale des équations sur un maillage constitué de volume de contrôle (CV). Ces volumes de contrôle, indéformable, sont construits en forme de cellules polyédriques constitués de faces. Les expressions génériques des équations principales

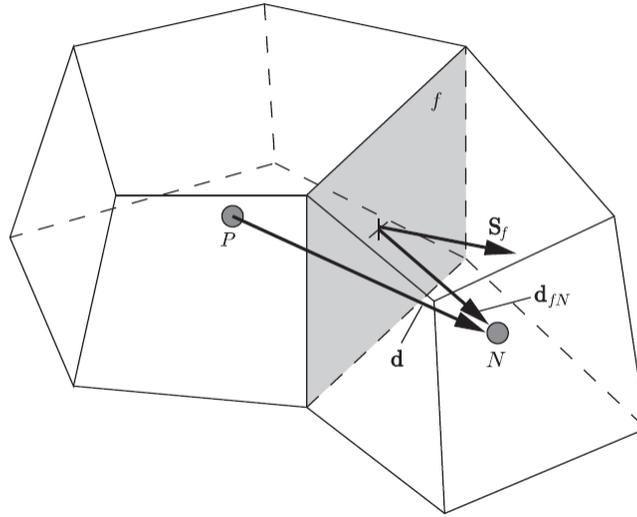


Figure 4.1 – Discrétisation en volumes finis d’après Greenshields (2010) Chaque face est attribuée à une cellule (propriétaire) P et à une cellule voisine N . Le système est colocalisé, toutes les variables dépendantes et les propriétés matérielles sont référencées au centre des cellules (centroïde). Le vecteur \mathbf{S}_f est normal à une face pointant vers l’extérieur de sa cellule. Le vecteur \mathbf{d} relie le centroïde de la cellule P à celui de la cellule voisine N et le vecteur \mathbf{d}_{fN} relie le centre de la face au centroïde de la cellule N [53].

sont basées sur des valeurs interpolées des cellules et des faces. Chaque face est attribuée à une cellule (propriétaire) et à une cellule voisine. Le vecteur \mathbf{S}_f est normal à une face pointant vers l’extérieur de sa cellule (propriétaire) et sa valeur correspond à la surface de la face. Le système est colocalisé, toutes les variables dépendantes et les propriétés matérielles sont référencées au centre des cellules (centroïde). P définit la cellule (propriétaire) et N la cellule voisine. Le vecteur \mathbf{d} relie le centroïde de la cellule concernée (propriétaire) P à celui de la cellule voisine N et le vecteur \mathbf{d}_{fN} relie le centre de la face au centroïde de la cellule N comme dans la Figure 4.1.

Les flux des divergences et des gradients sont convertis en intégrale sur la surface des cellules en utilisant la forme généralisée du théorème de Gauss. L’intégration nécessite des flux au niveau des faces, évalués par l’interpolation des valeurs au centre des cellules vers les faces. À cette fin, OpenFOAM fournit un ensemble de règles d’interpolation prédéfinies.

Deux méthodes sont implémentées dans OpenFOAM pour traiter les écoulements supersoniques ; il s’agit des solveurs *sonicFoam* et *rhoCentralFoam*. Une méthode de type PISO [72] est utilisée par *sonicFoam*

tandis qu'une approche alternative par une résolution du problème de Riemann basée sur un schéma central-upwind est utilisé par *rhoCentralFoam*.

Le premier, *sonicFoam*, est un solveur basé sur la pression qui utilise la pression et la vitesse comme variables dépendantes. L'équation de la pression est dérivée de la forme différentielle des équations de quantité de mouvement et de la continuité. Une description plus détaillée de ce solveur est effectuée dans l'Annexe R. Cette pratique a cependant ses inconvénients, car il n'est pas facile de s'assurer que tous les termes de l'équation de pression sont discrétisés d'une manière compatible avec la discrétisation des termes correspondants dans les équations principales. La conséquence de cette incohérence est que la pression obtenue peut ne pas toujours produire un champ de vitesse qui satisfait simultanément les équations de la dynamique et de la continuité. Puisque la satisfaction de l'équation de continuité est une condition de base de la solution de l'équation de pression, cette incompatibilité n'est généralement pas recevable (vision des équations pour les faibles Mach, trans-sonique supersonique). Alternativement, l'équation de la pression peut être dérivée des formes discrètes des équations du moment et de continuité [72].

Le second, *rhoCentralFoam*, dont l'implémentation est plus récente, reprend le fait que l'écoulement est réalisé par la propagation de toutes les ondes. Cela nécessite la construction d'interpolations de flux qui tiennent compte du fait que les transports peuvent avoir lieu dans n'importe quelle direction. Le solveur *rhoCentralFoam* est basé sur la masse volumique et est souvent référencée pour sa capacité à mieux capturer les chocs. C'est ce schéma qui a été choisi pour ce travail, il va donc être décrit à la suite. Les méthodes des schémas centrés mises en œuvre par *rhoCentralFoam* sont la méthode de Kurganov [83] et la méthode Kurganov et Tadmor [84]. Ces procédures d'interpolations ne portent que sur des valeurs des cellules voisines d'une face donnée. La forme conservatrice de l'équation générale de transport scalaire, intégré sur le volume, prend la forme

$$\int_V \frac{\partial}{\partial t} (\Psi) dV + \int_V \nabla \cdot (\mathbf{U}\Psi) dV = \int_V \nabla \cdot (\Gamma \nabla \Psi) dV + \int_V S dV, \quad (4.17)$$

Dans la suite, nous décrivons la discrétisation d'un champ tensoriel dépendant Ψ , de n'importe quel rang, par l'interpolation des valeurs de Ψ_P au centre des cellules vers les valeurs de Ψ_f au niveau des faces.

4.1.4.1 Traitement des termes convectifs

Les termes convectifs de l'équation de conservation des Équations 4.1 à 4.3 (correspondant au second terme de gauche de l'Équation 4.17 comme $\nabla \cdot [\rho \mathbf{U}]$, $\nabla \cdot [\mathbf{U}(\rho \mathbf{U})]$, $\nabla \cdot [\mathbf{U}(\rho E)]$ et $\nabla \cdot [\mathbf{U}p]$) sont intégrés sur un volume de contrôle et linéarisés comme

$$\int_V \nabla \cdot (\mathbf{U}\Psi) dV \approx \sum_f \mathbf{S}_f \cdot \mathbf{U}_f \Psi_f = \sum_f \phi_f \Psi_f \quad (4.18)$$

où \sum_f désigne une somme sur les faces des cellules et $\phi_f = \mathbf{S}_f \cdot \mathbf{U}_f$ est le volume de fluide traversant la face par seconde.

La méthode la plus simple pour évaluer \mathbf{U}_f et Ψ_f correspond à une interpolation linéaire (différence centrale ; DC) souvent stabilisé par une méthode upwind (différence upwind : DU)

$$\Psi_f = \lambda \Psi_P + (1 - \lambda) \Psi_N, \quad (4.19)$$

où λ est défini comme un coefficient de pondération qui s'écrit $\lambda = \frac{|\mathbf{S}_f \cdot \mathbf{d}_{fN}|}{|\mathbf{S}_f \cdot \mathbf{d}|}$. Pour les écoulements compressibles, cependant, les propriétés du fluide ne sont pas seulement transportées par l'écoulement, mais aussi par la propagation des ondes une étape de reconstruction peut être nécessaire. La différenciation centrale (DC) est précise au second ordre sur tous les types de maillage [45] mais elle peut conduire à des oscillations non physiques dans la solution des problèmes où la convection domine [74]. Les systèmes en différenciation mixte (DM), combine, à l'aide d'un coefficient de pondération, la différenciation CD avec UD afin de préserver le caractère limité avec une précision raisonnable. Le coefficient de pondération ce résume au limiteur de VanLeer [155].

Dans *rhoCentralFoam*, la procédure d'interpolation est répartie en deux directions correspondant à un flux au niveau des faces vers l'extérieur et un flux vers l'intérieur de la cellule propriétaire. La discrétisation est

$$\sum_f \phi_f \Psi_f = \sum_f [\alpha \phi_{f(+)} \Psi_{f(+)} + (1 - \alpha) \phi_{f(-)} \Psi_{f(-)} + \omega_f (\Psi_{f(-)} - \Psi_{f(+)})], \quad (4.20)$$

avec on rappel ϕ_f le volume de fluide traversant la face par seconde (flux massique), Ψ les inconnues volumétriques ($\rho \mathbf{U}$, $\mathbf{U}(\rho \mathbf{U})$, $\mathbf{U}(\rho E)$), α un coefficient de pondération de $f(+)$ et $f(-)$. La direction $f(+)$ coïncident avec la direction $+\mathbf{S}_f$, et $f(-)$ coïncident avec la direction $-\mathbf{S}_f$. Les deux premiers termes à droite correspondent à l'évaluation des flux dans les directions $f(+)$ et $f(-)$. Le troisième terme est un terme de diffusion supplémentaire utilisant un flux volumétrique ω_f basé sur la vitesse maximale de propagation de toute discontinuité pouvant exister à une face entre les valeurs interpolées dans les directions $f(+)$ et $f(-)$.

Dans notre cas les contributions $f(+)$ et $f(-)$ sont pondérées de manière égale, avec un coefficient de pondération $\alpha = 0,5$, d'où le nom de schéma central.

Les flux associés aux vitesses locales de propagation peuvent être calculés comme suit, (ils sont définis positifs dans leurs directions respectives $f(+)$ et $f(-)$) :

$$\begin{aligned}\Psi_{f(+)} &= \max(c_{f(+)}|\mathbf{S}_f| + \phi_{f(+)}, c_{f(-)}|\mathbf{S}_f| + \phi_{f(-)}, 0) \\ \Psi_{f(-)} &= \max(c_{f(+)}|\mathbf{S}_f| - \phi_{f(+)}, c_{f(-)}|\mathbf{S}_f| - \phi_{f(-)}, 0)\end{aligned}\quad (4.21)$$

où $c_{f(\pm)} = \sqrt{\gamma RT_{f(\pm)}}$ représente la vitesse du son du gaz au niveau des faces, à l'extérieur et à l'intérieur de la cellule (propriétaire).

Le terme diffusif de flux prend la forme de $\omega_f = \alpha \max(\Psi_{f(+)}, \Psi_{f(-)})$. Pour basculer entre les schémas du premier et du second ordre, la procédure d'interpolation utilise un limiteur de flux $\beta(r)$ (fonction), où r représente le rapport des gradients successifs de la variable interpolée

$$r = 2 \left[\frac{\mathbf{d} \cdot (\nabla \Psi)_P}{(\nabla_{\mathbf{d}} \Psi)_f} \right] - 1, \quad (4.22)$$

avec $(\nabla \Psi)_P$, le gradient complet calculé au niveau de la cellule (propriétaire) P comme décrit précédemment avec interpolation linéaire ($\Psi_f = 0,5(\Psi_P + \Psi_N)$) et $(\nabla_{\mathbf{d}} \Psi)_f = \Psi_P - \Psi_N$ représente la composante du gradient normale à la face, mise à l'échelle par $|\mathbf{d}|$.

Le choix se porte vers le limiteur (TVD : Total Variation Diminishing) symétrique de VanLeer

$$\beta(r) = \frac{r + |r|}{1 + r} \quad (4.23)$$

La discrétisation upwind au 1er ordre (DU) est associée à un schéma d'ordre supérieur (DC) comme

$$\Psi_{f(+)} = (1 - g_{f(+)}) \Psi_P + g_{f(+)} \Psi_N \quad (4.24)$$

avec $g_{f(+)} = \beta(1 - \omega_f)$ et $\beta = \max\left(\min\left(\frac{2r}{K_{Div}}, 1\right), 0\right)$ où le scalaire K_{Div} est un paramètre défini par l'utilisateur entre 0 et 1. Nous choisissons $K_{Div} = 1$ qui seul permet d'obtenir la condition TVD et assurer la stabilité (dans la limitation du schéma TVD). La précision dépend de la valeur de r . Comme r est une fonction des gradients de Ψ , il représente le degré de convexité du flux. Plus il y a de convection, plus la pondération du schéma upwind augmente et plus la précision diminue. Cette méthode correspond à l'interpolation *LimitedLinear* qui supprime les oscillations étant typiquement associées aux schémas de second ordre [148]. Cette méthode est conforme au critère TVD et la stabilité est assurée avec la meilleur convergence.

4.1.4.2 Les termes de gradient

Le gradient normal à la surface $n_f \cdot (\nabla\phi)_f$ peut être évalué aux faces des cellules en utilisant $(\nabla\phi)_f = \phi_N - \phi_P / |\mathbf{d}|$. Le terme de gradient est un terme explicite qui peut être évalué de différentes manières. Les termes de gradient (incluant ∇p) sont intégrés sur un volume et discrétisés comme

$$\int_V \nabla\Psi dV = \int_S \Psi dS \approx \sum_f \mathbf{S}_f \Psi_f. \quad (4.25)$$

Ensuite, la procédure d'interpolation est séparée entre $f+$ et $f-$:

$$\sum_f \mathbf{S}_f \Psi_f = \sum_f [\alpha \mathbf{S}_f \Psi_{f(+)} + (1 - \alpha) \mathbf{S}_f \Psi_{f(-)}]. \quad (4.26)$$

L'interpolation $f+$ et $f-$ utilise le limiteur décrit précédemment.

4.1.4.3 Les termes de laplacien

Les termes en laplacien (premier terme de droite dans l'Équation 4.17) sont discrétisés comme

$$\int_V \nabla \cdot (\Gamma \nabla \Psi) dV = \int_S dS \cdot (\Gamma \nabla \Psi) \approx \sum_f \Gamma_f \mathbf{S}_f \cdot (\nabla \Psi)_f, \quad (4.27)$$

avec Γ le coefficient de diffusion sur la maille. Les flux estimés sur l'état de chaque cellule voisine sont projetés sur les directions normale et transverse des faces. Cette évaluation est décomposée en une composante orthogonale et une composante non orthogonale (en cas de non-orthogonalité des faces lorsque \mathbf{S}_f n'est pas parallèle à \mathbf{d}):

$$\mathbf{S}_f \cdot (\nabla \Psi)_f = \underbrace{A (\Psi_N - \Psi_P)}_{\text{orthogonal}} + \underbrace{\mathbf{a} \cdot (\nabla \Psi)_f}_{\text{non-orthogonal}}, \quad (4.28)$$

avec $A = |\mathbf{S}_f|^2 / (\mathbf{S}_f \cdot \mathbf{d})$ et $\mathbf{a} = \mathbf{S}_f - A\mathbf{d}$. Dans OpenFOAM cela correspond à *Gauss linear corrected*. Cela permet d'utiliser la différence centrée sur la contribution orthogonale, en limitant la méthode la moins précise uniquement à la partie non orthogonale. La partie orthogonale peut être traitée de manière implicite ce qui améliore la stabilité du calcul. La partie non orthogonale est traitée explicitement (à partir de la vitesse connue) comme un terme source ou un terme de correction (évalué en interpolant les gradients du centre des cellules, eux-mêmes calculés par une différence centrale des valeurs au centre des cellules). Cette contribution a donc tendance à augmenter l'instabilité (en cas de forte non-orthogonalité du maillage) et doit rester suffisamment faible. Cette approche maintient la contribution de Ψ_P et Ψ_N

au même niveau que sur la maille orthogonale, indépendamment de la non-orthogonalité. La qualité du maillage doit donc être optimale en minimisant la non-orthogonalité ou en éloignant, dans le domaine, les zones non-orthogonales, des zones d'intérêt de l'écoulement. Cette dernière approche a été retenue pour cette étude en soignant la qualité des maillages structurés multi-blocs, via l'optimisation de la géométrie des blocs et l'application de méthodes de lissage elliptique (cf. Section 4.3.2). En résumé, plus le maillage est orthogonal et plus l'utilisateur est capable d'activer du second ordre et éviter la diffusion numérique liée à l'utilisation du premier ordre pour la composante transverse. On prendra un soin particulier pour générer, par la suite, des maillages localement les plus orthogonaux possibles.

4.1.4.4 Les termes sources

Le terme source implicite modifie le coefficient de la diagonale de la matrice. Selon le signe du coefficient et des termes de la matrice, cela augmentera ou diminuera la dominance de la diagonale de la matrice. La diminution de la dominance de la diagonale peut provoquer une instabilité lors de la résolution itérative de l'équation de la matrice. Par conséquent, OpenFOAM fournit une procédure de discrétisation de source mixte qui est implicite lorsque les coefficients sont supérieurs à zéro et explicite pour les coefficients inférieurs à que zéro. Un terme source implicite est intégré sur un volume de contrôle et linéarisé par

$$\int_V S dV = S_p V_p. \quad (4.29)$$

4.1.4.5 Discrétisation temporelle

Pour un volume de contrôle fixe au cour du temps, le terme temporel est exprimé comme

$$\int_V \frac{\partial \Psi}{\partial t} dV \quad (4.30)$$

La première dérivée $\partial/\partial t$ est intégrée sur un volume de contrôle. L'intégration en temps se fait en deux temps. Les termes convectifs sont d'abord intégrés via un schéma explicite arrière [74] qui s'écrit.

$$\frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\frac{3}{2}\Psi^{n+1} - 2\Psi^n + \frac{1}{2}\Psi^{n-1}}{\Delta t}, \quad (4.31)$$

avec, en considérant l'expansion en série de Taylor de Ψ dans le temps, $\Psi^{n+1} = \Psi(t + \Delta t)$ pour l'étape de temps pour laquelle nous sommes en train de résoudre, $\Psi^n = \Psi(t)$ le pas de temps précédent et $\Psi^{n-1} = \Psi(t - \Delta t)$ le pas de temps encore antérieur. Δt est la variation du pas de temps. Ce schéma est précis au second ordre en temps, en conservant les anciennes valeurs et donc avec un surcoût de stockage des données plus important que le schéma Euler implicite. Pour parvenir au second ordre, chaque terme individuel de l'équation générale de transport doit être discrétisé avec une précision du second ordre (le

caractère non-oscillatoire de la solution ne peut pas être garanti). Des précisions peuvent être trouvées dans l'Annexe S.

D'après [53, 127], l'algorithme de *rhoCentralFoam* s'écrit finalement selon : ρ , $\hat{\mathbf{U}} = \rho\mathbf{U}$ et $\hat{E} = \rho E$.

Algorithme de <i>rhoCentralFoam</i>
boucle tant que $t < t_{final}$ faire : Définition de $t := t + \Delta t$ Le limiteur de VanLeer est utilisé pour évaluer $\rho_{f\pm}, \hat{\mathbf{U}}_{f\pm}, T_{f\pm}$ depuis ρ, \mathbf{U} et T Calcul de $\mathbf{U}_{f\pm} = \hat{\mathbf{U}}_{f\pm} / \rho_{f\pm}$, $p_{f\pm} = \rho_{f\pm} R T_{f\pm}$, $\phi_{f\pm} = \mathbf{S}_f \cdot \mathbf{U}_{f\pm}$, $c_{f\pm} = \sqrt{\gamma R T_{f\pm}}$ Calcul des dérivées du flux convectif et ∇p depuis $f\pm$ interpolés en utilisant les Équations ?? à 4.28 Mise à jour de $\sigma_{exp} = \mu \left[(\nabla \mathbf{U})^T - \left(\frac{2}{3}\right) \text{tr}(\nabla \mathbf{U}) \mathbf{I} \right]$, μ et κ Résolution de l'Équation 4.1 pour ρ {équation de conservation de la masse} Résolution de l'Équation 4.2 pour $\hat{\mathbf{U}}$ {prédiction de l'équation de conservation de la quantité de mouvement inviscid} Mise à jour de \mathbf{U} depuis $\hat{\mathbf{U}}$ et ρ Résolution de l'Équation 4.2 pour \mathbf{U} {correction de la vitesse de diffusion} Résolution de l'Équation 4.3 pour \hat{E} {prédiction de l'équation de conservation de l'énergie totale inviscid} Mise à jour de T avec l'Équation 4.4 de \hat{E} , \mathbf{U} et ρ Résolution de l'Équation 4.4 pour T {correction de la température de diffusion} Mise à jour de p à l'aide de $p = \rho R T$ fin de la boucle tant que

4.2 Validation et paramétrage de l'outil numérique de l'outil numérique

4.2.1 Développement spatial d'une couche limite sur plaque plane

Le cas test de couche limite se développant spatialement sur une plaque plane est tout d'abord réalisé. Les conditions du calcul considérées sont similaires à l'étude d'une plaque plane sans gradient de pression [128]. Ce cas test permet de vérifier la capacité du code à reproduire la structure particulière de l'écoulement se développant en proche paroi en régime turbulent. À l'infini en amont, un écoulement est considéré avec un profil uniforme à un nombre de Mach de 0,2 et une température T_{ref} de 300 K est imposée. Le nombre de Reynolds est de 5×10^6 par mètre. Le début de la couche limite est considérée au début de la plaque plane en $x = 0$ sur la Figure 4.2. La plaque plane s'étend des positions $x = 0$ à $x = 2$. La plaque plane constitue la limite inférieure du domaine et est considéré comme une paroi solide adiabatique. Le bord supérieur du domaine est considéré comme une frontière ouverte. L'épaisseur maximale de la couche limite est d'environ $0,03 \cdot L$, avec la hauteur du maillage de $y = L$ suffisamment éloignée pour avoir très peu d'influence. Un test dans lequel le bord supérieur est déplacé vers le bas à $y = 0,48 \cdot L$ ne modifie les résultats (traînée ou

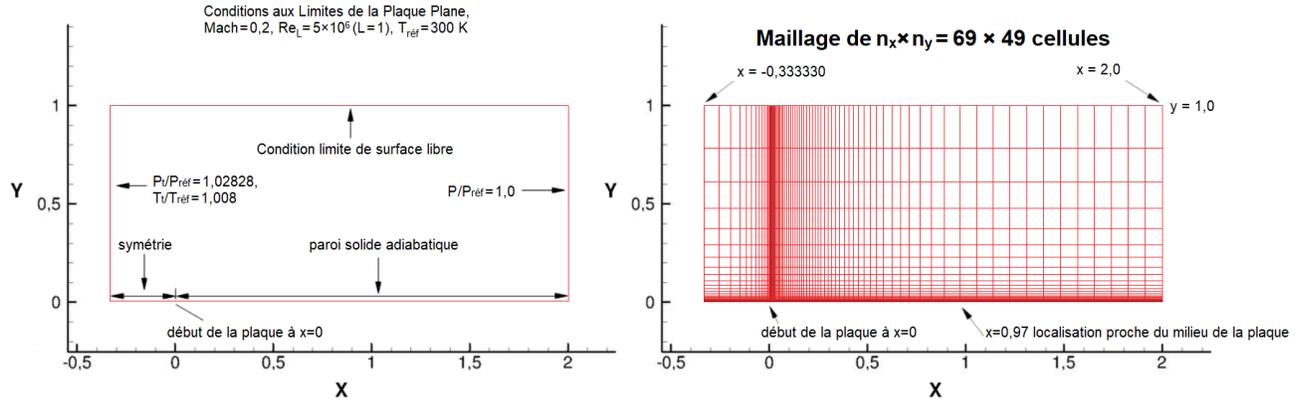


FIGURE 4.2 – Schéma du domaine de calcul présentant les conditions limites (à gauche) et exemple de maillage utilisé pour le cas de plaque plane à $Re_L = 5 \times 10^6$, $Mach = 0,2$, $n_x \times n_y = 69 \times 49$ (à droite) [128].

frottement) que de moins de 0,2 %. Bien que le nombre de Mach est faible, l'écoulement est essentiellement incompressible mais il s'agit bien d'un cas de vérification utile pour tester les solveurs compressibles.

Deux maillages bidimensionnels sont mis à disposition². La résolution la plus grossière est $n_x \times n_y = 69 \times 49$ cellules et la plus fine $n_x \times n_y = 293 \times 193$ cellules. La grille la plus fine dispose d'un espacement minimum à la paroi de $y = 1 \times 10^{-6} L$, soit un y^+ moyen de 0,5 sur l'étendue de la couche limite simulée et un facteur d'étirement³ de 1,1. Le maillage le plus grossier dispose d'un espacement minimum à la paroi de $y = 4 \times 10^{-6} L$, soit d'un y^+ moyen de 1,3 sur l'étendue de la couche limite simulée. Les cellules des maillages sont également regroupées près du bord d'attaque de la plaque. La Figure 4.2 montre un cas de résolution de maillage qui sera considéré de $n_x \times n_y = 69 \times 49$ cellules (Comme indiqué, c'est à l'emplacement en $x = 0,97$ que les quantités sont examinées).

Les caractéristiques attendues de l'écoulement de couche limite en régime turbulent vont être rappelées. Différentes régions, suivant la variété de leurs caractéristiques sont généralement considérées. Cette division est basée sur les grandeurs non dimensionnelles suivantes : une vitesse sans dimension u^+ et une distance sans dimension de la paroi y^+ . Ces quantités sont définies traditionnellement avec en abscisse $y^+ = \frac{y \cdot u_\tau}{\nu}$, et en ordonnée $u^+ = \frac{\bar{u}}{u_\tau}$, où \bar{u} est la composante longitudinale de la vitesse moyenne en fonction de y , la distance en hauteur par rapport à la paroi et ν est la viscosité cinématique. La vitesse de frottement $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_\omega}{\rho}}$, avec τ_ω la contrainte de cisaillement et ρ la masse volumique du fluide. La vitesse de frottement est définie comme une échelle de vitesse qui est basée sur la contrainte de frottement local au niveau de la paroi.

2. https://turbmodels.larc.nasa.gov/flatplate_grids.html

3. L'espacement des cellules, en fonction de l'index des nœuds, peut être écrit : $\Delta y = \Delta y_0 (1 + ki)$, où k est le facteur d'étirement et i est supposé être un nombre entier dans l'intervalle $[0, n-1]$ avec n le nombre de nœud.

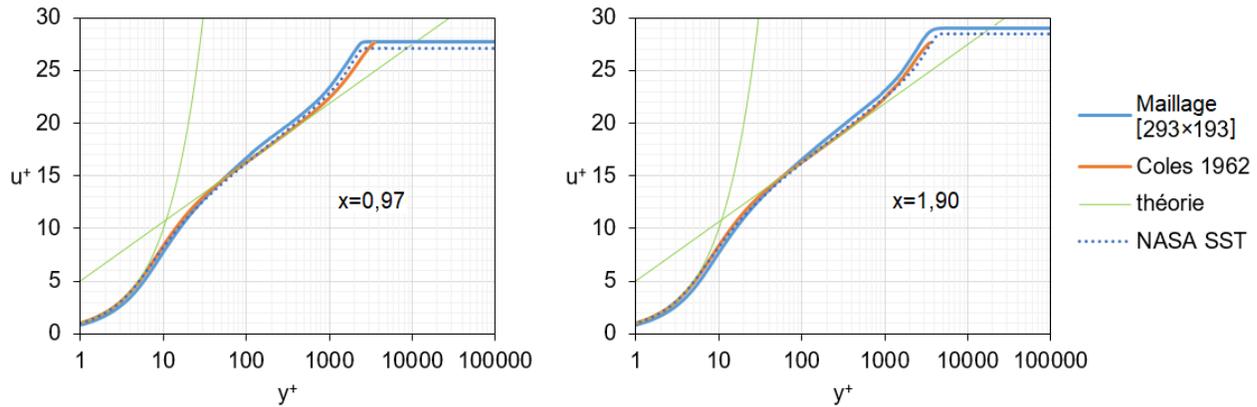


FIGURE 4.3 – Comparaison des profils de vitesse longitudinale moyenne extraits de la simulation de couche limite bidimensionnelle se développant sur plaque plane sans gradient de pression avec les résultats de Rumsey [128].

La sous-couche visqueuse, entre $0 \leq y^+ < 5$, est dominée par des effets visqueux résultant en un profil de vitesse qui évolue en suivant : $u^+ = y^+$. La loi décrivant la zone transitoire ou couche tampon dans la gamme supérieure en $5 \leq y^+ < 70$ dépend de divers paramètres et joue le rôle de continuité de chevauchement avec la région logarithmique. Cette dernière commence dans la gamme aux alentours de $70 < y^+$ et peut être représentée par l'équation $u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) + C^+$. Au-delà de la zone logarithmique se trouve la zone dite de sillage. La constante C^+ , est généralement déterminée à 5,0. Dans la littérature, C^+ peut prendre des valeurs comprises entre 5,0 et 8,0 en fonction de la rugosité de la surface. Pour le cas observé, les définitions des paramètres correspondent aux données de [128]. Concernant le tracé théorique de $u^+(y^+)$, Coles en 1962 [38], propose un ajustement qui fait correspondre les courbes, des trois régions, jusqu'à la partie la plus éloignée de la couche limite. La formule théorique en $u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C + \frac{2\Pi}{\kappa} \cdot \left[\sin\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{y}{\delta}\right) \right]^2$ est similaire à ce qui est proposé par Coles avec le paramètre Π donné comme une fonction empirique du nombre de Reynolds de l'épaisseur de quantité de mouvement qui augmente de zéro au nombre de Reynolds de 500 jusqu'à une valeur asymptotique de 0,55 ($\frac{2\Pi}{\kappa} = 2,70$) pour un nombre de Reynolds supérieur à 6000 [38, 128].

La Figure 4.3 montre les résultats extraits aux positions $x = 0,97$ et $x = 1,90$ du domaine de calcul du cas de validation. Il est à noter que le modèle SST est utilisé pour la simulation de référence tandis que le modèle de Spalart-Allmaras est ici employé. Bien que des écarts entre les différents résultats soient naturellement attendus, ce cas permet de vérifier la capacité du code à reproduire correctement la structure globale de la couche limite sans gradient de pression. Des comparaisons sont effectuées entre la simulation

et les données de la littérature [38, 128]. L'évolution est déterminée en utilisant la viscosité cinématique de $\nu = 1,262 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ de l'air à 300 K.

Les différences entre les différents graphiques sur la plage des y^+ entre 1 et 10 sont très faibles, mais augmentent sensiblement dans la gamme des y^+ entre 10 et 1000. Dans la gamme des y^+ comprise entre 1000 et 5000, les graphiques diffèrent sensiblement, à l'exception de la théorie utilisée par la NASA et des résultats de la simulation SST de la NASA.

La section de y^+ entre 1000 à 5000 représente la zone de transition entre la région logarithmique qui chevauche le bord de la couche limite et le reste de l'écoulement turbulent principal libre. La pente est correcte dans la zone log et un début de formation de la "wake region" est bien visible. Le tracé issu de la simulation définit une zone de sillage de la couche limite qui apparaît un peu plus développé que dans les résultats de Rumsey. La simulation SST de la NASA concorde avec le tracé d'OpenFOAM, puisque cette première atteint la valeur finale approximative de u^+ à une valeur y^+ d'environ 4000. Au contraire, la valeur finale de u^+ de la théorie à une valeur y^+ d'au moins 10 000. Gomez montre en 2012 que les résultats d'OpenFOAM donnent des valeurs de u^+ plus faibles que les données expérimentales et de DNS dans la région du sillage de la couche limite [52]. La raison est une légère surestimation des gradients, conduisant à des valeurs légèrement fausses de la contrainte pariétale, d'où un rééchelonnement (rescaling) des profils qui conduit à des courbes sensiblement différentes d'OpenFOAM très près de la paroi. Ceci se répercute directement dans le calcul de la contrainte de cisaillement au niveau de la paroi. La simulation d'OpenFOAM reste néanmoins bien dans les gammes de valeurs adéquates.

4.2.2 Cas test de Sod

Cette partie s'intéresse à la comparaison des performances de deux solveurs natifs dans OpenFOAM : *sonicFoam* et *rhoCentralFoam* pour justifier le choix du second pour les simulations de tuyères CFVN (le détail de *sonicFoam* est disponible dans l'Annexe R). Les deux schémas sont testés avec des paramètres permettant d'obtenir une reconstruction de flux à l'ordre 2. L'ordre de précision formel du schéma en deux étapes *SonicFoam* est du second ordre [72]. Ces tests sont effectués sur des cas tests classiques de problème de Riemann en deux parties distinctes (un cas où le gaz est au repos et un cas où le gaz est en mouvement dans le tube à choc au moment initial [137]). Un problème de Riemann représente une solution initialement discontinue avec des états différents à gauche et à droite d'une interface. Rechercher la solution d'évolution de ce problème pour un jeu de conditions initiales données revient à rechercher la vitesse et l'intensité des ondes pouvant se former (choc, détente, discontinuité de contact).

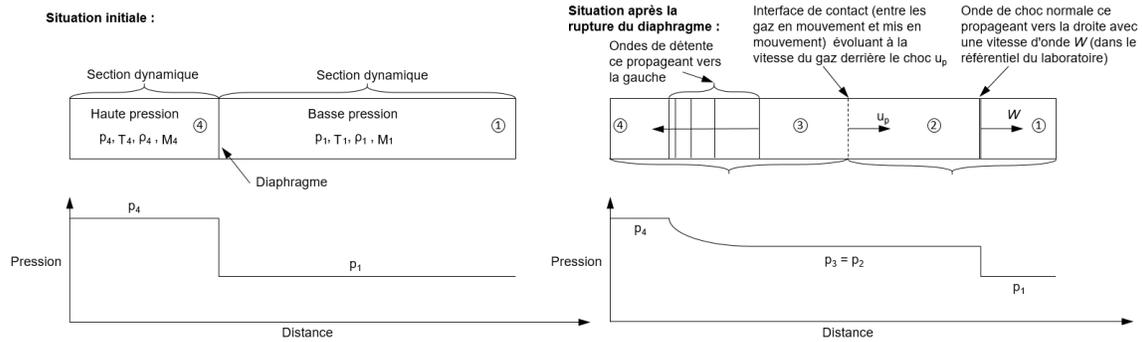


FIGURE 4.4 – Schématisation typique de l'expérience de Sod (1978) [137] avec le cas du tube à choc dans la situation initiale et après la rupture du diaphragme ; l'évolution de la pression dans le dispositif est également représentée.

Section	Pression (Pa)	Température (K)	Masse volumique	Nombre de Mach
4	$p_4 = 6,897 \times 10^4$	$T_4 = 288,89$	$\rho_4 = 1$	$M_4 = 0$
1	$p_1 = 6,897 \times 10^3$	$T_1 = 231,11$	$\rho_1 = 0,125$	$M_1 = 0$

TABLE 4.2 – Conditions initiales utilisés par Sod (1978) [137], ces conditions sont identiques pour nos simulations numériques.

Ce premier cas de validation est celui de l'évolution instationnaire d'ondes dans un tube à choc. Il s'inspire du cas de tube à choc [137]⁴. Dans ce fameux problème, schématisé sur la Figure 4.4, un diaphragme sépare initialement une région de gaz haute pression (Section 4) d'une région de gaz basse pression (Section 1). Un exemple de conditions initiales de la littérature, pour ces deux régions, est détaillé dans la Table 4.2. À la rupture du diaphragme, une onde de choc se propage de la gauche vers la droite dans la zone de gaz à basse pression et une onde de détente se propage de la droite vers la gauche dans la zone de gaz à haute pression. Une solution analytique peut être calculée pour ce problème transitoire dans un tube à choc idéalisé considéré comme unidimensionnel et où le gaz est considéré comme un gaz parfait [10].

Afin de réaliser les simulations numériques, le domaine de calcul est très simple et se compose d'une répartition structurée en cellules homogènes ($\Delta x = \Delta y$). Une visualisation bidimensionnelle est proposée sur la Figure 4.5. Le problème est auto-similaire en temps, quelle que soit la longueur du tube, il est possible de retrouver la même forme de solution en ajustant le temps de propagation, la présentation est donc possible sous une forme adimensionnée. Même si le problème est mono-dimensionnel un repère bidimensionnel étendu dans la direction radiale est utilisé pour mieux observer l'évolution in-stationnaire tout en restant proche du cas de référence. Plusieurs raffinements ont été utilisés de 2380 cellules (140×17 :

4. <https://www.grc.nasa.gov/www/wind/valid/archive.html>

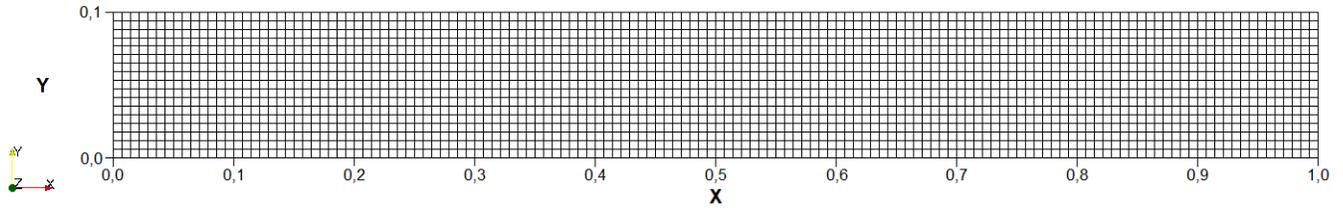


FIGURE 4.5 – Représentation adimensionnée du domaine de calcul pour l’expérience de Sod (1978) [137]. Le diaphragme est positionné en $x=0,5$.

Résolution de maillage	Temps CPU (s) pour sonicFoam	Temps CPU (s) pour rhoCentralFoam
140×17	29	12
280×34	191	88
560×68	782	371

TABLE 4.3 – temps CPU (s) nécessaire pour atteindre une solution analytique suffisante à $t = 2 \times 10^{-2}$ s.

140 cellules dans la direction axiale X et 17 cellules dans la direction radiale Y), 9520 (280×34) et 38080 (560×68) afin de mettre en exergue les qualités relatives des deux solveurs avec notamment leur demande en temps de calcul.

Les résultats sont présentés à la suite pour un temps $t = 2 \times 10^{-2}$ s et $\Delta t = 1 \times 10^{-6}$ s (jusqu’à ce que la perturbation occupe les 3/4 de la boîte, du domaine). Cette expérience permet de sélectionner le solveur le plus adéquat pour capturer les phénomènes de choc. La Table 4.3 donne les temps de calcul nécessaires pour atteindre la solution analytique pour les deux solveurs sélectionnés. Le domaine est partagé en huit parties égales afin de paralléliser les calculs sur huit processeurs (CPU) d’une machine de calcul dédiée. Les temps de calcul (temps CPU) sont donnés en seconde. En fonction des raffinements de maillage, *rhoCentralFoam* nécessite environ plus de deux fois moins de temps pour un temps de simulation physique équivalent à celle de *sonicFoam*.

Les résultats, des grandeurs physiques adimensionnées, sont présentés à l’aide des graphiques de la Figure 4.6 en fonction de la position longitudinale adimensionnée par la longueur du domaine. Pour l’énergie totale, le nombre de mach et la pression, seuls les résultats obtenus sur le maillage le moins raffiné sont indiqués afin de mieux constater les différences. Une représentation de l’effet du raffinement est disponible sur le graphique présentant la masse volumique. Plus le raffinement est important et plus la solution est proche de la solution analytique, notamment au niveau de discontinuité du choc. La solution

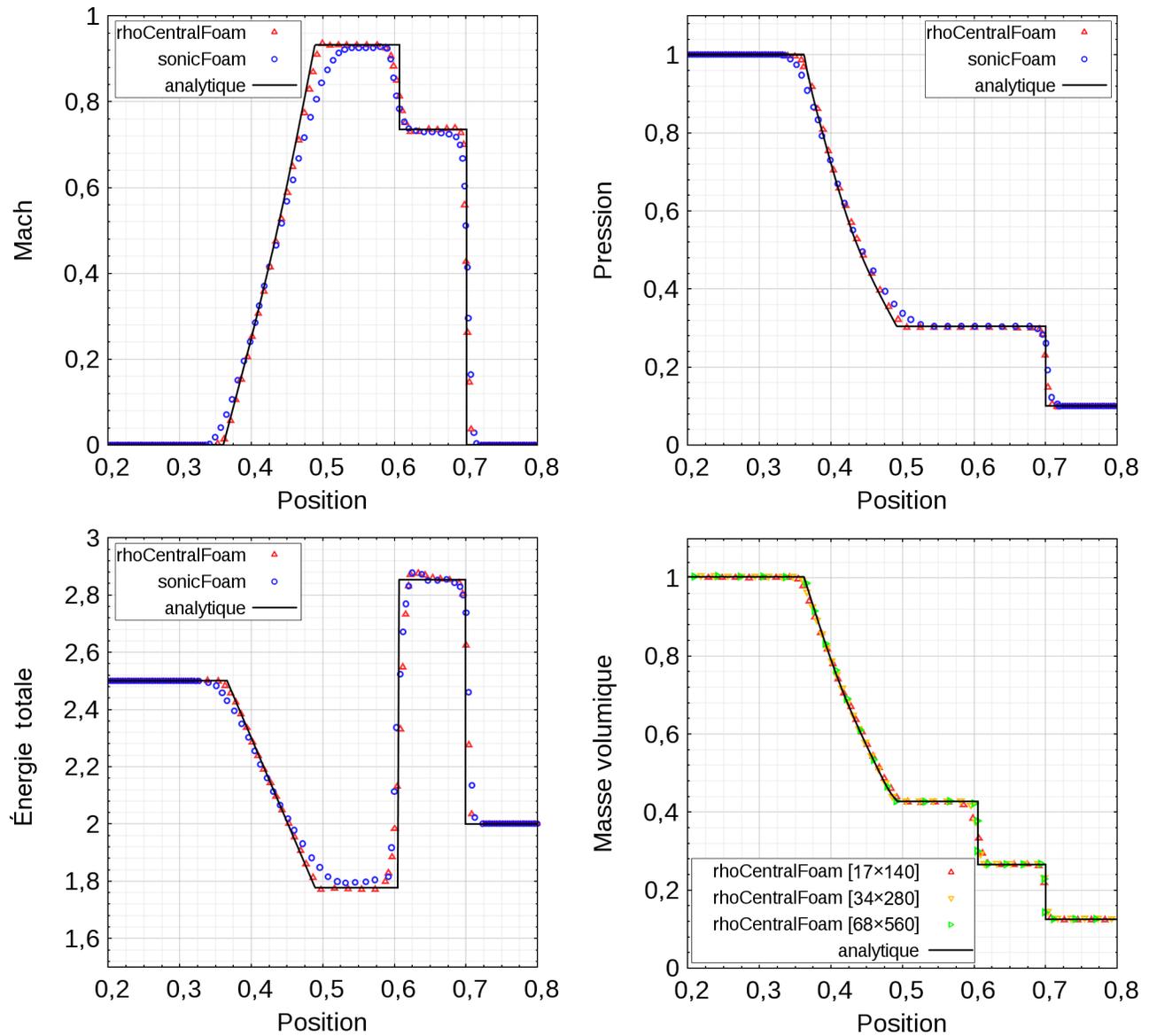


FIGURE 4.6 – Résultats des calculs numériques pour l'expérience de Sod (1978) [137] du tube à choc avec les données initiales de la Table 4.2.

Section	Pression (Pa)	Température (K)	Masse volumique	Nombre de Mach
4	$p_4 = 6,897 \times 10^4$	$T_4 = 288,89$	$\rho_4 = 1$	$M_4 = 0,75$
1	$p_1 = 6,897 \times 10^3$	$T_1 = 231,11$	$\rho_1 = 0,125$	$M_1 = 0$

TABLE 4.4 – Conditions initiales pour le cas du tube à choc où la section haute pression dispose d'une vitesse.

analytique provient de la méthode décrite par Anderson en 1984 et de son programme de calcul [10]. Cette solution analytique peut être utilisée comme référence pour la comparaison des résultats.

Ce sont les courbes obtenues avec *rhoCentralFoam* qui correspondent le mieux à la solution analytique. En effet ici, les propriétés ne sont pas seulement transportées par la vitesse d'écoulement, mais aussi par la propagation des ondes (bien adapté à la construction d'interpolations de flux). La principale caractéristique des modèles PISO comme *sonicFoam*, reste le découplage de la pression et de la vitesse qui n'est pas la méthode la plus adaptée pour les écoulements supersoniques où les interactions entre les quantités locales sont totalement dominantes. Une limitation fondamentale des solveurs basés sur la masse volumique existe près de la limite incompressible (pour des nombres de Mach $> 0,3$).

Au cours de l'étude, nous avons remarquer qu'un raffinement de maillage plus important est nécessaire pour obtenir avec *sonicFoam* les résultats équivalents à ce que *rhoCentralFoam* (notamment pour capturer la discontinuité du choc) produit avec le maillage le moins raffiné : *sonicFoam* a d'ailleurs plus de difficultés à bien capturer les extrémités de l'onde de détente. Cependant, il est à noter que en étant moins diffusive, la solution de *rhoCentralFoam* présente des oscillations en aval du choc qui sont d'amplitude décroissante avec le raffinement (leurs d'amplitudes restent inférieures à 0,3 % : elles ne sont donc pas visibles sur les graphiques de la Figure 4.6 et elles peuvent être associées au choix du limiteur de *vanLeer* qui s'avère néanmoins être le meilleur choix [93]).

L'expérience a été étendue pour considérer le cas où le gaz est en mouvement dans le tube à choc au moment initial. Le solveur *rhoCentralFoam* est testé seul sur une nouvelle configuration. Cette configuration conduit à des conditions physiques dans l'écoulement qui se rapprochent de celles rencontrées dans les tuyères. Elle permet de vérifier la capacité du solveur à capturer une zone d'écoulement transsonique sans conduire à un quelconque manque de robustesse ou de précision. Le solveur *rhoCentralFoam* est cette fois testé seul sur un maillage similaire à celui de la Figure 4.5 de 8000 cellules (800×10). Les conditions initiales sont détaillées dans la Table 4.4. Elles sont équivalentes à celles de la Table 4.2 à l'exception de la considération d'une vitesse non nulle dans la section à haute pression représentées par un nombre de Mach non nul.

Dans une représentation similaire des grandeurs de la Figure 4.6, les résultats des graphiques de la

$x < 5$	$x \geq 5$
$y = 1,75 - 0,75 \cdot \cos((0,2 \cdot x - 1,0) \cdot \pi)$	$y = 1,25 - 0,25 \cdot \cos((0,2 \cdot x - 1,0) \cdot \pi)$

TABLE 4.5 – Évolution de la position de la paroi de la tuyère axisymétrique convergent puis divergent en fonction de la position longitudinale.

Figure 4.7 sont comparés aux résultats obtenus par une résolution analytique. Les différences (écart relatif en %) entre les résultats des grandeurs adimensionnées obtenus par le solveur et la solution analytique sont exprimées directement sur les graphiques sur l'axe secondaire des ordonnées.

4.2.3 Tuyère convergente-divergente (CDV)

Ce test vise à vérifier la capacité du solveur à reproduire la structure de l'écoulement évoluant au sein d'une tuyère de forme sinusoïdale. Il s'inspire du cas de vérification de tuyère convergente-divergente (CDV) étudiée par Anderson en 1984 et par Liou en 1987 [10, 92]. La géométrie pour ce cas correspond à la forme générale d'une tuyère axisymétrique convergente puis divergente et définie par une fonction cosinus sur sa surface comme dans la Table 4.5 en fonction de la position longitudinale en x . La surface est de $0,0016129 \text{ m}^2$ à l'entrée du domaine, $0,00064516 \text{ m}^2$ au col et $0,00096774 \text{ m}^2$ à la sortie du divergent. La Figure 4.8 présente le maillage sur lequel sont effectuées les simulations numériques ; il comprend 24 cellules dans la direction radiale et 174 cellules dans la direction longitudinale. L'espacement est uniforme dans le sens de l'écoulement et dans le sens radial. La simulation est effectuée à l'aide du solveur *rhoCentralFoam*.

Les tests sont effectués sur trois cas de rapport de pression correspondant à trois régimes d'écoulement tel que représentés dans la Table 4.6. Les conditions aux limites sont ainsi définies par le bord d'entrée du domaine avec une condition limite de pression totale de $p_0 = 10^4 \text{ Pa}$ qui est spécifiée comme pour la température qui est fixée à 298 K. La condition fixe la pression statique au niveau de l'entrée du domaine sur la base d'une spécification de la pression totale. La paroi de la géométrie du convergent-divergent prend une condition de glissement adiabatique (slip walls). Dans le cas des conditions à l'aval du domaine, la vitesse et la température sont choisies sans gradient. Pour les écoulements subsoniques, la pression est fixée respectivement à $p_2 = 8,9 \times 10^3 \text{ Pa}$ et à $p_2 = 7,5 \times 10^3 \text{ Pa}$ pour le cas de d'écoulement où le choc est localisé dans le divergent. Pour le cas où l'écoulement est supersonique, une extrapolation (*zeroGradient*) de l'écoulement est alors imposée sur le bord aval du domaine et la pression mesurée et de $p_2 = 1,6 \times 10^3 \text{ Pa}$. Le bord inférieur du domaine correspond à l'axe de symétrie.

Une visualisation de l'écoulement pour le calcul numérique convergé du cas $\frac{p_2}{p_0} = 0,75$ est disponible sur la Figure 4.9. Ce cas, montre le nombre de Mach (en haut) et la pression (en bas). Le choc (discontinuité

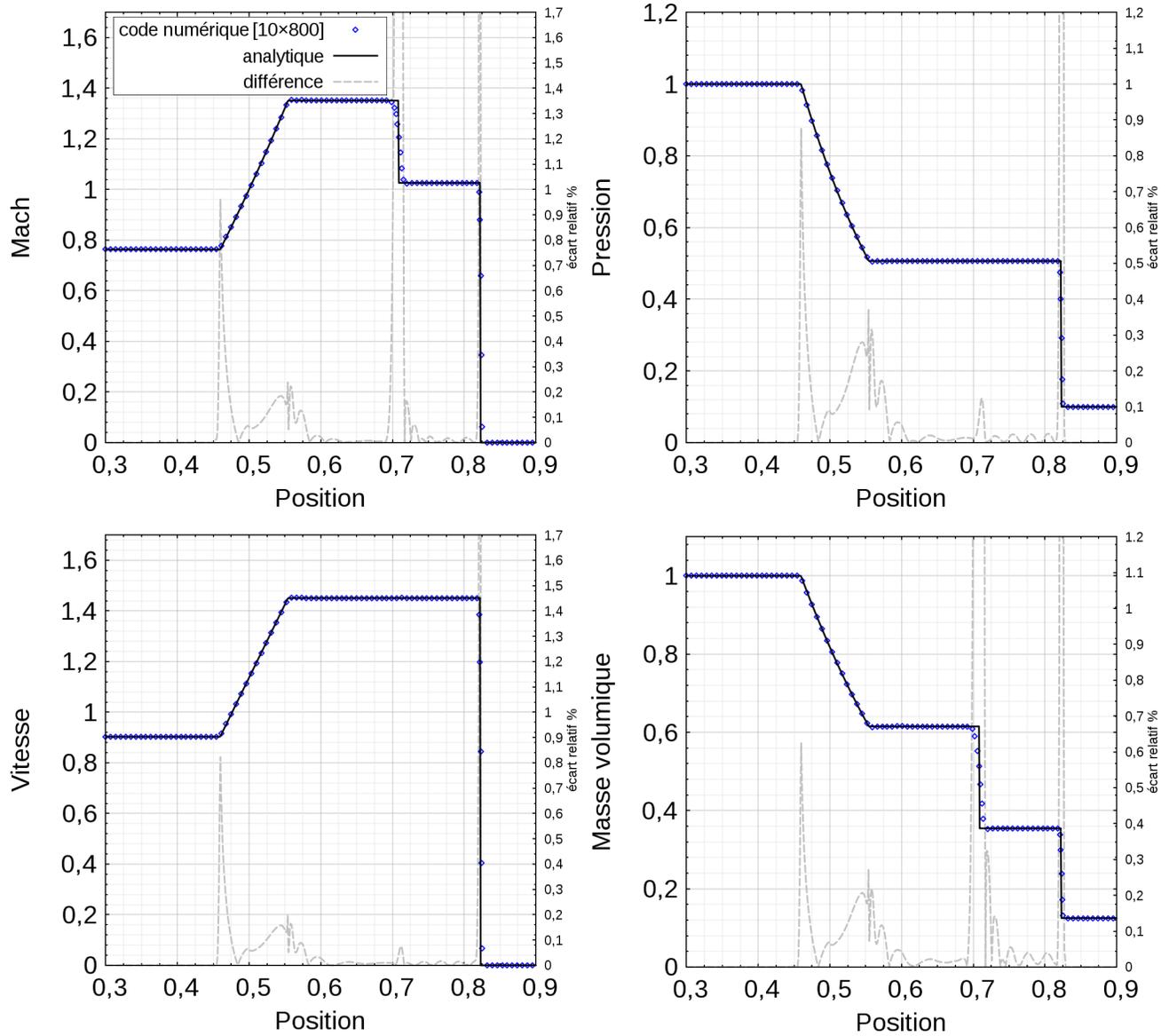


FIGURE 4.7 – Résultats des calculs numériques du cas du tube à choc où la section haute pression initiale dispose d'une vitesse (cf. Table 4.4).

Cas	Rapport de pression $\frac{p_2}{p_0}$
Écoulement subsonique	0,89
Écoulement supersonique avec un choc dans le divergent	0,75
Écoulement supersonique jusqu'à l'aval du divergent	0,16

TABLE 4.6 – Les trois cas de validation testés, en suivant leur rapport de pression respectifs.

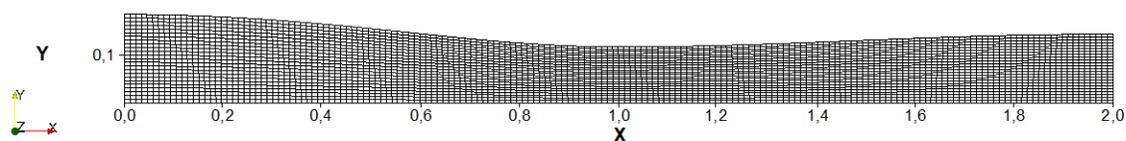


FIGURE 4.8 – Représentation du domaine de calcul pour l'expérience de la tuyère axisymétrique convergent puis divergent (NASA). L'adimensionnement est réalisé par la longueur du convergent jusqu'au col. Le maillage est constitué d'une seule zone avec un espacement uniforme dans le sens de l'écoulement, avec une possibilité de raffinement près de la ligne centrale et de la paroi de la tuyère dans le sens radial. Le maillage est orthogonal autant que possible : dans le sens de l'écoulement, les coordonnées prennent une position x constante. Cela introduit une certaine non-orthogonalité au niveau de la paroi de la tuyère ; cependant, elle est considérée comme très légère.

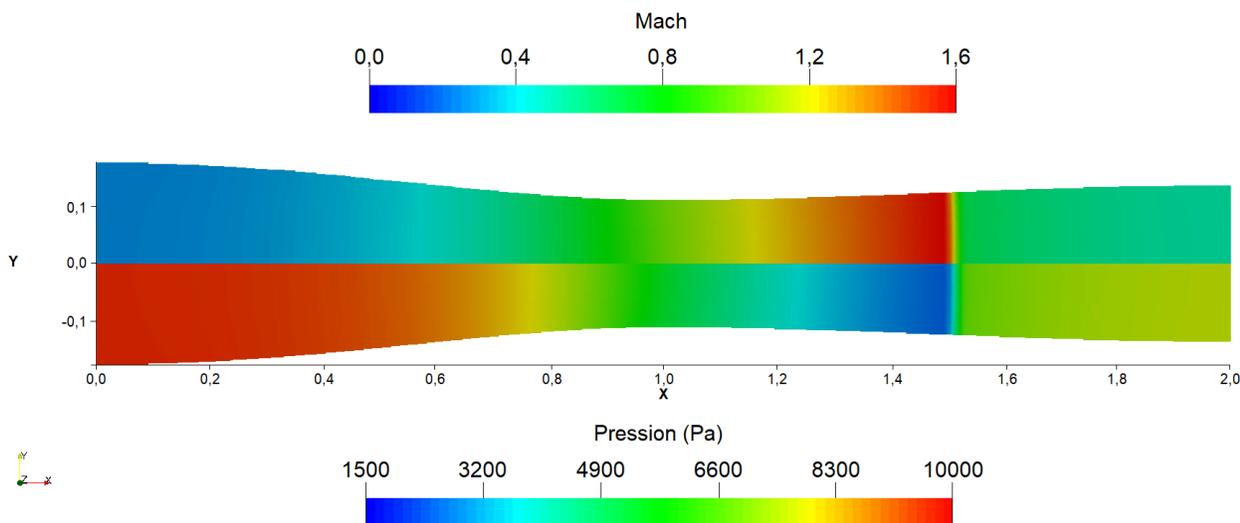


FIGURE 4.9 – Visualisation de l'écoulement du calcul numérique pour le cas $\frac{p_2}{p_0} = 0,75$ où le choc (discontinuité de l'écoulement) est localisé dans le divergent en $x = 1,5$ de l'expérience de la tuyère axisymétrique convergent puis divergent pour le nombre de Mach (en haut) et la pression (en bas).

de l'écoulement) est localisé dans le divergent à 0,1837 m. Les résultats obtenus numériquement sont détaillés dans les graphiques de la Figure 4.10. Ils correspondent parfaitement aux profils caractéristiques des convergent-divergents pour les différents régimes d'écoulements, aussi bien en pression (adimensionnée par la pression génératrice) qu'en distribution de Mach. En général, les simulations se déroulent bien. La position du choc ne correspond pas exactement à la solution analytique. De sensibles variations du débit en aval du choc pour la pression de sortie $\frac{p_2}{p_0} = 0,75$ peuvent être révélées. Cela peut également être observé au niveau des contours de Mach. La cause est probablement liée à la présence du choc normal à proximité de la sortie du domaine subsonique à pression constante, qui est de nature très réfléchissante.

Globalement, au regard de ces résultats, les simulations permettent de bien restituer le comportement attendu de l'accélération transsonique du fluide et de la formation du choc droit pour les niveaux de recompression imposés en aval. Les résultats de simulations offrent une bonne correspondance avec les estimations analytiques prises comme référence pour les trois cas étudiés. Les données de comparaison consistent en des pressions statiques et des distributions en nombre de Mach le long de l'axe de la tuyère, calculées selon la théorie d'un écoulement compressible, unidimensionnel, stationnaire et non visqueux. Ce test de validation constitue donc un élément supplémentaire démontrant que l'outil numérique est approprié pour l'étude des cas de tuyères soniques.

4.2.4 Le diffuseur transsonique

Le cas du diffuseur transsonique (ou plus communément appelé Sajben) est une référence populaire d'application dans le domaine numérique des écoulements transsoniques. C'est un autre cas de validation qui se rapproche des écoulements attendus dans les Venturi tuyères en condition critique. Ce cas s'inspire des expérimentations de Sajben et collab, réalisées en 1983 [19]. La Figure 4.11 illustre cette configuration : un courant subsonique pénètre dans un conduit à section constante. Le canal converge alors jusqu'à atteindre une hauteur de gorge H, l'écoulement accélère à la vitesse supersonique ; la vitesse continue d'augmenter dans la partie divergente avant qu'un choc normal entraîne le retour aux conditions subsoniques. Le choc est associé à la formation d'un décollement au niveau de la paroi haute.

Concernant les études sur cette configuration, Slater en 2005 [134], peut déjà être cité avec le code numérique WIND de la NASA avec lequel il donne un aperçu assez complet de la géométrie. Des détails supplémentaires sont proposés dans d'autres publications, où une évaluation de différents modèles de turbulence est réalisée à l'aide de l'ancien code PARC de la NASA [48]. La description exacte de la géométrie du diffuseur est tirée du travail de Bogar et collab., en 1983 [19], qui examine des fréquences d'oscillation. Dans Hsieh et collab., en 1987 [63], les auteurs décrivent une investigation numérique du

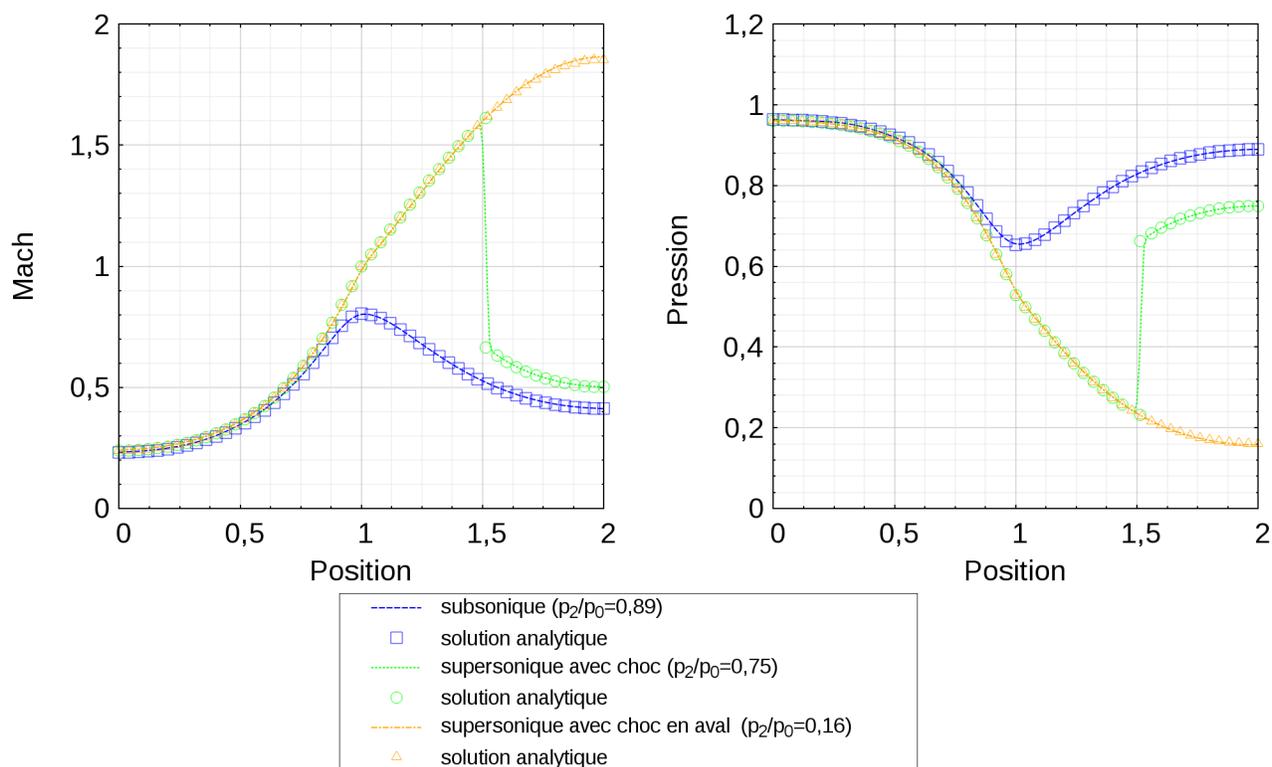


FIGURE 4.10 – Résultats des calculs numériques de l'expérience de la tuyère convergente puis divergente en fonction de la position longitudinale adimensionnelle (la position en $x = 1, 0$ est celle du col, Table 4.6). Les lignes représentent les simulations numériques et les symboles représentent les solutions analytiques. Le cas du régime subsonique est en bleu et le cas du régime supersonique est en vert. En orange, les résultats correspondent à l'écoulement supersonique dans tout le divergent.

champ de l'écoulement instable en entrée de domaine. Enfin, c'est avec le travail de Salmon et collab., de 1983 [129], que sont réalisées des mesures d'anémométrie laser Doppler (LDA) de l'écoulement qui permettent de déterminer des profils de vitesse moyenne en aval du col et de récupérer une solution stationnaire.

Deux régimes sont généralement distingués en fonction de la présence d'un choc fort ou d'un choc faible au sein du divergent. Ces deux configurations sont générées par le rapport entre la pression statique à l'entrée du domaine et la pression totale à la sortie du domaine : Ce rapport est de $\frac{p_2}{p_0} = 0,72$ pour le choc fort et de $\frac{p_2}{p_0} = 0,82$ pour le choc faible. Les conditions de l'écoulement sont précisées dans la Table 4.7 et les détails sont disponibles dans la référence [134].

Cette configuration de géométrie n'est pas un cas trivial dans sa réalisation. Pour preuve, les différents

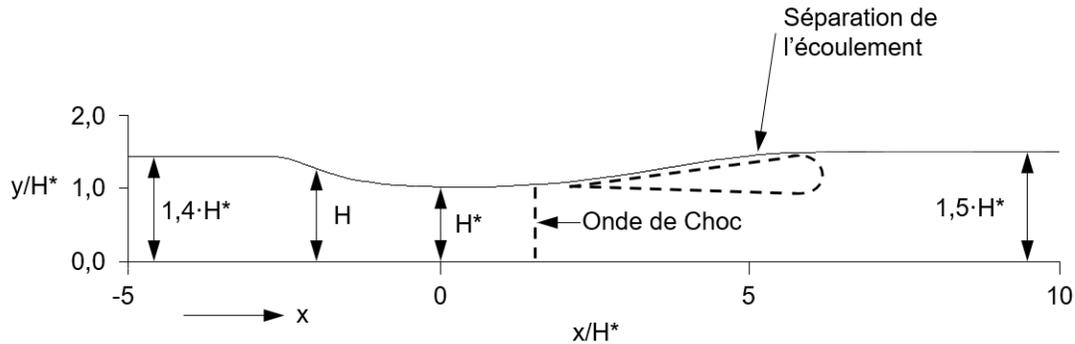


FIGURE 4.11 – La configuration du diffuseur transsonique : le courant subsonique entrant est accéléré à une vitesse supersonique, un choc normal apparaît dans la partie divergente ainsi qu’une séparation de l’écoulement (NASA).

Entré du domaine		Sortie du domaine	
Pression total (kPa)	134,4	Pression statique : choc faible (kPa)	110,7
Température total (K)	277,8	Pression statique : choc fort (kPa)	97,2
Nombre de Mach	0,9		

TABLE 4.7 – Conditions d’écoulement pour le diffuseur transsonique.

auteurs ayant travaillé sur le sujet décrivent différentes astuces techniques nécessaires pour pouvoir atteindre les conditions du choc faible et du choc fort. Une première technique consiste à initialiser le calcul à l’aide d’une distribution laminaire. Cela est d’abord réalisé par un code numérique propre (WIND). L’initialisation du domaine est effectuée avec des conditions uniformes. Les auteurs parlent en nombre d’itérations. La simulation est lancée pour 5000 itérations en laminaire avec une pression avale suffisamment faible pour que le régime d’écoulement dans le divergent reste dans le régime supersonique. Mille itérations supplémentaires sont alors nécessaires, en modifiant les conditions de pression en aval pour atteindre le cas du choc faible avec un modèle de turbulence de type $k - \omega SST$. Enfin 10000 itérations supplémentaires avec le modèle de turbulence $k - \varepsilon$ sont effectuées pour affiner les résultats. Enfin, le passage aux conditions du choc fort est réalisé en modifiant la pression en aval du divergent pendant la convergence de la simulation. Le rapport de pression est ainsi atteint à l’issue de 10000 itérations supplémentaires. Les résultats sont alors jugés satisfaisant par les auteurs et peuvent servir à titre comparatif comme référence.

Dans le cas spécifique de l’utilisation d’OpenFOAM, Wüthrich en 2007 préconise également une initialisation du calcul en régime supersonique dans le divergent [169]. Après cette première convergence, la

pression en aval du divergent est très progressivement augmentée pour atteindre le rapport de pression recherché avec d'abord la situation de choc fort puis celle de choc faible. Toujours dans le cas de l'utilisation de l'outil OpenFOAM avec le solveur *rhoCentralFoam* et du modèle de turbulence de *Spalart-Allmaras* (SA), cette approche n'a pas permis d'aboutir à la convergence des résultats. La plupart des situations testées entraînaient l'apparition d'oscillations qui provoquent la divergence des valeurs de la vitesse et de la pression.

La méthode qui a offert plus de satisfaction, consistait en une initialisation du calcul par une solution dans le domaine du régime subsonique. Après la première convergence de cette solution, une diminution très progressive de la pression aval est effectuée. Entre chaque palier, une période de temps est laissée au calcul pour converger. De cette manière c'est la solution du choc faible qui est atteinte en premier puis celle du choc fort. Malheureusement, aucune des tentatives n'a été fructueuse en utilisant le domaine original de la tuyère. Soit de fortes oscillations de pression remontaient violemment vers l'amont du domaine de calcul, soit, pour certaines tentatives, les valeurs de vitesse divergeaient, devenant largement non physiques. Pour améliorer les résultats, le domaine de calcul a été rallongé en aval de la tuyère. On note que dans l'extension du domaine rallongé, les couches limites continuent à croître, cela entraîne une diminution de la surface effective et une accélération de l'écoulement. Une pression plus élevée à la sortie de l'extension est nécessaire pour maintenir le débit massique et la position de choc souhaités dans le diffuseur. Nous avons procédé par essai-erreur pour déterminer cette pression. La simulation est visqueuse, il y a une perte de charge qui est associée dans l'écoulement, l'estimation d'une solution reste difficile. Le problème avec le domaine original est que la gestion des conditions limites ne sont pas pertinentes pour les conditions de l'écoulement. Des chocs sont générés, qui à leur tour, génèrent des zones subsoniques pendant le transitoire. Ces zones ne sont pas compatibles avec la pression donnée en référence. La condition limite ne "relâche" pas suffisamment sur cette contrainte de pression. C'est avec ce domaine étendu qu'une première gamme de résultats satisfaisants a été obtenue, un temps de convergence plus long est alors nécessaire. Cette option double largement la longueur totale du maillage. Le domaine est constitué d'un maillage bidimensionnel structuré avec 111 points dans la direction axiale et 81 points dans la direction radiale. La valeur y^+ à un point de la paroi est approximativement égale à 1,0. Dans la partie centrale, le maillage est élargi. L'extension en aval est de 91 points dans la direction axiale avec une augmentation croissante des tailles de mailles dans le sens de l'écoulement afin d'ajouter de la diffusion numérique. Le temps CPU est d'environ 72 heures pour un calcul parallélisé sur huit processeurs. La solution est considérée comme étant convergée lorsque les pressions sur l'axe central du domaine ne changent plus et que les résidus (norme L2 de la différence entre deux solutions successives considérées sur l'ensemble du domaine de calcul) ont suffisamment chuté (d'au moins 4 ordres de grandeur). Les images de la Figure 4.12 représentent des visualisations de l'écoulements obtenues dans

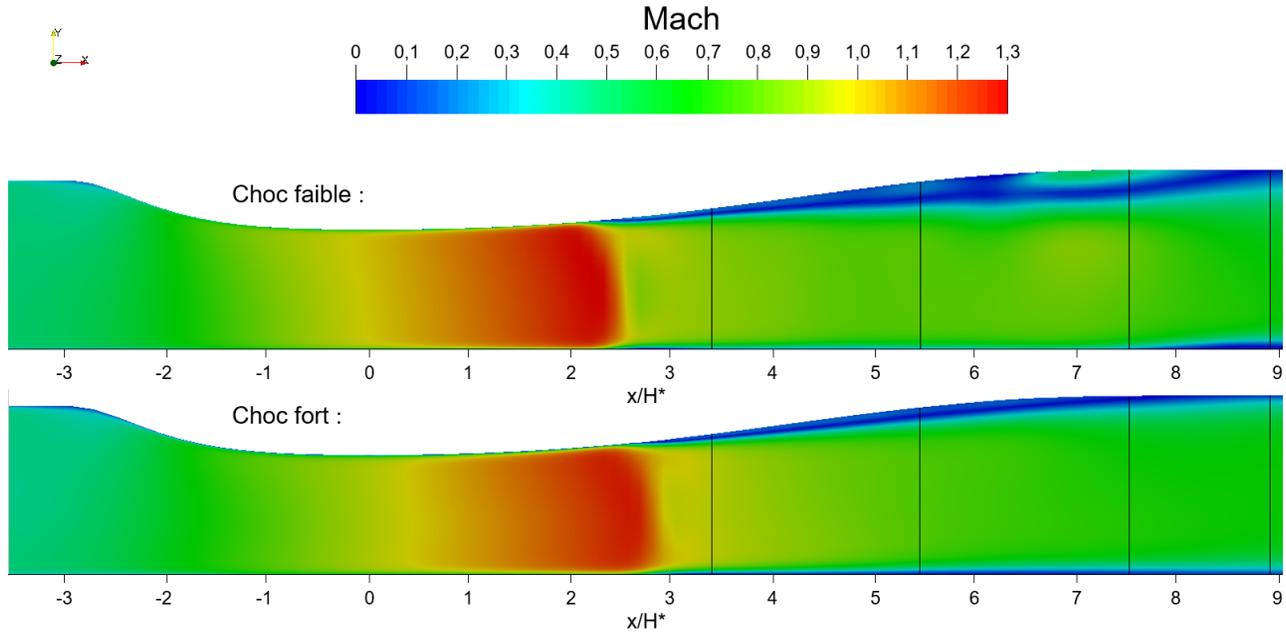


FIGURE 4.12 – Écoulements dans le diffuseur transsonique pour les configurations du choc faible $\frac{p_2}{p_0} = 0,82$ et du choc fort $\frac{p_2}{p_0} = 0,72$: les lignes noires correspondent aux positions d'extraction des profils de vitesse.

le diffuseur transsonique pour les configurations du choc faible et du choc fort. L'extension du domaine en aval, d'une longueur de $x/H^* = 15$, n'est pas représentée. La Figure 4.12 rend compte de la position du choc et du comportement global de la solution. L'écoulement va de la droite vers la gauche au travers du diffuseur. Les positions dans le diffuseur sont adimensionnées par la longueur de col H^* . L'écoulement est fortement accéléré dans la partie convergente et atteint une vitesse sonique au niveau du col en $x/H^* = 0$. Dans le divergent, les conditions sont supersoniques jusqu'au choc à $x/H^* = 2,5$ pour le cas de choc faible et $x/H^* = 3$ pour le cas de choc fort. Le nombre de Mach atteint est de 1,3 pour le cas du choc fort. Après le choc, dans le divergent, il est possible de remarquer la zone de séparation de l'écoulement plus marquée sur le bord supérieur du domaine. Les lignes noires correspondent aux localisations où les profils respectifs de vitesse sont observés.

Les résultats numériques sont en accord avec les résultats expérimentaux quel que soit le rapport de pression considéré, la différence entre les deux situations vient du fait que les conditions de pression ne peuvent pas être exactement similaires en considérant un domaine étendu ou non en aval. Cela à une

incidence sur le recouvrement en pression et donc influence également la position du choc. Néanmoins, les simulations effectuées à l'aide du solveur *rhoCentralFoam* semble légèrement plus diffusives que les cas de références (NASA).

La Figure 4.13 montre les champs de pression le long de la paroi inférieure et de la paroi supérieure pour la solution du choc faible et pour la solution du choc fort. Dans Slater (2005) [134], des tableaux contenant les valeurs numériques exactes des mesures exécutées par Hsieh et al. (1987) [63], sont incluses, il est possible de comparer les résultats de simulation avec ces données expérimentales. Si la localisation du choc est bien capturée, sa signature en pression à la paroi (la forme du choc qui n'est pas droit) est estimée trop en amont avec le solveur *rhoCentralFoam* surtout pour le cas du choc fort. L'accord avant et après le choc est cependant satisfaisant. Pour la paroi supérieure, les résultats de la simulation sont presque identiques, le choc n'étant que marginalement en aval de celui observé expérimentalement. Des différences de cet ordre de grandeur pourraient facilement être causées par le recouvrement en pression légèrement différent avec le domaine de calcul plus long.

La Figure 4.14 montre les profils de vitesse moyenne (uniquement de la composante longitudinale de la vitesse) à quatre positions différentes en aval du col (les barres verticales de la Figure 4.12). En lien avec la précision de la capture de la zone décollée, si des résultats de simulation sont comparés entre eux, un modèle différent implique une capture légèrement différente de la position et de l'extension de la zone décollée, d'où un léger décalage des profils de vitesse extraits à des positions fixes. Les vitesses sont sous-estimées systématiquement le long des parois ; les résultats sont cependant déjà relativement précis pour la partie centrale de l'écoulement. Globalement la topologie est bien capturée, les décalages s'expliquent par ces petites différences de la structure de l'écoulement où les gradients sont très importants. Nos résultats des simulations numériques s'accordent bien avec les données de référence notamment en aval du col. À mesure que l'on se déplace vers l'aval de la géométrie, la forme du profil de l'écoulement central s'écarte sensiblement de la référence. En résumé les résultats des flux ne s'obtiennent pas facilement : une procédure assez élaborée est nécessaire pour obtenir des résultats. Les résultats pour le cas de choc faible sont satisfaisants, même si le choc n'est pas saisi de manière très nette et que les vitesses sont légèrement sous-estimées. Pour le cas du choc fort, les résultats montrent une position de choc légèrement trop en aval. Malgré les différences dans les configurations considérées, les résultats obtenus semblent bien confirmer la capacité du code à reproduire les principales caractéristiques de cet écoulement complexe mettant en jeu accélération supersonique, choc et décollement de couche limite. Afin d'améliorer les résultats, notamment en ce qui concerne la précision de la position du choc et de la topologie de la zone décollée, un travail supplémentaire d'implémentation et de test de nouvelle gestion de conditions aux limites et de modèles dans OpenFOAM semble nécessaire.

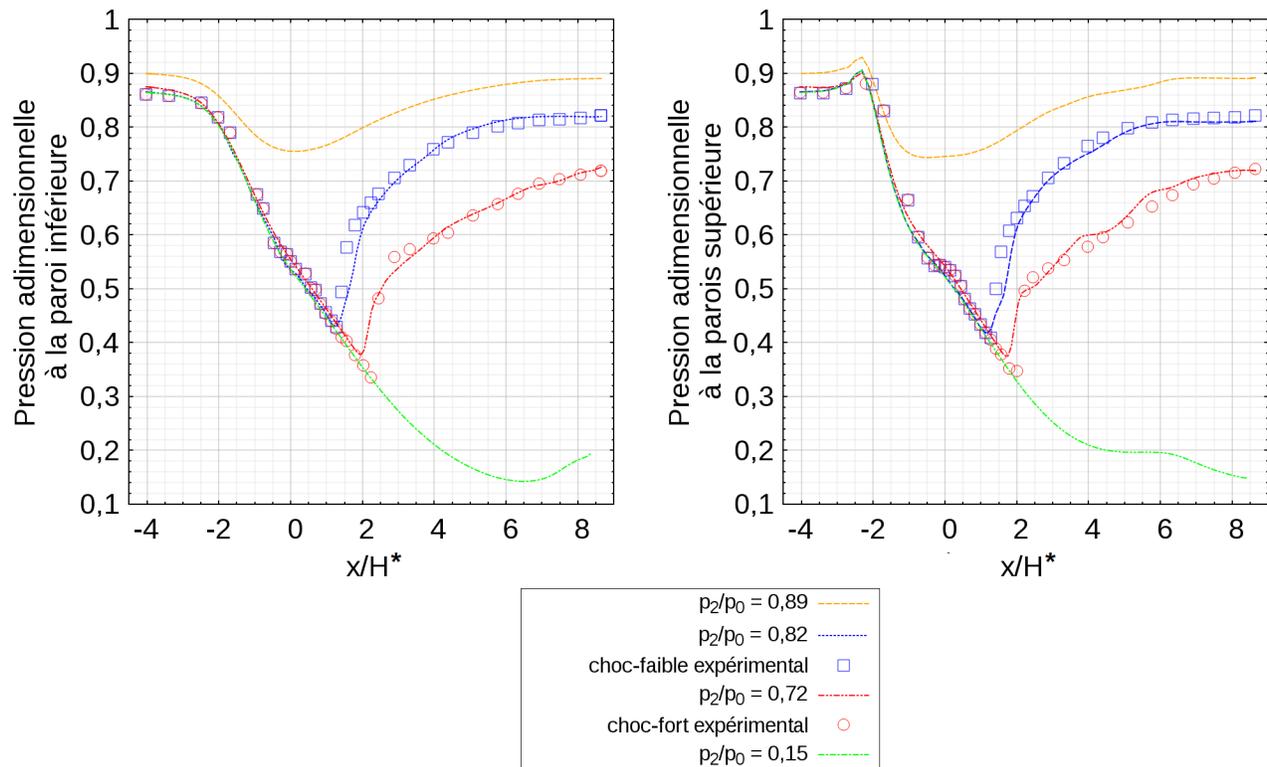


FIGURE 4.13 – Pression dans le diffuseur transsonique le long de la paroi inférieure et de la paroi supérieure pour la solution du choc faible en bleu et pour la solution du choc fort en rouge. Les symboles (carrés bleus pour le cas du choc faible et cercles rouges le cas du choc fort) correspondent aux données de référence et les lignes pointillée aux données obtenues par les simulations numériques. Le cas du choc faible correspond à un rapport de pression $\frac{p_2}{p_0}$ de 0,82 et le cas du choc fort correspond à un rapport de pression $\frac{p_2}{p_0}$ de 0,72.

4.2.5 Tuyère convergente de forte courbure

Le dernier cas test considéré correspond à une géométrie de convergent étudiée par Cuffel en 1969 et Dutton en 1981 [40, 43]. Il s'agit ici de caractériser la capacité du code à reproduire la forte distorsion des lignes de courant et de la ligne sonique lorsque le rayon de courbure du convergent est réduit. Pour cela on teste plusieurs niveaux de courbure $r_c/d = 0,625$ et $r_c/d = 1,0$ (ces niveaux sont proches de ceux observés dans la géométrie de tuyère cylindrique $r_c/d = 1,0$).

La tuyère utilisée par Cuffel en 1969 dans ses expériences possède un rayon de courbure au col de $0,625 \times h$ ($h = d/2$ avec $d=20,32$ mm) [40]. La paroi est constituée de deux demi-angles de 45° pour le convergent conique et de 15° pour le divergent. La pression statique a été mesurée dans une plage de

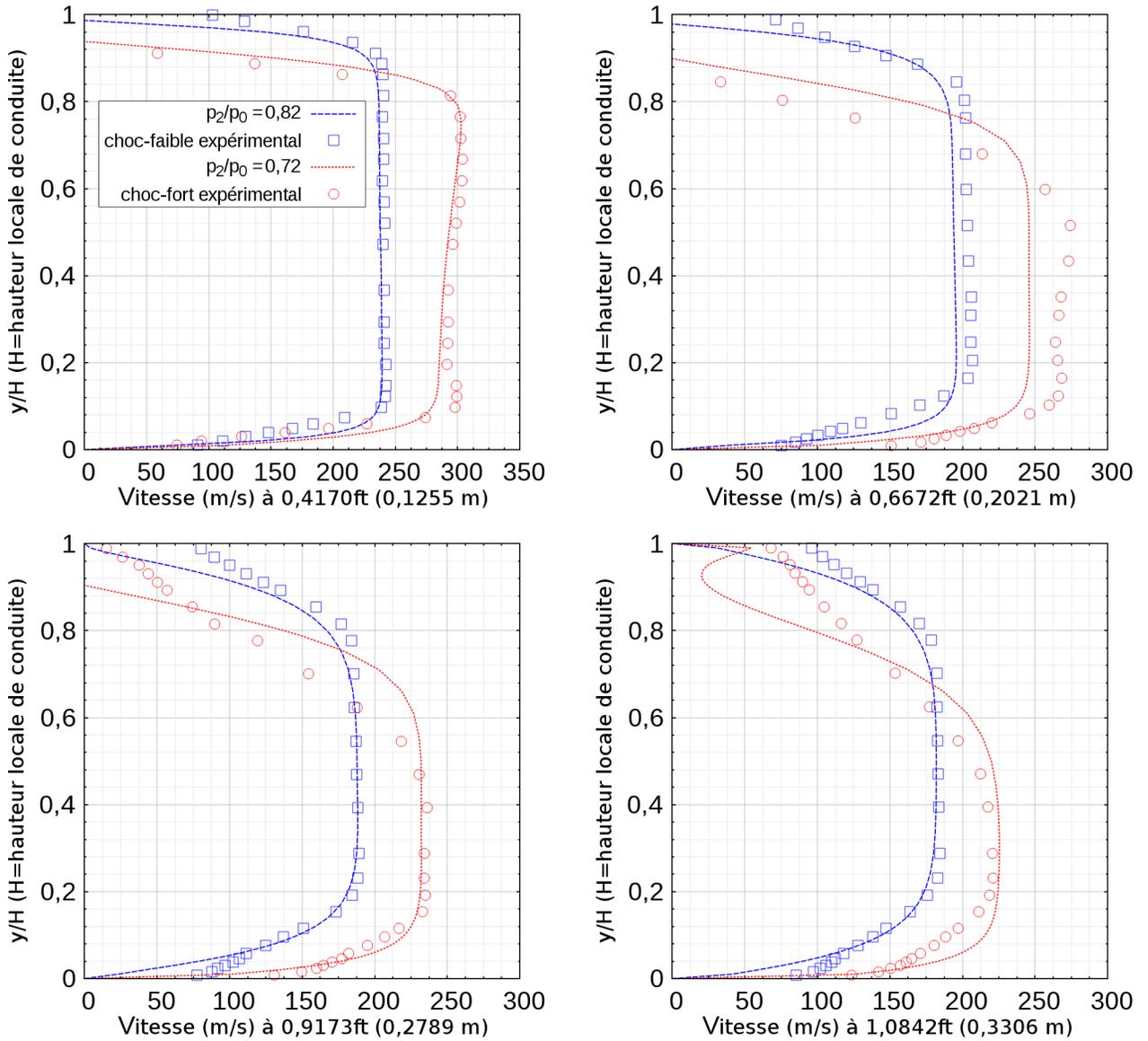


FIGURE 4.14 – Distribution des vitesses dans le diffuseur transsonique pour quatre positions dans le divergent matérialisées par les lignes verticales noires de la Figure 4.12. Les symboles (carrés bleus pour le cas du choc faible et cercles rouges le cas du choc fort) correspondent aux données de référence et les lignes pointillée aux données obtenues par les simulations numériques. Le cas du choc faible correspond à un rapport de pression $\frac{p_2}{p_0}$ de 0,82 et le cas du choc fort correspond à un rapport de pression $\frac{p_2}{p_0}$ de 0,72. Les données de références correspondent à des mesures en anémométrie laser Doppler (LDA) dans une géométrie identique [129]. Le premier point de mesure le long de la paroi correspond à la distance qu'il est possible de réaliser en tenant compte du volume de mesure de la LDA, il n'est donc pas possible de constater l'annulation des vitesses longitudinales à la paroi.

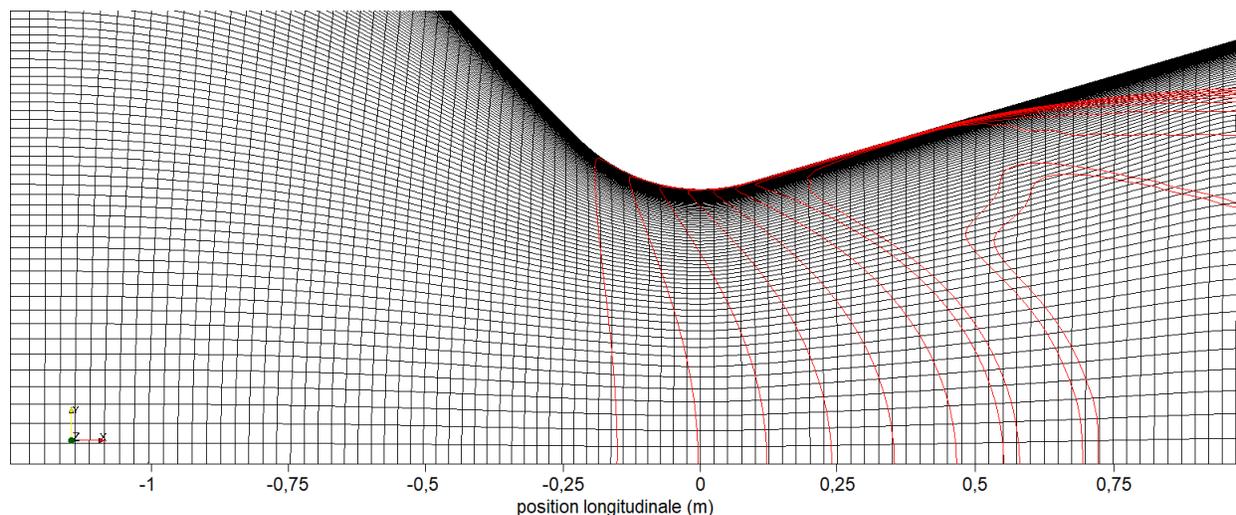


FIGURE 4.15 – Domaine et maillage similaire à la géométrie étudiée par Cuffel en 1969 et Dutton en 1981 avec les mêmes conditions d'iso-contour de Mach en rouge [40, 43].

$\pm 0,01$ bar à travers une perforation de 0,15 mm en amont. Des traverses axiales sont réparties le long de l'axe pour cinq positions radiales qui permettent l'accès à la région du col de la tuyère. Les essais ont été effectués avec de l'air à une pression d'arrêt de 4,82 bar et une température d'arrêt de 300K. Ces conditions physiques ont également été choisies comme les conditions initiales pour le calcul numérique dont les résultats sont présentés sur la Figure 4.16.

Dutton en 1981, reprend l'étude en détaillant davantage la technique de mesure (the splitter-plate technique) à l'aide d'une plaque de séparation. Une tuyère de convergent cylindrique de $r_c/d = 1,0$ est construite en deux demi-sections. Une demi-section peut être montée sur une plaque dont la surface correspond au plan de symétrie de la géométrie axisymétrique [43]. Des prises de pression sont placées sur la plaque de séparation dans la région transsonique. Cela permet d'obtenir des distributions de pression transversales. Selon l'auteur, ce type d'expériences a permis d'avoir une très bonne reproductibilité. L'écart-type, pour une mesure donnée, était généralement inférieur à 0,001 en unités de p_2/p_0 où cette variable couvre la quasi-totalité de la gamme de valeurs allant de 1 à 0 dans la région transsonique de la gorge. Cela correspond à un écart-type en nombre de Mach de $1,6 \times 10^{-3}$ en conditions critiques. Dans de telles dispositions, les conditions des calculs numériques diffèrent légèrement des conditions expérimentales. On choisit de réaliser un calcul axisymétrique pour le comparer à des résultats obtenus pour une demi-tuyère. Ainsi la Figure 4.16 présente une comparaison entre les iso-contours du nombre de Mach obtenus à partir du calcul numérique (simulation numérique) et ceux déterminés à partir des mesures au

niveau de la plaque de séparation du modèle constituer de demi-tuyère axisymétrique ($r_c/d = 1,0$ avec $d=50,8$ mm). Afin de déterminer la position des iso-contours de Mach, les positions de mesures ont été déterminées à l'aide de l'équation isentropique p_2/p_0 , en trouvant l'emplacement sur l'axe pour lequel un nombre de Mach donné est atteint le long de chacune des rangées de prises de pression. Cela est représenté par des mesures consécutives de distances radiales constantes. La plaque séparatrice introduit également des perturbations dans le champ de l'écoulement à cause des couches limites qui croissent à la fois sur la plaque et dans les angles où les demi-modèles rencontrent la plaque. Ces couches limites, ne sont évidemment pas présentes dans le cas d'une configuration axisymétrique complète. Cependant, pour le nombre de Reynolds élevé, le gradient de pression favorable, les écoulements de tuyère considérés, les couches limites dans la région du col sont extrêmement minces. Les auteurs avancent une épaisseur de déplacement de la couche limite dans la région du col inférieure à 0,05 mm, soit moins de 0,2 % du diamètre du col. Ils estiment que les mesures obtenues avec les modèles de demi-section peuvent être considérées comme proches des mesures qui pourraient être réalisées pour les géométries axisymétriques complètes. Ces cas sont reproduits numériquement sur un maillage présenté dans la Figure 4.15.

Le domaine est étendu en amont de quatre fois le diamètre afin de laisser un profil plat de pression et de température (La température est fixée à 300 K et la pression est fixée à 4,28 bar). En aval, le domaine est étendu de huit fois le diamètre pour laisser s'établir le jet, même si ce n'est pas ce qui est observé (la pression atmosphérique est fixée en aval). Les conditions du calcul prennent le modèle de Navier-Stokes en écoulement visqueux avec le modèle de turbulence de Spalart-Allmaras. Le raffinement en proche paroi permet d'atteindre un $y^+ = 1$ au col, en se basant sur une vitesse sonique. La simulation converge rapidement en atteignant les conditions soniques au col. La convergence peut être estimée atteinte lorsque la variation de la vitesse du fluide dans la géométrie est inférieure à 0,1 % (et que les résidus ont chuté d'au moins quatre ordres de grandeur avant de se stabiliser).

Sur la Figure 4.16, la structure de l'écoulement simulée est comparée à la structure de référence donnée par Dutton via le tracé des distributions d'iso-contours de nombre de Mach. Comme ces références rendent compte de la section de passage minimale c'est donc seuls les résultats au voisinage du col qui sont montrés. La zone d'intérêt pour cette étude reste la région transsonique proche du col dans laquelle on observe la distribution des iso-contours de Mach entre 0,8 et 1,4.

De façon attendue, la forme des lignes des iso-contours de Mach dans la zone transsonique varie avec le rayon de courbure. Si à Mach 0,6 les iso-contours sont similaires et se superposent relativement bien, le rayon de courbure diminuant conduit à une déformation plus importante des iso-contours de Mach.

Depuis les iso-contours de Mach à 1,4, une légère surestimation apparente décale l'ensemble du comparatif par une propagation de petites fluctuations successives amplifiées par l'écoulement supersonique.

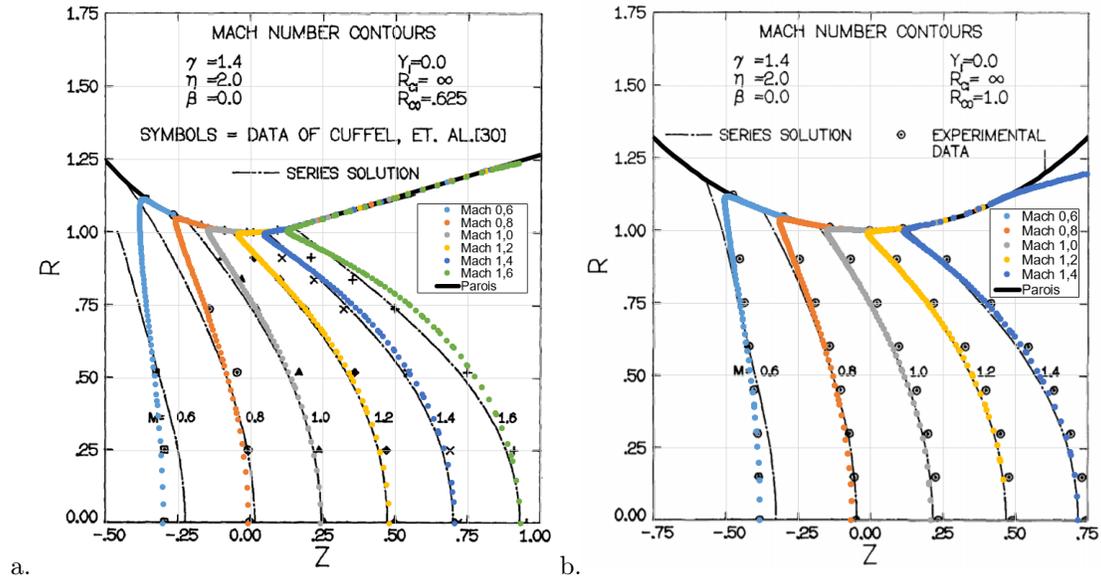


FIGURE 4.16 – Superposition des résultats numériques (en couleur) sur les images de références (en noir). Le rayon de courbure est de $0,625 \times r_c$ pour la figure de gauche et de $1 \times r_c$ pour la figure de droite.

Cela est plus particulièrement visible pour le cas du rayon de courbure à $0,625 \times r_c$ (figure du haut). L'estimation sur l'axe reste correcte, c'est dans le cœur de l'écoulement que des variations sont plus présentes. La poche à Mach 1,75 au niveau de la paroi au début du divergent est confondue dans la ligne d'iso-contour de mach pour les simulations numériques. Il apparaît que les iso-contours de mach sont très sensiblement en aval avec une couche limite très sensiblement plus épaisse en amont du col. En aval du col, les iso-contours de mach sont encore sensiblement décalés vers aval.

Malgré les incertitudes expérimentales liées aux mesures de pression et l'utilisation de conditions sensiblement différentes (diamètre de col des tuyères expérimentales sont de 20,32 mm et de 50,8 mm respectivement alors que les cas numériques sont dimensionnés sur un maillage issu d'un diamètre au col de 10 mm), les résultats montrent que la structure prévue numériquement est proche de la structure attendue. Seul un léger décalage des iso-contours vers l'aval est observé dans notre cas. La ligne sonique se déforme en fonction de la courbure, pour les cas de tuyère de faibles rayons de courbure (comme pour les tuyères cylindriques ou le rayon de courbure est faible $r_c = d$) on constate l'existence proche de la paroi au col d'une zone où l'écoulement est supersonique (Mach = 1,2) en formant une sorte de poche due à l'accélération le long du convergent alors qu'au cœur de l'écoulement au niveau du col, l'écoulement est encore subsonique (Mach = 0,8). La ligne sonique est donc déformée en suivant cette variation de vitesse.

4.2.6 Section bilan

Les choix des outils numériques ont été validés par la reproduction de différentes configurations d'écoulement de complexité croissante, mettant en jeu couche limite, forte accélération en régime transsonique, choc et décollements. Le solveur *rhoCentralFoam* a été retenu pour sa plus grande capacité à capturer les variations brutales rencontrées en zone transsonique ou légèrement supersonique comme les chocs et les ondes de détentes. En associant le solveur avec le modèle de turbulence SA, il est possible d'obtenir des résultats proches des cas expérimentaux de la littérature. Le maillage doit être suffisamment affiné dans les zones d'intérêt (au niveau des chocs et dans les zones transsoniques) et étendu en aval pour stabiliser les simulations. Pour des cas plus complexes, une procédure assez élaborée peut être nécessaire pour obtenir des résultats, avec notamment une variation lente du rapport de pression jusqu'au niveau désiré et une initialisation du domaine sur un cas laminaire pour quelques centaines d'itérations. Ces tests révèlent aussi une légère diffusivité dont il faut tenir compte. Également pour se rapprocher des cas des tuyères il est possible d'avancer que la courbure du convergent ressort déjà comme un facteur important pilotant la structure de l'écoulement au col. Les visualisations réalisées sur l'influence de la courbure montrent qu'au col l'écoulement est bien reproduit, notamment dans la partie centrale et au niveau de la paroi dans des conditions proches du régime supersonique.

4.3 Stratégie numérique : Choix numériques

Dans cette dernière section sont présentés les différents tests préliminaires ayant permis de mettre au point la stratégie numérique la plus appropriée pour étudier numériquement les écoulements en tuyère Venturi sonique. Nous abordons successivement les différents choix retenus pour déterminer la topologie multi blocs du domaine, les niveaux de raffinement du maillage, la méthode d'initialisation et les critères d'arrêt (convergence) ad hoc pour l'obtention de solutions exploitables dans la zone d'intérêt (région transsonique de la tuyère).

4.3.1 Pré-dimensionnement de la simulation

Un premier calcul grossier de la configuration d'intérêt a d'abord permis d'estimer les grandeurs physiques permettant de dimensionner au mieux le maillage (gamme de vitesses dans la région transsonique, de coefficient de frottement). Puis de nouvelles itérations de calcul ont été réalisées afin d'affiner les résultats et d'améliorer la technique. Dans la partie cylindrique de la tuyère, les vitesses au col prennent des valeurs entre 300 m/s et 350 m/s. En considérant la température de 250 K au col pour la gamme de pression génératrice de 6 à 60 bar, la masse volumique du fluide est comprise entre $\rho = 8,40 \text{ kg/m}^3$ et

$\rho = 87,67 \text{ kg/m}^3$, la viscosité dynamique μ est quant à elle comprise entre $16,161 \mu\text{Pa/s}$ et $17,560 \mu\text{Pa/s}$. La distance de la première cellule à la paroi est de $5,0 \times 10^{-7} \text{ m}$.

4.3.2 Choix de la topologie multi blocs et du raffinement de maillage

4.3.2.1 Topologie du domaine

Le domaine considéré est construit de façon à reproduire la géométrie de tuyère cylindrique telle qu'elle est définie dans la norme (cf. Sections 1.3 et 2.1) [1]. On rappelle que cette géométrie est prioritairement utilisée dans les essais expérimentaux sur les installations de Cesame. Comme il s'agit d'une géométrie de révolution, seul une partie axisymétrique peut être étudiée pour les simulations. Cette partie axisymétrique de tuyère est représentée sur la Figure 4.17. Le bord inférieur représente l'axe de symétrie. La tuyère est constituée d'un convergent en quart de cercle avec un rayon de courbure de $r_c = 10 \text{ mm}$ et se termine par un col de diamètre $d = 10 \text{ mm}$. Ce choix de cette dimension vient du fait que les données expérimentales comparatives sont plus nombreuses dans la base de données du laboratoire. Le convergent est suivi d'une section cylindrique de diamètre constant égal au diamètre du col sur une distance de $L = 10 \text{ mm}$. Enfin, un divergent de demi-angle $3,5^\circ$ constitue le diffuseur qui s'étend sur 7 diamètres. Le domaine en amont s'étend jusqu'à 4 diamètres avec une extension radiale de 35 mm. L'extension amont du maillage permet l'initialisation de l'écoulement, notamment le profil des vitesses et de la pression. Le domaine en aval s'étend jusqu'à 15 diamètres avec une extension radiale de 50 mm. Il s'agit du cas où la tuyère serait utilisée sur le banc primaire de Cesame.

Une attention particulière a été prise pour la réalisation du maillage en fonction de la structure attendue de l'écoulement. Le nombre total de points est de 68363, ce qui représente 33860 cellules. La coordonnée $x/d = 1$ correspond au début de la partie cylindrique, qui définit le col de la tuyère, alors que la coordonnée $x/d = 2$ correspond à la fin de la partie cylindrique (pour être en accord avec les chapitres 1, 2 et 3, un changement de coordonnée est effectué pour des raisons de simplification géométrique : z/d devient x/d). Le maillage est densifié dans les régions à forts gradients et étiré dans les zones moins critiques (en aval) afin d'économiser du temps de calcul. Pour ce faire, une topologie multi-blocs a été adoptée, de façon à contrôler séparément le raffinement et la qualité du maillage en proche paroi (pour la capture correcte du développement des couches limites) et dans la zone centrale de l'écoulement. Ces sous domaines sont représentés en différentes couleurs sur la Figure 4.17 avec une vue globale et mieux détaillés à l'amont de la géométrie avec le rapprochement présenté sur la Figure 4.18. Ces sous domaines permettent d'adopter différents niveaux de raffinement du maillage dans les zones d'intérêt. La zone d'intérêt principal corres-

pond au col cylindrique (pour l'estimation du C_d) et plus particulièrement le long de la paroi (pour le développement des couches limites). Afin de maîtriser la précision du calcul dans cette zone, nous avons opté pour un sous domaine uniforme dont les cellules sont orthogonales à la paroi. Dans cette zone le maillage est organisé sous la forme d'un ensemble perpendiculaire à la paroi évoluant progressivement. Ce sous domaine est complètement représenté en orange sur la Figure 4.17, il s'étend le long de la paroi de la tuyère et dispose d'une largeur de 90 cellules répartie sur 1 mm (20 % du rayon de la tuyère). Différents tests de sensibilité au niveau de raffinement du maillage ont été réalisés avec des dimensions de ce sous ensemble s'étendant entre 0,5 mm et 1,5 mm depuis la surface de la tuyère. En accord avec la loi générique de la paroi, un accroissement strictement perpendiculaire est généré pour conserver l'orthogonalité avec un facteur d'étirement moyen en proche paroi d'environ 1,2 %⁵. La taille dimensionnelle de la première maille est de $5,0 \times 10^{-7}$ m. Les simulations se concentrent sur une large gamme de nombres de Reynolds entre 3×10^5 de 7×10^7 ce qui correspond à des pressions allant de 3 bar à 50 bar. Pour les nombres de Reynolds plus élevés, la taille caractéristique de la première maille doit être réduite. Au minimum, ce sont cinq cellules dans la sous-couche visqueuse qui sont disposées pour résoudre les équations à proximité de la paroi. Ensuite, la résolution est suffisante pour disposer d'au moins 30 cellules dans la couche limite (5 cellules en sous-couche visqueuse et 25 dans le reste). Les points sont ensuite disposés suivant une croissance hyperbolique (soit 52 cellules à 0,1 mm de la paroi, 63 à 0,2 mm, 70 à 0,3 mm et 90 à 1,0 mm) [157]. La distribution des points dans la direction longitudinale dispose d'un pas d'espace constant $2,0 \times 10^{-4}$ m. Ce sous-domaine, le long de la paroi, constitue le point de départ pour la construction du reste du maillage. Les autres sous-domaines sont représentés en différentes couleurs sur la Figure 4.17 en différentes positions adjacentes. La partie cylindrique est constituée en premier avec un maillage totalement rectiligne et orthogonal qui prolonge le placement des points à l'aide de 30 cellules supplémentaires dans la direction radiale en suivant une croissance hyperbolique.

Le maillage dans le convergent s'étend sur 60 cellules dans la direction longitudinale et sur une distance de 2 diamètres en amont du col. L'ambition est d'organiser les points en assurant une distribution relativement régulière tout en orientant les points au mieux le long des lignes de courant. La répartition doit rester suffisamment homogène dans le reste de la géométrie pour entretenir sa continuité. Une méthode de lissage elliptique est ensuite appliquée [158, 167]. L'orthogonalité des lignes du maillage est conservée notamment le long de la paroi et sur l'axe de symétrie en amont du col.

5. Par la suite et dans les cas de maillage les plus récents, cette disposition en un sous domaine perpendiculaire à la paroi ne sera pas maintenue. Le sous-domaine est supprimé en raison de fluctuations très fines créées par le raccord entre les sous-domaines qui se propage dans le reste de la géométrie. Les domaines fins gardent un maillage strictement perpendiculaire à la paroi, mais uniquement pour les cinq premières cellules. Le lissage elliptique homogénéise le maillage dans tout le convergent. L'extraction des paramètres proches de la paroi restent possible par des interpolations trapezoïdales.

Des simulations préliminaires ont initialement été réalisées via des maillages pour lesquels une simple extrusion vers l'amont de la ligne d'entrée du convergent (en forme d'arc de cercle) était utilisée. Ce choix initial s'est avéré peu propice à une prise en compte suffisamment précise des conditions d'entrée. Le choix a ensuite été adopté de s'approcher des conditions expérimentales et de créer le domaine amont rectangulaire correspondant à la conduite amont. Le domaine amont dispose donc d'un maillage rectiligne d'une quinzaine de cellules présentant un espacement constant dans la direction longitudinale. Cela permet d'obtenir des conditions aux limites sur le bord d'entrée du domaine plus réalistes, mais nécessite, en contrepartie, de considérer un point d'inflexion correspondant à la rencontre du domaine de la conduite amont et de celui du convergent. Dans notre cas, ce point d'inflexion obligatoire qui correspond à la rencontre de cinq cellules, est déplacé⁶ au centre du domaine pour le raccord avec la partie convergente. Le point d'inflexion est indiqué sur la Figure 4.18 comme la rencontre des zones amonts 1, 2 et 3 avec le convergent. Ces zones amont ont une distance d'un diamètre, dans la direction longitudinale sur l'axe de symétrie et elles sont insérées comme un raccordement entre le maillage du convergent avec celui de la conduite amont.

Pour finir, en aval de la partie cylindrique, le divergent conique est réalisé avec 100 cellules dans la direction longitudinale qui disposent d'un étirement suivant une croissance hyperbolique. La taille des cellules est ainsi dix fois plus importante à la fin du diffuseur par rapport au début. De la dissipation numérique est ainsi introduite alors que la vitesse de l'écoulement augmente fortement dans cette zone. Cela contribue à stabiliser l'écoulement. Là encore comme dans le convergent, l'ambition est d'organiser les points en assurant un placement harmonieux tout en les resserrant principalement le long des lignes de courant.

Le maillage est encore rectiligne à l'aval du diffuseur avec 40 cellules dans la direction longitudinale. Une zone d'extension longitudinale progressive est considérée vers l'aval. Elle permet d'introduire un niveau approprié de diffusion numérique pour permettre la prescription d'un niveau de pression à l'infini aval pour une sortie du domaine d'extension limitée tout en minimisant les réflexions d'ondes parasites ou d'éventuels effets de blocage artificiel du jet pendant les transitoires de calcul.

OpenFOAM ne fonctionne qu'avec des domaines tridimensionnels. Le domaine est ainsi implémenté avec une troisième dimension qui est simplement une rotation du plan suivant l'axe de symétrie de la tuyère. L'angle d'ouverture est très petit et égal à $0,02^\circ$. Cette condition est très utile pour l'écoulement considéré. Elle simule un écoulement axisymétrique bidimensionnel par l'intermédiaire d'un calcul tridimensionnel en définissant un angle entre les deux plans opposés.

6. Dans le cas d'une extension seule du convergent un point d'inflexion apparaît au niveau de l'angle entre le plan d'entrée de la tuyère et de la conduite amont.

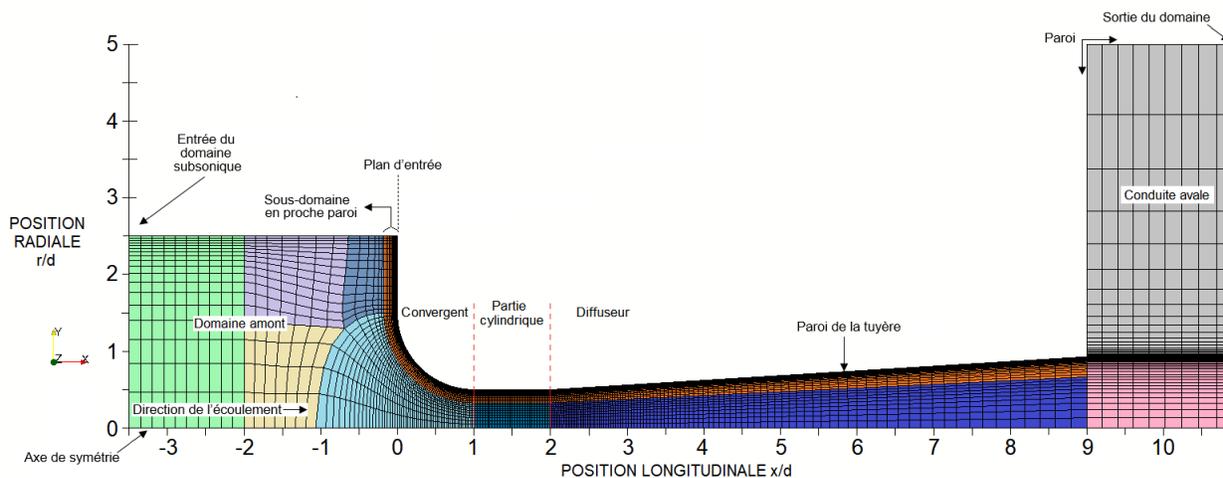


FIGURE 4.17 – Exemple de représentation d’un maillage axisymétrique annoté pour la simulation d’écoulement dans une tuyère cylindrique de 10 mm de diamètre au col. Les couleurs correspondent aux différents sous-domaines de la topologie en multi-blocs, de façon à contrôler séparément le raffinement et la qualité du maillage en proche paroi en orange (pour la capture correcte du développement des couches limites) et dans la zone centrale de la tuyère en nuance de bleu.

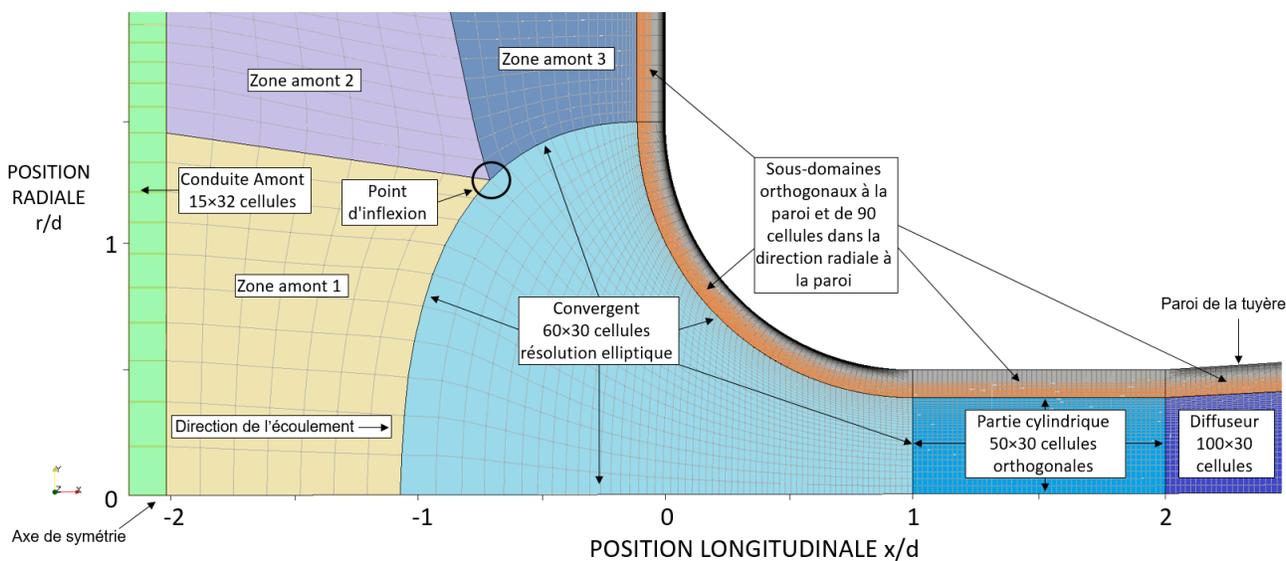


FIGURE 4.18 – Représentation du maillage utilisé (zoom dans la région du col). Les différents sous-domaines qui le constitue dans les mêmes choix de couleurs que ceux de la Figure 4.17.

n°	bloc central ($n_x \times n_y$)	bloc proche paroi ($n_x \times n_y$)	nombre de points dans la couche limite	C_d	$U'(C_d)$	% de différence
1	14 × 40	14 × 40	24	0,98786	0,005	-
2	20 × 44	20 × 60	36	0,99043	0,007	0,26
3	26 × 48	26 × 80	48	0,99093	0,005	0,05
4	30 × 50	30 × 90	52	0,99113	0,005	0,02
5	40 × 54	40 × 120	66	0,99123	0,005	0,01

TABLE 4.8 – Cinq cas de raffinement (numérotés de 1 à 5). Les nombres de points utilisés dans la partie du col cylindrique qui inclut le bloc central rejoignant l'axe de symétrie et le bloc en proche paroi où se trouve la couche limite. Pour ces deux colonnes, le nombre de points dans la direction radiale n_x et indiqué avec le nombre de points dans direction longitudinale n_y . La quatrième colonne indique pour chaque cas le nombre de point dans la couche limite (à 0,1 mm de la paroi). L'estimation numérique du C_d correspond à la cinquième colonne avec une incertitude numérique sur cette estimation dans la sixième colonne. Enfin, la différence en %, du cas de raffinement inférieur est reportée dans la dernière colonne.

4.3.2.2 Étude de sensibilité au maillage.

Une étude de sensibilité de l'estimation du C_d au niveau de raffinement du maillage a été réalisée. Cinq cas de raffinement (numérotés de 1 à 5) sont réalisés. Sachant que le C_d est toujours estimé au niveau du col, l'étude se concentre dans cette zone. Le nombre de cellules dans les différents sous-domaines est modifié dans les directions radiales et longitudinales de la zone du col cylindrique. Pour chaque niveau de raffinement testé, les distributions de points sont ajustées dans les blocs adjacents, dans le convergent en amont et la tuyère et en aval de façon à assurer au mieux la régularité des lignes du maillage. Pour l'ensemble constituant la partie centrale du col cylindrique, les nombres de points utilisés sont précisés dans la Table 4.8. Cela comprend le bloc en proche paroi incluant la couche limite ainsi que dans le bloc central qui permet de rejoindre l'axe de symétrie.

Les résultats sont reportés dans la Table 4.8. La comparaison des solutions obtenues pour les différents cas montre que, la forme de l'écoulement reste globalement similaire même si les structures de choc observées apparaissent naturellement plus diffuses pour les plus faibles résolutions. Les profils de vitesse ou pression ne changent que de moins de 0,1 % à partir de points considérés dans la zone du col cylindrique. Enfin, le coefficient du débit estimé varie de moins de 0,02 % à partir d'une résolution de 30 points dans le bloc central associé à 90 points dans le bloc proche parois. En conclusion, à partir d'une résolution d'environ 120 points, la solution n'évolue plus que très peu. Les maillages utilisés par la suite seront donc construits de façon à ce qu'ils respectent au moins 50 points dans la zone de couche limite, suivie de 40 points dans la zone entre la couche limite et $r/d=0,4$, puis au moins 50 autres points dans la zone centrale

de l'écoulement jusqu'à l'axe de symétrie. La version finale du domaine, correspond à celle construite avec 33 860 cellules. Cette version peut être jugée comme satisfaisante.

La pression génératrice choisie pour cette étude correspond à un Re_d de $1,5 \times 10^6$. Une dimension de couche limite critique est localisée en aval du convergent (notamment pour les cas à plus haute pression par le fait que la couche limite s'amincit avec l'accélération du fluide). À $6,0 \times 10^6$ par exemple la couche limite est estimée à $3,2 \times 10^{-5}$ m ce qui laisse encore une trentaine de points dans la couche limite. Le nombre de points est légèrement sur-contraint de façon générale pour s'assurer de la plus large gamme de Re_d .

4.3.3 Initialisation et conditions aux limites

Les conditions limites sont définies dans le paragraphe suivant. Le domaine dispose de six bords qui sont définis comme l'entrée du domaine, la sortie du domaine, la paroi de la tuyère, l'axe de symétrie et les parois des conduites amont et aval.

À l'entrée du domaine, p , T et U sont définis. Pour fixer le débit, la température totale et la pression totale sont imposées. La condition limite de la valeur fixe *FixedValue* est utilisée pour définir la température. Cette condition correspond à une condition de Dirichlet de valeur fixe. La température d'entrée est choisie à 298K. Cela donne une vitesse du son de 346 m/s. Pour la pression à l'entrée du domaine c'est une condition de pression totale qui est imposée, elle détermine la pression statique p à partir de la pression totale p_0 en suivant $p_0 = p + 0,5\rho|\mathbf{U}|^2$, où ρ correspond à la masse volumique du fluide (connue grâce à la température et la pression) et le vecteur \mathbf{U} est calculé en fonction des paramètres (du flux) à l'intérieur du domaine. Comme la vitesse change à mesure du calcul, la pression p est ajustée en conséquence jusqu'à ce qu'elle atteigne une valeur convergée. Ainsi rapidement la vitesse devient subsonique en amont du convergent (< 8 m/s), c'est donc bien une condition d'entrée compressible qui est imposée pour la pression. Cette gestion de condition d'entrée par OpenFOAM reste valable pour des faibles vitesses en amont.

À la sortie du domaine, la condition *zeroGradient* est imposée pour U et T . Elle correspond à une condition de flux égal à zéro (Neumann). Avec cette condition, la valeur des paramètres d'écoulement sur le bord du domaine sera supposée être la même que la valeur de la première cellule adjacente. Cette condition copie l'information sur les dernières cellules ce qui revient donc à une condition d'extrapolation qui est parfaitement adaptée à notre sortie supersonique ou l'information part vers l'aval.

L'entrée et la sortie du domaine ne sont généralement pas censées réfléchir les ondes. Pour éviter la réflexion des ondes sur le bord aval du domaine, on applique, pour la pression la condition limite de sortie

spéciale *waveTransmissive* qui fournit une condition de sortie advective basée sur la résolution de

$$\frac{D(\psi, U)}{Dt} = 0 \quad (4.32)$$

où U est la vitesse de l'onde au bord du domaine. Pour aller plus en détail sur cette condition limite, Poinot & Lele [122], expliquent comment appliquer une analyse des valeurs propres pour séparer les ondes découplées et travailler directement sur ces ondes spécifiées par une condition appropriée. Selon le type d'onde, elles peuvent se déplacer à des vitesses U , $U-a$ ou $U+a$, où a est la vitesse du son. Le signe de la vitesse de l'onde indique si l'onde est entrante ou sortante. En outre, la condition limite est utile lorsque des ondes de choc se forment près de la sortie du domaine. Aussi, une pression fixe à la sortie pourrait donner des résultats numériques erronés si des chocs sont présents près de la sortie du domaine.

La condition limite *waveTransmissive* tente de reconstruire un type de schéma non réfléchissant d'une manière simple en effectuant quelques calculs thermodynamiques de base. Cela permet de créer une tendance vers la valeur du champ à l'infini tout en fixant la valeur instantanée de manière à ce qu'elle soit aussi cohérente que possible avec les caractéristiques de la sortie du domaine.

Pour ce faire elle utilise une valeur de référence (pour la partie de valeur fixe) et une valeur calculée par une condition limite advective. C'est cette dernière qui va permettre de redonner une valeur appropriée de référence et de pondération. La vitesse d'advection (la vitesse de l'onde du champ) est calculée dans *waveTransmissive* comme la vitesse de l'onde acoustique (composante de la vitesse normale à la frontière en plus de la vitesse du son).

$$x_p = \frac{\phi_p}{|S_f|} + \sqrt{\gamma/\psi_p} \quad (4.33)$$

Dans l'Équation 4.33, x_p la vitesse d'advection sur le bord du domaine (pour nous ici la pression), le flux ϕ_p sur le bord du domaine, ψ_p la compressibilité au bord du domaine définie comme $\psi_p = (RT_p)^{-1}$ avec R la constante universelle des gaz et la température au bord du domaine, le vecteur normal à la surface S_f et γ est le rapport des chaleurs spécifiques C_p/C_v . En fait, le problème de réflexions des ondes sur le bord du domaine existe toujours en cas de résolution des écoulements turbulents (et pas seulement), mais en général, il n'est pas strictement nécessaire que la réflexion soit nulle, mais il suffit que la quantité d'énergie réfléchie soit négligeable par rapport aux ondes auto-générées dans le domaine. En outre, pour les cas réalistes, il faut fournir et maintenir des valeurs moyennes prescrites, ce qui est réalisé au moyen d'une méthode de relaxation linéaire [122].

Une condition d'adhérence (vitesse égale à zéro) et adiabatique *noSlip* est utilisée pour le champ de vitesse le long des parois (la paroi de la tuyère et les parois des conduites amont et aval). La condition

zeroGradient est également utilisée pour les bords supérieurs du domaine (la paroi de la tuyère et les parois des conduites amont et aval) pour la pression et la température.

Pour finir, la limite inférieure est représentée par l'axe de symétrie. La formulation disponible la plus simple dans OpenFOAM pour des calculs purement axisymétriques exploite la condition limite de type *wedge*. Pour ce cas de symétrie axiale bidimensionnelle, le domaine doit correspondre à un secteur angulaire faible ($< 5^\circ$) d'une épaisseur d'une seule cellule. Les scalaires au niveau des faces sont conservés et les composantes du flux dans la direction transverse sont négligées (les flux et les composants normaux ne sont pas supposés être nuls : une tentative d'explication de cette condition limite depuis le code source est donnée dans l'Annexe T).

4.3.4 Initialisation

Comme dans le cas de l'utilisation du banc primaire de Cesame, le fluide de travail est de l'air, $\gamma = 1,4$ entrant par le bord gauche du domaine dont les paramètres pour la simulation numérique sont une masse molaire de $28,9647 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ et une chaleur massique à pression constante de $1004,5 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. Afin d'étudier l'évolution du coefficient de décharge en fonction du nombre de Reynold (Re_d), différentes pressions d'entrée, p_0 de 6 bar à 60 bar sont testées. Ces pressions correspondent à des nombres de Reynolds $Re_d = 4,5 \times 10^5$ jusqu'à $8,9 \times 10^6$ pour ce diamètre de col. Ces conditions permettent d'obtenir des solutions convergées moyennant des temps de calcul longs. Une étude de scalabilité détaille ce choix dans l'Annexe U. Plusieurs tentatives ont été réalisées dans le but de réduire les temps de calcul, soit en initialisant le calcul sur des maillages grossiers pour progressivement améliorer le raffinement, soit en jouant sur les paramètres du calcul, notamment relatifs à l'intégration temporelle (avec un nombre de CFL variable).

4.3.4.1 Initialisation à partir d'un écoulement au repos

Avec une initialisation à partir d'un écoulement au repos, des ondes venant de l'amont se réfléchissent en créant un écoulement perturbé où les conditions dans la partie cylindrique oscillent pendant un temps de simulation physique relativement long. Cette particularité est illustrée sur la Figure 4.19 avec une visualisation de la structure de l'écoulement pour huit différents instants numérotés pendant le transitoire numérique. Dans cet exemple, l'initialisation est réalisée à partir d'une condition de pression sur le bord d'entrée plus haute que dans le reste du domaine. Une onde qui part de l'amont (en 1 : signalée par des flèches en noir), se réfléchit (en 2) sur la partie convergente, puis sur les autres bords du domaine (en 4

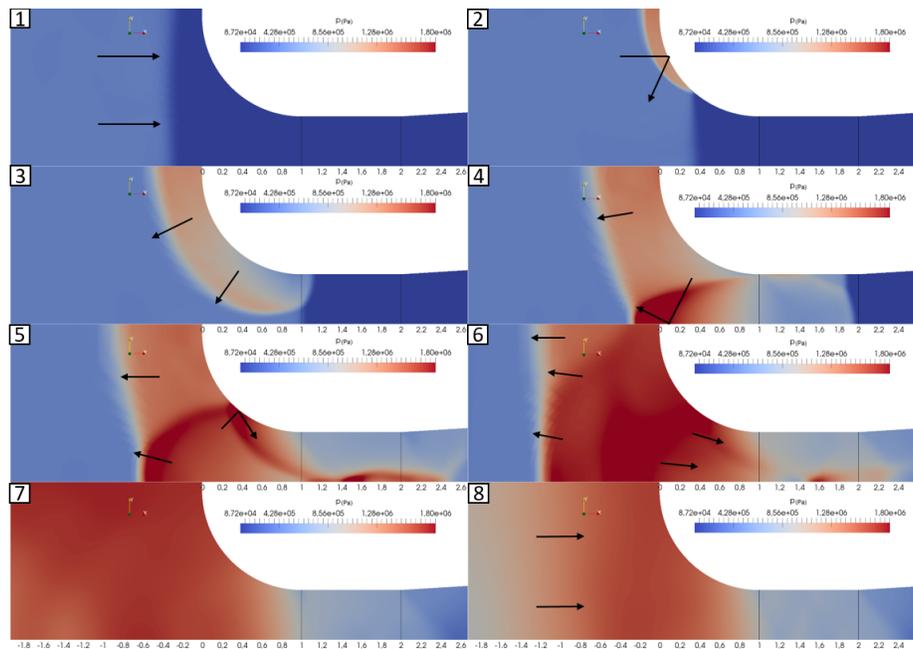


FIGURE 4.19 – Visualisations de la structure de l'écoulement pour huit différents instants numérotés pendant le transitoire numérique, avec une initialisation à partir d'une condition de pression sur le bord d'entrée plus haute que dans le reste du domaine. Cette oscillation continue pendant un temps de simulation physique relativement long.

et en 5) en cascade (en 6 et en 7), jusqu'au bord amont pour finalement revenir une nouvelle fois (en 8) mais de manière atténuée.

4.3.4.2 Initialisation à partir d'un champ de pression

L'idée est donc de minimiser ces temps de réflexion progressive en essayant d'obtenir des conditions plus homogènes et plus proche du niveau de pression attendu directement dans toute la partie convergente. Une solution retenue correspond à une initialisation comme dans un tube à choc avec une pression jusqu'à la fin de la partie cylindrique. Le reste du domaine est initialisé avec une pression identique à la condition aval. Comme dans le cas test montré du tube à choc (cf. Section 4.2.2). Dans ce cas, grâce à cette initialisation, une onde de détente part vers l'amont et une onde de choc part vers l'aval, mais en minimisant les ondes de pression avec des discontinuités qui oscillent en amont et dans le convergent. La structure d'écoulement s'établit beaucoup plus vite dans toute la zone du convergent. La situation est immédiatement comparable au cas 8 de la Figure 4.19 atteinte directement, mais avec des mouvements d'ondes fortement atténués.

4.3.4.3 Choix de l'initialisation

La solution qui est donc proposée, à l'issue de différents tests de sensibilité au type d'initialisation retenu est d'initialiser en deux niveaux de pression différents à l'intérieur du domaine. En conséquence, la pression souhaitée pour l'étude, est ajustée depuis l'amont du domaine et jusqu'au col. Une condition proche de la pression atmosphérique est utilisée pour le reste du domaine. Dans ces conditions l'amorçage la tuyère en régime critique est garanti. Cette technique est proposée pour accélérer la convergence et offre un gain d'un facteur deux sur le temps de calcul par rapport au cas d'initialisation avec champ uniforme. Les résultats de cette méthode seront présentés dans la suite (cf. Section 5.2).

4.3.4.4 Réinitialisation en rampe de pression

La méthode d'initialisation définie permet d'obtenir un cas unique de pression génératrice ce qui correspond à un unique point d'étalonnage. Pour un ensemble plus large de variation en Re_d , le processus doit être répété pour chaque pression génératrices. En effet, ce sont notamment les réponses de l'écoulement à des modifications en Re_d qui intéresse ce travail de thèse. Dans la perspective de réduire le temps de simulation, une méthode d'initialisation de la simulation en rampe de pression a été effectué. Elle consiste à reprendre une solution convergée pour une certaine pression génératrice afin d'accélérer la convergence pour une autre pression génératrice en modifiant simplement la condition d'entrée. Cette méthode est équivalente à une augmentation graduelle de pression. La condition limite en pression à l'amont du domaine est augmentée linéairement par paliers de 5 bar pendant un temps correspondant à cinq fois le temps caractéristique de parcours (pour une onde de pression) de boîte (du domaine). Entre chaque palier, la pression est maintenue à un niveau constant jusqu'à une nouvelle convergence plus rapide correspondant, à deux à trois et cinq fois le temps caractéristique de parcours (pour une onde de pression) de boîte (du domaine). Les résultats de cette méthode seront également présentés dans la suite (cf. Section 5.2). Les solutions obtenues pour les deux modes d'initialisation d'un champ de pression et d'une réinitialisation en rampe de pression sont identiques. Le jet et la position du choc sont définies aux mêmes localisations, les niveaux de vitesses sont égaux à 0,05 %. Il paraît intéressant de mentionner le fait qu'en fonction de la position de la "membrane" (la séparation entre haute et basse pression dans la situation initiale pour une initialisation de type tube a choc), la structuration de l'écoulement au col passe par des états différents pour donner, in-fine des solutions aux caractéristiques identiques.

4.3.5 Convergence et critère d'arrêt à Re_d fixé

Pendant le transitoire au premier instant après l'initialisation en tube à choc une onde de choc ce propage dans le diffuseur et en aval de la géométrie et une onde de détente parcourt le convergent et la conduite amont. Le fluide accélère dans le convergent sous l'effet de la pression et le jet se développe progressivement en aval pendant la phase du transitoire de calcul. Pour un rapport de pression favorable, la position du décollement varie sensiblement à l'intérieur du diffuseur. Pour de petits rapports entre la pression avale p_2 et la pression amont p_0 (et naturellement en fonction de la longueur du diffuseur), le choc s'effectue à l'extérieur du diffuseur. La solution s'établi beaucoup plus vite dans la zone du col. Au cours du transitoire de calcul, des ondes acoustiques se déplacent continuellement à l'intérieur de la géométrie (en s'atténuant progressivement) et surtout dans la partie en aval de la tuyère ; l'écoulement reste non stationnaire. La taille du maillage, dans ce qui représente la conduite en aval, a été suffisamment augmentée pour minimiser cet impact sur le résultat. L'estimation des paramètres dépend alors de la fluctuation de ces ondes dont l'atténuation peut prendre un temps infiniment long. Les calculs sont parallélisés sur 60 processeurs (CPU).

4.3.5.1 Convergence

Nous choisissons de considérer que la solution (d'intérêt dans la zone transsonique) est convergée lorsque la variation de l'estimation du débit au niveau du col (la partie cylindrique en condition rigoureusement critique) est inférieure à un certain seuil fixé à 0,01 %. Ce seuil correspond à un dixième de l'estimation de l'incertitude des mesures expérimentales de débit.

On ne recherche pas ici à obtenir une solution parfaitement définie dans tout le domaine (avec notamment les structures dans le diffuseur qui sont plus difficiles à simuler), qui serait donnée par exemple par un résidu se stabilisant après une descente de plusieurs ordres de grandeur (inférieurs à 10^{-5}). On recherche plutôt la situation où globalement, la solution ne varie plus dans toute la zone transsonique. L'estimation du C_d (que l'on juge de la validité à partir de tolérance sur son estimation) au col converge beaucoup plus rapidement, le temps de calcul est typiquement autour de 0,02 s, soit une dizaine de temps caractéristiques définis comme le temps de parcours (pour une onde de pression) de boîte (du domaine) ou 670 fois le temps caractéristique basé sur la vitesse atteinte au col de 340 m/s et le diamètre de la tuyère au col. Une convergence plus étendue n'a jamais été réalisée, mais cela montre en définitif assez peu d'intérêt au regard des niveaux atteints. Ce critère d'arrêt est détaillé dans la suite. Ainsi pour la géométrie sélectionnée, le temps de simulation reste acceptable, au regard des ressources en CPU, avec environ 72 heures de calcul pour atteindre une convergence.

4.3.5.2 Critère d'arrêt

Le débit massique Q_m de la tuyère complète est équivalent à une intégration comme l'Équation 4.36 qui est réalisé par la méthode des trapèzes au niveau d'une section du col dans la partie cylindrique de la tuyère.

$$Q_m = \int_0^{2\pi} \int_0^R r \cdot \rho \cdot U \cdot d\theta dr \quad (4.34)$$

$$Q_m = 2 \cdot \pi \cdot \int_0^R r \cdot \rho \cdot U \cdot dr \quad (4.35)$$

$$Q_m = \pi \cdot R^2 \cdot \rho \cdot U \quad (4.36)$$

Dans l'Équation 4.36 : $s = \pi \cdot R^2$ est la surface au col de diamètre $d = 2 \cdot R$, ρ est la masse volumique et U est la norme de la vitesse local du fluide. Ces données sont extraites de la simulation par une interpolation. Le type d'interpolation est linéaire. La différence avec une interpolation polynomiale reste très faible, de l'ordre de 10^{-5} % (et inférieur) par le fait que l'interpolation est réalisée sur un très grand nombre de point (un minimum de 2000 points d'interpolation). Nous avons remarqué qu'à partir de ce nombre de point d'interpolation, l'estimation du C_d ne varie plus.

Le débit est ensuite utilisé pour obtenir une valeur évaluation numérique fiable du C_d à l'aide des formulations de la norme [1]. La Figure 4.20 donne un exemple de la variation du C_d en fonction de l'avancement du transitoire de calcul. Indépendamment de la position d'évaluation, il est possible d'observer la fluctuation de la variation du C_d venant des ondes de pressions qui s'atténuent progressivement jusqu'à ce que la variation du C_d ne fluctue plus que dans un intervalle limité. À 0,01 s, l'évaluation du C_d donne $\Delta C_{d,t=0,01s} > 0,3$ % alors qu'à 0,02 s, l'évaluation du C_d devient inférieure à $\Delta C_{d,t=0,02s} < 0,02$ %. L'enveloppe de la courbe en pointillé noir, représente un moyen pour approcher la valeur finale du C_d pendant le transitoire. Cette enveloppe est obtenue à partir des maximas consécutifs et des minimas consécutifs. L'ordre de grandeur du C_d peut être approché, à partir de la moitié de la convergence en permettant une estimation à $\pm 0,0005$. La Figure 4.20 est accompagné de visualisations annotées de la structure de l'écoulement pour trois différents instants pendant le transitoire numérique. La colorisation est en nombres de Mach (les nuances de vert correspondent au nombre de Mach unitaire). Il est donc possible de visualiser l'accélération progressive du jet dans le diffuseur jusqu'à l'obtention de la séparation de l'écoulement et du disque de Mach en rouge. Cette visualisation reste globalement semblable dans le convergent et au niveau du col cylindrique en fonction du Re_d tend que le col est critique (Mach=1).

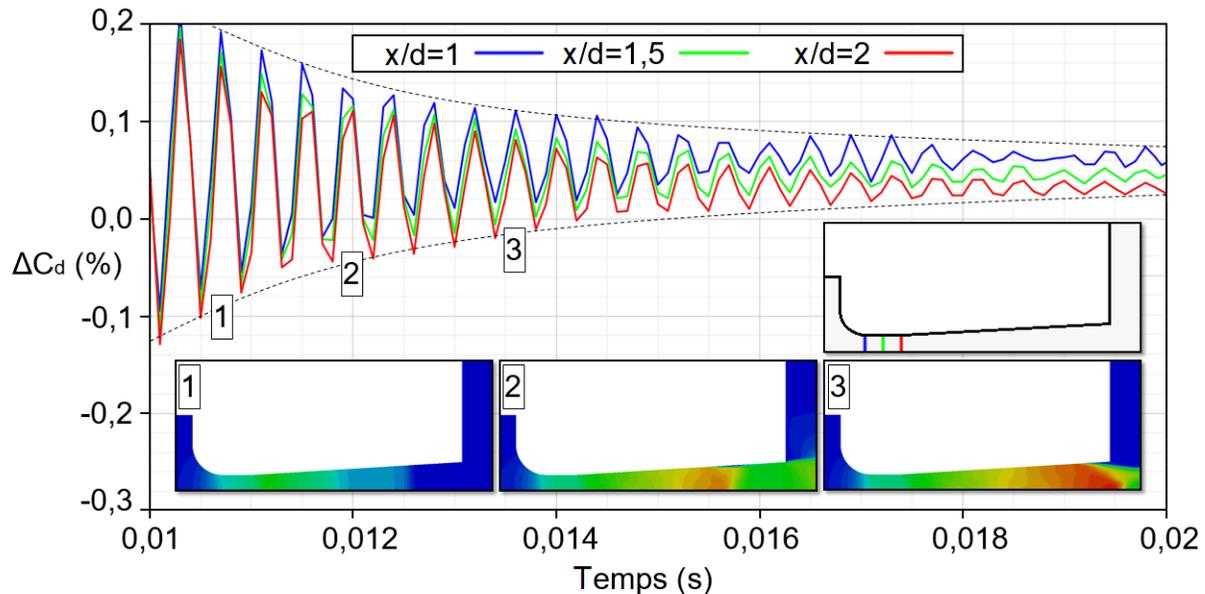


FIGURE 4.20 – Évolution temporelle (en temps physique) de l'évaluation numérique du C_d en différentes positions longitudinales dans le col cylindrique (en haut) et visualisations de la structure de l'écoulement pour trois différents instants pendant le transitoire numérique (en bas). En 1., une onde de choc se propage vers l'aval et les conditions au col sont déjà critiques en 2., le jet accélère et se structure et un décollement apparaît dans le diffuseur et en 3., le jet est pleinement développé avec un cône de mach ou la vitesse du fluide est maximale. La variation du C_d vient de l'interaction des ondes de pressions avec les bords du domaine, cette variation s'atténue progressivement. La fréquence de cette oscillation est d'environ 2 MHz et dépend de la taille du domaine en amont et en aval de la tuyère.

L'évaluation du C_d varie globalement de $\Delta C_{d,x/d} = 0,025\%$ en fonction de la position de mesure dans la partie cylindrique entre les positions $x/d = 1$ et $x/d = 2$. La Figure 4.20 donne un exemple de la variation du C_d en fonction de l'avancement du transitoire de calcul pour trois positions d'évaluation au niveau du col de la tuyère : au début de la partie cylindrique en bleu en $x/d = 1$, au milieu en vert en $x/d = 1,5$ et à la fin de la partie cylindrique en rouge en $x/d = 2$. En amont du transitoire de calcul les trois valeurs sont confondues alors qu'en se rapprochant de l'état final, l'écart apparaît. L'écart entre les estimations du C_d pour deux positions varie de 0,0085 % par rapport à une extension moyenne des courbes. En rapport avec la littérature (cf. Section 1.3.2), l'estimation du C_d est généralement effectuée en aval de la partie cylindrique en $x/d = 2$.

4.3.6 Études de sensibilité au CFL

Afin d'étudier une possible réduction des coûts de calcul, tout en contrôlant la possible erreur de diffusion numérique accrue pour des CFL trop élevés (liés à l'implicitation), la sensibilité des résultats à la loi de variation de CFL a été étudiée. La solution de référence considérée correspond à celle obtenue avec un CFL constant égal à 0,9. Cette simulation correspond typiquement à 10 million d'itérations pour temps physique de 0,02 seconde et pour un coût en temps CPU de 70 h. Diverses simulations complémentaires avec CFL variable ont été réalisées avec des lois illustrées sur la Figure 4.21. Les valeurs finales de C_d estimée avec le même critère d'arrêt que celui précédemment décrit sont indiquées dans la Table 4.22. On constate globalement que l'économie en temps calcul se paie par un excès de diffusion numérique sur la solution finale conduisant typiquement à sous-estimer le C_d de 3 %, et ce même si le CFL est à nouveau diminué avant la fin du transitoire dans la région du col. Cette étude montre qu'il est nécessaire de limiter le CFL à des valeurs inférieures à 1,2 typiquement pour maintenir la précision souhaitée (équivalente à celle que l'on a pour des CFL inférieurs à 1).

4.3.7 Bilan incertitude

Trois sources erreurs sur une valeur d'incertitude de l'estimation du C_d peuvent être identifiés pour le type de simulation dans les tuyères. Certaines ont déjà été mentionnées plus haut dans le corps du texte et un résumé est maintenant proposé.

D'abord, une source d'erreurs peut être intrinsèque au solveur numérique. En fonction du choix des modèles, du type de simulation et de la réponse de ces modèles aux différentes conditions (condition limite, maillage et modèle de turbulence), la solution pourrait changée. Ce paramètre est au-delà des ambitions de ce manuscrit. Dans notre cas, nous avons choisi les modèles natifs généralistes les plus appropriés qui fournisse un premier jeu de paramètre et qu'il sera toujours possible de faire évoluer. Ce jeu de paramètres permet d'atteindre une convergence.

Dans le cadre de ces choix numériques, la seconde source d'erreur correspond à l'extraction des données de simulation. Nous l'avons vu avec le choix du critère d'arrêt et sa variation en temps $\Delta C_{d,t=0,02s} < 0,02$ % sa position d'évaluation $\Delta C_{d,x/d} = 0,025$ % et la méthode d'interpolation linéaire sur 2000 points précise à 10^{-5} % par rapport à une autre méthode d'interpolation des données.

La dernière source d'erreur vient de l'incertitude dans l'appréciation des données de référence. En suivant les recommandations de la norme la température et la pression sont relevées aux positions radiales entre $1,8 \cdot D$ et $2,2 \cdot D$ et $0,9 \cdot D$ et $1,1 \cdot D$ respectivement en amont du plan d'entrée de la tuyère (avec D le diamètre de la conduite amont). Le domaine en amont doit donc être suffisamment allongé pour

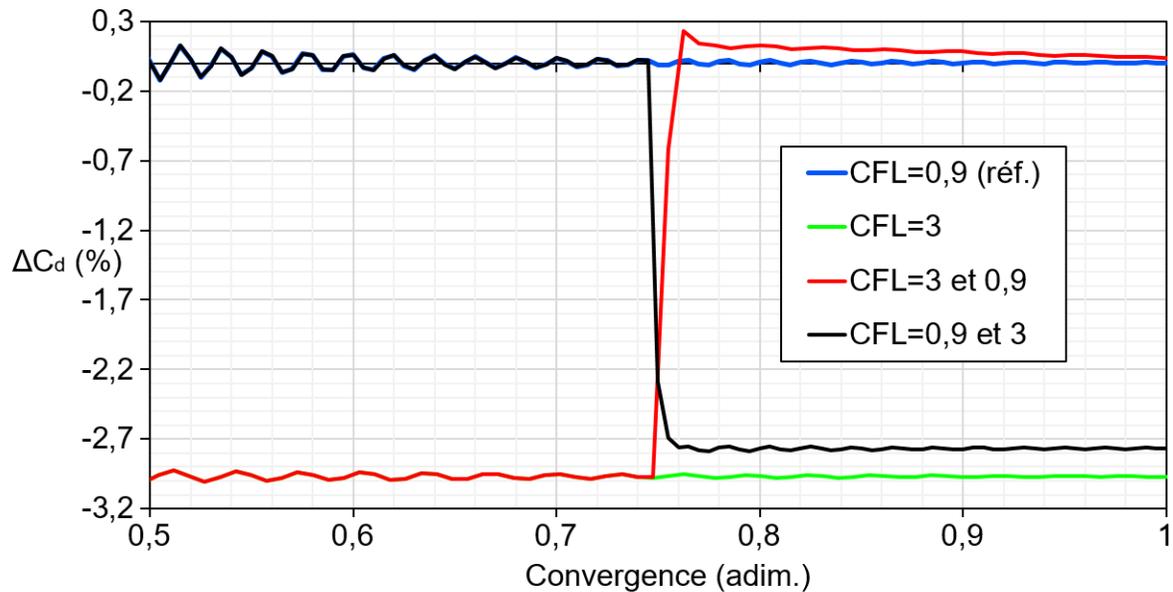


FIGURE 4.21 – Évolution temporelle (en un temps adimensionné par la convergence) de l'estimation numérique du C_d pour différentes considérations de variation en CFL. Une solution obtenue avec un CFL de 0,9 sert de référence en bleu. Un CFL de 3 permet un gain en temps de 30 % aux dépens d'une diminution d'environ 3 % du C_d (en vert). Un CFL de 3 jusqu'aux 3/4 de la convergence, suivi par un retour à 0,9, donne un C_d , à la fin de la simulation de 0,1 % supérieur à la solution de référence après une phase de décroissance depuis un maximum supérieur de 0,2 %. À l'inverse, un CFL de 0,9 pendant les 3/4 de la simulation suivie d'une augmentation à 3 redonne un écart d'environ 2,8 % avec le C_d de référence. Les valeurs du C_d sont répertoriées dans la Table 4.22.

CFL	C_d	Temps (s)
0,9 (réf.)	0,99059	0,02
3	0,960872	0,014
0,9 et 3	0,990864	0,018
3 et 0,9	0,962894	0,015
0,9 et 3 et 0,9	0,990873	0,017

FIGURE 4.22 – Évolution numérique de l'estimation du C_d pour différentes considérations de variation en CFL associée aux temps respectifs de convergence.

accéder à ces variables. En raison de la déformation des profils en amont, il existe une incertitude spatiale qui est beaucoup plus grande que leur variation en temps. Cela apporte potentiellement une incertitude plus élevée sur le Re_d . Les profils sont plus ou moins bien calculés, car nous n'avons pas pris en compte ce qui se passe en amont (turbulence, fluctuation). Même à condition fixe, à cause de la déformation des profils, il n'y a pas une référence précise de la température qui définit le Re_d . Ainsi, pour des temps de convergence les plus longs, de petites variations subsistent. Pour p_0 (la pression génératrice), ces variations sont de l'ordre de 1000 Pa et pour T_0 (la température à l'entrée du domaine) ces variations sont inférieures à 0,020 K.

En tenant compte de tous ces paramètres, les valeurs de C_d correspondent à une valeur asymptotique déterminée sur un intervalle de temps de 0,001 s à la fin de la simulation. Dans ce cadre, il devient possible d'estimer une valeur finale ; pour la position en aval de la partie cylindrique (en rouge en $x/d = 2$ sur la Figure 4.20) ; la valeur estimée du C_d s'écrira comme $0,99126 \pm 0,0001$.

4.4 Conclusion

Dans ce chapitre ont été présentés les principaux ingrédients numériques retenus pour réaliser l'étude. Les différentes vérifications réalisées ont permis de valider l'outil en montrant sa capacité à simuler séparément différents phénomènes physiques attendus dans l'écoulement de tuyère : propagation d'ondes instationnaires, couches limites et distorsion des champs moyens en présence de forte courbure. Les différents tests de sensibilité au maillage, au nombre de CFL et au champ initial dans la configuration CFVN ont finalement permis de définir la stratégie de simulation.

L'intégration des paramètres numériques est réalisée avec *rhoCentralFoam* pour sa capacité à mieux capturer les chocs. Il est adjoint au limiteur VanLeer. Le modèle de turbulence est celui de *Spalart-Allmaras*. La discrétisation temporelle est effectuée par le schéma en trois niveau de temps Backward précis au second ordre. La discrétisation des gradients est obtenue par une différenciation centrale (DC) qui est précise au second ordre. La discrétisation des divergences de flux est effectuée par un schéma de divergence mixte qui tente d'équilibrer à la fois la performance et la précision en supprimant les oscillations étant typiquement associées aux schémas de second ordre. L'orthogonalité du maillage (Skewness=0,47) permet de traiter la discrétisation des laplaciens de manière implicite à l'aide d'une différence centrée.

Ces choix ont été validés sur des écoulements de difficulté croissante. Des tests de sensibilités au CFL ainsi qu'aux densités de maillage ont été effectués. Pour les simulations de tuyères cylindriques, l'utilisation d'un maillage structuré selon une topologie multi-blocs est préconisée. Cela permet de contrôler séparément

le raffinement et la qualité du maillage. Au niveau du col, un sous ensemble est défini le long de la paroi de la tuyère ce qui permet de capturer correctement le développement des couches limites. Un lissage elliptique est préconisé afin d'organiser les points du domaine en assurant un placement optimisant la qualité du maillage (moindre déformation locale et meilleur niveau d'orthogonalité). Le CFL est préférablement choisi constant inférieur à 1,2. Le retour d'expérience sur des cas testes, ont permis de choisir les conditions limites les plus adéquates : L'initialisation est similaire à l'expérience du tube-à-choc et la sélection des paramètres de convergence de la solution correspondent une variation de l'estimation du C_d inférieur à 0,01 %. Le calcul est parallélisé sur 60 processeurs pour environ 72 heures de calcul.

Le chapitre suivant est consacré à la description des résultats obtenus en mettant en œuvre cette stratégie de simulation pour différentes conditions amont. L'étude de l'évolution du C_d est notamment réalisée sur une large gamme de nombre de Reynolds (entre 3×10^5 de 7×10^7) afin de corrélérer les variations observées sur la structure de l'écoulement avec la variation du C_d .

Chapitre 5

Étude numérique de l'écoulement en tuyère CFVN

Ce chapitre est consacré à l'analyse des résultats numériques obtenus en mettant en œuvre la stratégie décrite dans le chapitre précédent. Dans le cadre de cette étude préliminaire, seules des simulations en régime laminaire ou en régime turbulent établi (sans modèle de transition) seront considérés sur l'ensemble de la plage de nombre de Reynolds Re_d . Ces simulations permettent déjà de restituer les principales caractéristiques attendues de l'écoulement et leurs évolutions sur la plage de Re_d d'intérêt. L'évolution globale du coefficient de décharge C_d en fonction du Re_d est tout d'abord présentée. Elle est ensuite mise en lien avec l'évolution de la structure de l'écoulement. La distorsion de l'écoulement dans la zone amont du col, la structure de pseudo-train-de-choc observés dans la région cylindrique ainsi que leur interaction mutuelle avec la couche limite seront notamment décrites. L'analyse de profils de débit masse sera finalement réalisée pour mettre en lumière l'origine des diverses contributions au déficit pouvant être associées à l'évolution du C_d .

5.1 Visualisation typique de l'écoulement dans la tuyère cylindrique axisymétrique

Ce paragraphe réintroduit les parties de description phénoménologique générale. La Figure 5.1 montre en a., la distribution du nombre de Mach dans la tuyère pour deux niveaux différents de pression totale. Pour ces deux cas, dans le convergent, les conditions sont subsoniques, l'écoulement accélère à mesure que la section transversale diminue et la couche limite s'amincit. En aval du convergent, le profil d'écoulement est fortement distordu. Dans la partie cylindrique, les conditions d'écoulement sont critiques, le nombre de Mach est proche de l'unité et la couche limite interagit avec la structuration de l'écoulement au col. Enfin, dans la partie divergente (diffuseur), l'écoulement est supersonique et avec l'augmentation de la section transversale, l'écoulement accélère : le nombre de Mach maximal est supérieur à 2,5. En fonction du régime, la position du décollements varie dans le diffuseur [160, 161]. Pour le cas du haut de la Figure

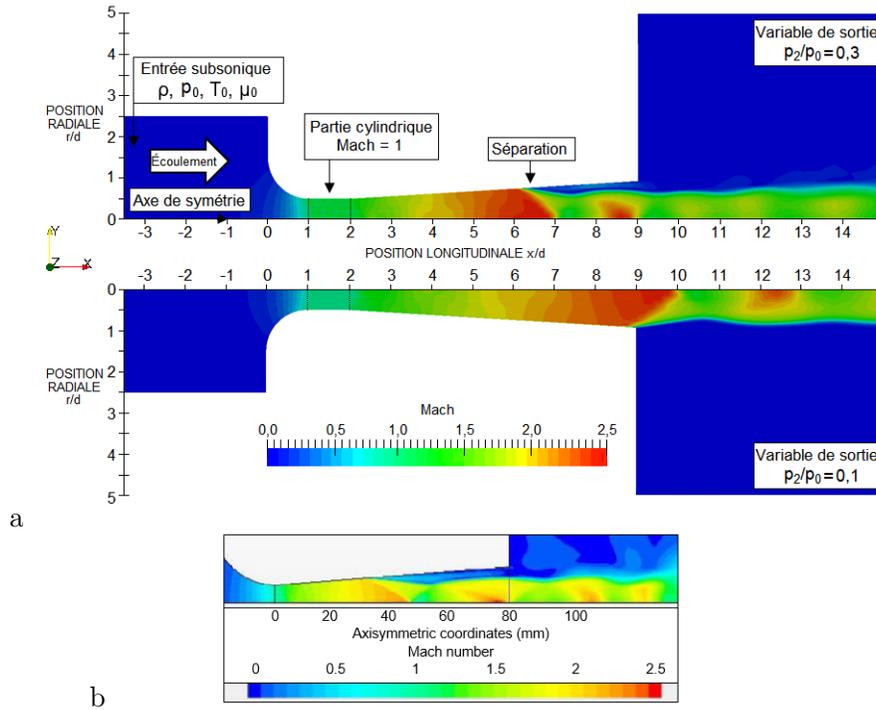


FIGURE 5.1 – Exemple de visualisation du champ de l'écoulement à l'intérieur de la géométrie pour une distribution resserrée en nombre de Mach.

5.1 a., à un rapport de pression $p_2/p_0 = 0,3$, le décollement est à la position $x/d = 6$ (le plan d'entrée de la tuyère cylindrique correspond à la position $x/d = 0$). À partir d'un rapport de pression de $p_2/p_0 = 0,5$, le décollement se rapproche du col et peut provoquer le désamorçage de la tuyère qui, sans un état sonique au col, perd sa fonction de débitmètre. Pour le cas du bas de la Figure 5.1 a., à un rapport de pression $p_2/p_0 = 0,1$, le régime du jet est sur-détendu à l'aval de la tuyère.

La Figure 5.1 montre en b., l'évolution de l'écoulement à partir d'une référence de la littérature [160, 161]. Il s'agit d'une visualisation similaire, mais dans une tuyère à col toroïdal. Le code numérique est totalement différent. Il a été validé dans des publications et les résultats peuvent être utilisés comme comparatif. Les conditions initiales sont néanmoins similaires à celles du cas a., avec un rapport de pression de p_2/p_0 proche de 0,3. Une accélération équivalente peut être estimée dans la géométrie avec un nombre de Mach maximal proche de 2,5. La séparation de l'écoulement se produit en aval du col entre $4 \cdot d$ et $7 \cdot d$ pour les deux représentations. La bonne reproduction, du comportement attendu de l'écoulement dans ces deux situations, confirme que le dispositif numérique global conduit à reproduire correctement les principales caractéristiques de l'écoulement. Ces deux simulations ne disposent pas d'un maillage homologue ; les cas

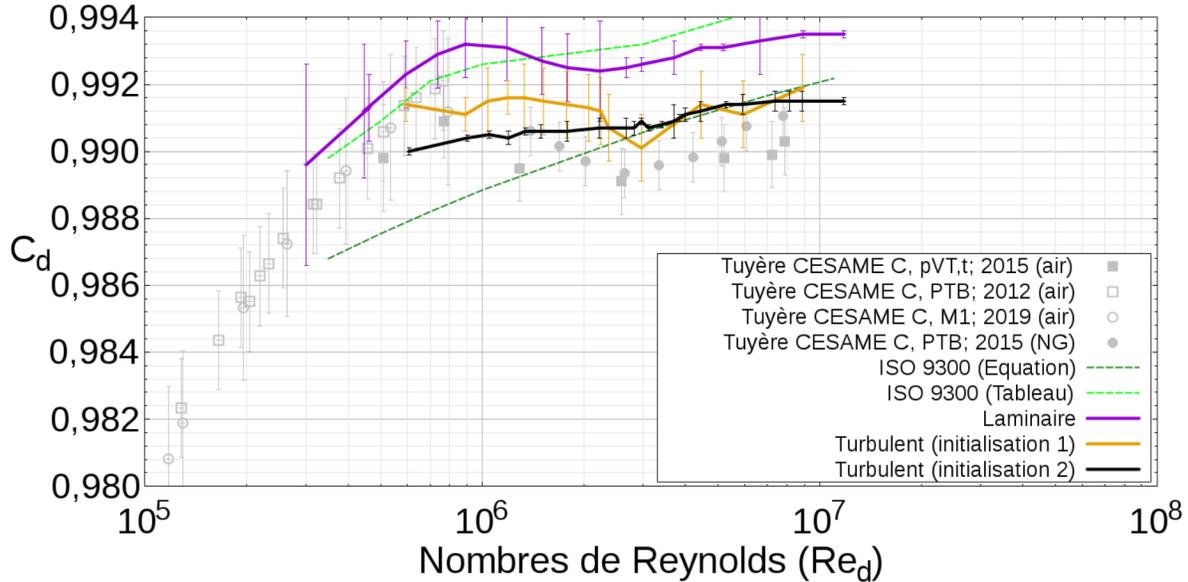


FIGURE 5.2 – Comparaison des évolutions du coefficient de décharge C_d normalisées (ISO9300), observées expérimentalement (cf. Sections 1.5.1 et 3.2.3) et numériquement par des simulations en régimes laminaire ou turbulent en fonction du nombre de Reynolds Re_d .

procurés à l'aide du logiciel d'OpenFOAM sont plus affinés.

5.2 Évolution du C_d en fonction du Re_d

La Figure 5.2 présente tout d'abord les évaluations numériques du C_d sur l'ensemble de la plage de Reynolds considérée, en les comparant aux mesures expérimentales récentes ainsi qu'aux références données par la norme. De façon usuelle, l'évolution du C_d est représentée en fonction du nombre de Reynolds estimé d'après les conditions au niveau du col de la tuyère Re_d . Les points en gris correspondent aux mesures expérimentales d'une tuyère de Cesame qui a été étalonnée à l'aide de plusieurs installations internationales. Les données sont représentées avec leurs barres d'incertitudes associées. Nous rappelons que pour le jeu de paramètres numériques retenus (solveurs, conditions limites, modèle, etc.), l'incertitude sur l'évaluation numérique du coefficient de décharge est estimée à moins de 0,01 %. Celle-ci prend en compte la convergence partielle du calcul et la variabilité des conditions au sein de la zone cylindrique où les profils des variables sont extraits.

Pour rappel, la tendance observée expérimentalement suit d'abord une augmentation du C_d (point en

gris sur la Figure 5.2 de 0,981 à 0,991) en fonction du Re_d (entre $1,5 \times 10^5$ et $0,75 \times 10^6$) décrite comme le régime dit laminaire. Cette première région est généralement suivie d'une zone dite de transition supposée correspondre uniquement, d'après la littérature, à un changement de comportement de la couche limite. Nous avons vu dans la partie expérimentale que cette chute de C_d peut atteindre 0,8 % sur une plage de Re_d d'environ un million. Enfin, à plus haut Re_d , le régime est dit turbulent. Il a été constaté dans la partie expérimentale une tendance du C_d à atteindre un niveau plateau dans le régime turbulent pour les tuyères cylindriques. Ce comportement est différent de la tendance observée pour les tuyères toroïdales pour lesquelles le C_d présente à nouveau une croissance plus marquée dans le régime turbulent.

Les simulations ont été effectuées en considérant à la fois un état laminaire (résultats en violet sur la Figure 5.2) ou un état complètement turbulent (orange et noir). Dans le cas turbulent, la courbe en orange correspond à une initialisation avec augmentation graduelle de pression génératrice et la courbe en noir à une initialisation en tube à choc. Chaque point correspond à un cas de simulation avec pression génératrice p_0 différente qui représente finalement un Re_d . Ces points sont associés aux barres d'incertitudes numériques.

L'évolution du C_d restituée par l'ensemble des simulations reproduit bien la tendance attendue. Pour les simulations laminaires, la courbe d'évolution du C_d augmente depuis les plus bas Re_d testés puis diminue entre $0,9 \times 10^6$ et 2×10^6 . Elle augmente à nouveau sensiblement jusqu'à une saturation. Ce qui reste étonnant, c'est que le comportement en simulation laminaire rend compte d'une sorte d'effet de transition avec une diminution du C_d jusqu'à des niveaux qui restent néanmoins supérieurs à ceux attendus dans la plage de Reynolds où le régime turbulent est attendu.

Lorsque le modèle de turbulence est activé, les tendances diffèrent sensiblement en fonction du mode d'initialisation retenu (cf. Section 4.3.4). Les valeurs obtenues restent dans une gamme de valeurs comparables.

Les deux évolutions de C_d simulées en mode turbulent restent relativement monotones (légère croissance du C_d avec le Re_d), ce qui est consistant avec le fait que le modèle employé (sans transition) impose artificiellement un état pleinement turbulent dans l'ensemble de l'écoulement, sans variation brutale attendue dans le cas d'une transition laminaire/turbulent apparaissant dans la zone d'intérêt. On note que l'évolution du C_d obtenue avec le premier mode d'initialisation (rampe de pression par pallier) présente néanmoins une chute non-négligeable dans la gamme de Re_d (entre 2×10^6 et 4×10^6). Ces observations de légère chute du C_d dans la plage dite de transition, avec modèle de turbulence ou non, suggèrent ainsi que le comportement du C_d n'est pas forcément entièrement piloté uniquement par des effets de transition de l'état de la couche limite, mais qu'il pourrait dépendre également en partie d'une évolution non-monotone en fonction du Re_d de la structure de l'écoulement au sein du col de la tuyère.

On note finalement que les niveaux de C_d observés dans la gamme haute de Re_d restent toujours supérieurs à ceux observés expérimentalement. Cette surestimation est naturellement attendue dans le cas de la simulation en régime laminaire qui conduit à un épaissement moindre de la couche limite et donc un moindre déficit de débit massique associé à la présence de cette couche limite. Les simulations en régime turbulent conduisent également à surestimer sensiblement le niveau de C_d à haut Re_d , ce qui montre potentiellement une limite des capacités de prédiction du modèle de turbulence employé pour cette configuration transsonique d'écoulement, conduisant à sous-estimer légèrement le taux de croissance de la couche limite.

5.3 Couche limite dans le convergent

5.3.1 Méthode d'estimation de la couche limite

L'évolution de la couche limite est déterminée à l'aide d'une fonction de diagnostic. Cette fonction doit être définie avec précaution, car l'extraction d'un profil de couche limite à partir d'une géométrie courbe n'est pas triviale. Etant donné la forte distorsion des profils de vitesse dans l'écoulement qui est en constante accélération (avec des poches d'accélération plus marquée près de la paroi), il n'est pas possible de déterminer une vitesse de référence à une position longitudinale donnée. Le choix se porte sur un critère basé sur le gradient de vorticité, telle que suggéré par Stock en 1999 [144]. Les échelles de longueurs turbulentes peuvent être évaluées en utilisant la fonction de diagnostic F :

$$F = Y^a \cdot \left[\frac{dU}{dY} \right]^b. \quad (5.1)$$

Il en résulte l'épaisseur de la couche limite comme

$$\delta = \varepsilon Y_{max}, \quad (5.2)$$

où Y_{max} représente la distance de la paroi, pour laquelle $F = F_{max}$. Des coefficients, répertoriés dans la Table 5.1, tiennent compte du régime de l'écoulement en proche paroi.

Cette méthodologie est appliquée à l'aide de profils perpendiculaires à la paroi. La Figure 5.3 illustre cette étape en repr sant les lignes d'extraction en orange. Les points peuvent être exactement obtenus sur les lignes du maillage grâce à l'utilisation d'un maillage orthogonal à la paroi pour les sous-domaines utilisés en proche paroi. Ces valeurs sont extraites avec une interpolation par une méthode trapézoïdale des données du maillage le long de la paroi. Cette interpolation est réalisée depuis la naissance de la

En laminaire	En turbulent
$F_{lam} = Y^{3.9} \cdot \left[\frac{dU}{dY} \right]$	$F_{turb} = Y \cdot \left[\frac{dU}{dY} \right]$
a = 3,9 et b = 1	a = b = 1
$\delta_{lam} = 1,294 \cdot Y_{max}$	$\delta_{turb} = 1,936 \cdot Y_{max}$
$\varepsilon_{lam} = 1,294$	$\varepsilon_{turb} = 1,936$

TABLE 5.1 – Coefficients pour la fonction de diagnostic en suivant du régime d'écoulement.

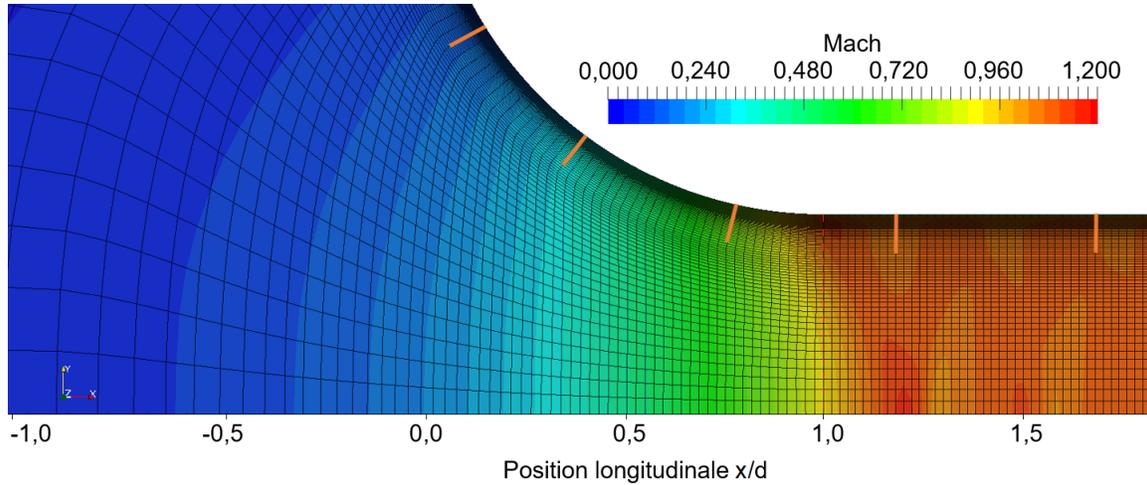


FIGURE 5.3 – Exemple de lignes d'interpolation des données le long de la paroi en orange afin d'extraire les informations sur l'évolution de la couche limite.

partie convergente jusqu'à une localisation dans le diffuseur proche de la zone de séparation. La valeur de la vitesse de référence (utilisée pour borner l'intégration des profils de débit masse ou quantité de mouvement et l'estimation des épaisseurs caractéristiques qui en résultent) est donnée par la fonction diagnostic.

5.3.2 Couche limite dans le convergent

La méthode d'estimation de la couche limite permet d'accéder aux informations et de déterminer l'évolution entre autre d'une épaisseur de couche limite, mais aussi de l'épaisseur de déplacement et de l'épaisseur de quantité de mouvement. La Figure 5.4 correspond à l'évolution de ces grandeurs dans le convergent entre les positions longitudinales $x/d = 0,2$ et $x/d = 1$. Plus en amont, la capture n'est pas suffisamment précise tant les paramètres de la couche limite et l'écoulement principal ne sont pas encore

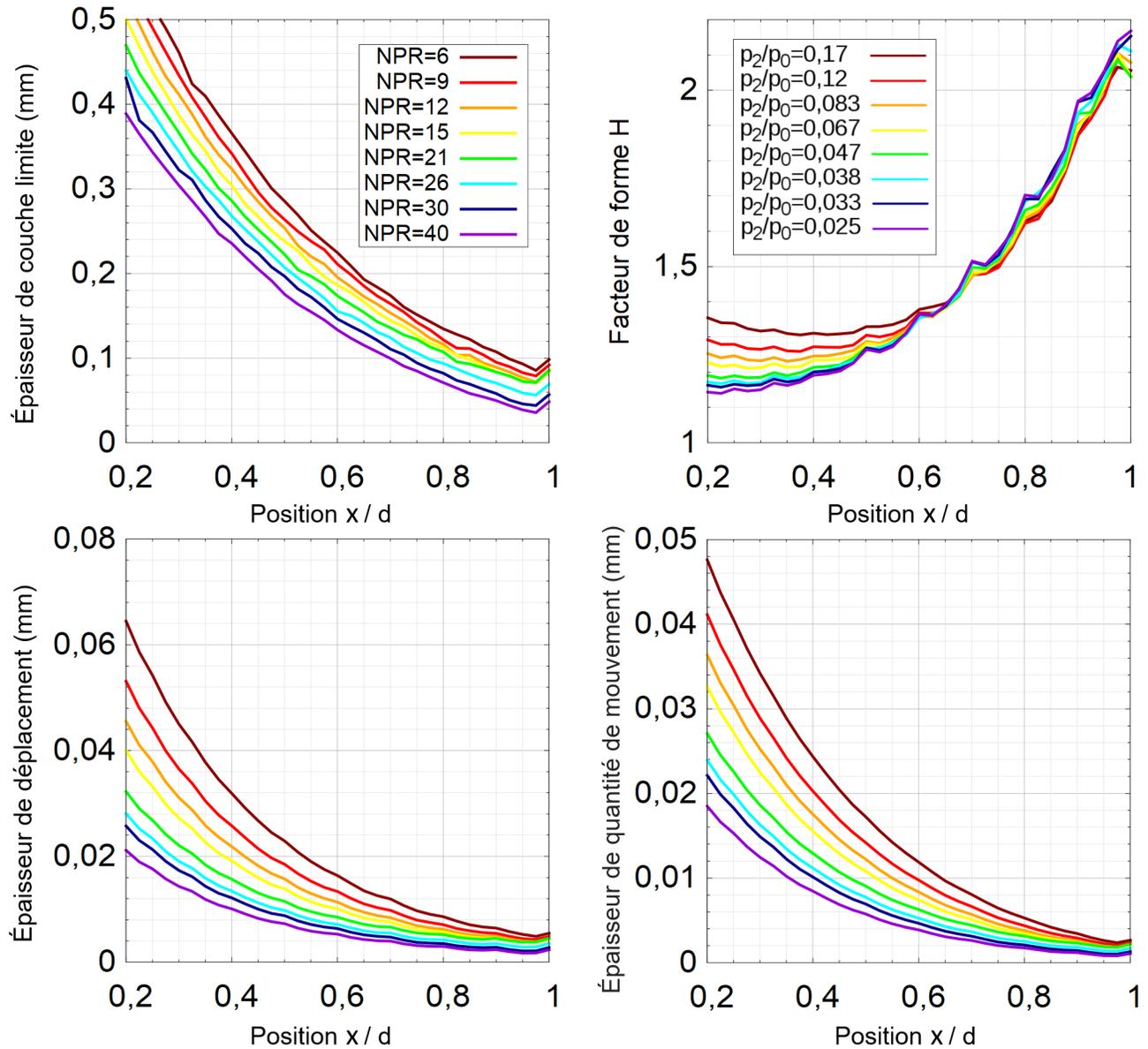


FIGURE 5.4 – Évaluation des paramètres de la couche limite dans le convergent entre $x/d = 0,2$ et $x/d = 1$ en fonction du rapport entre la pression aval p_2 et la pression génératrice p_0 en amont de la tuyère. Les équivalences des pressions génératrices en nombre de Reynolds Re_d et en NPR (Nozzle Pressure Ratio pour le rapport entre la pression génératrice et la pression ambiante) sont rapportés dans la Table 5.2.

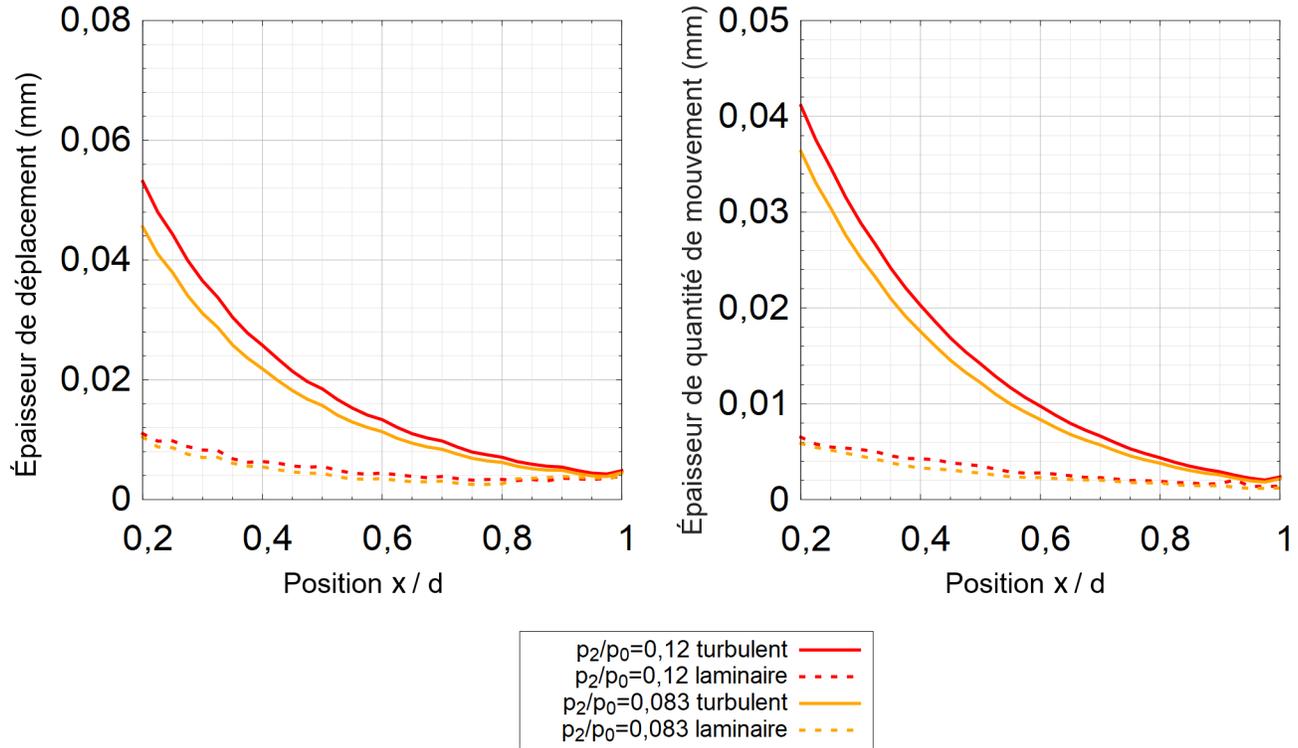


FIGURE 5.5 – Comparaison laminaire et turbulente des paramètres de la couche limite dans le convergent à l'aide de cas représentatifs pour compléter la Figure 5.4.

bien différentiables. L'estimation du bord de la couche limite est incertaine au début de son développement dans la partie amont du convergent. Les extractions de points sont effectuées à l'aide du logiciel *Paraview* et la procédure d'estimation des épaisseurs caractéristiques de la couche limite est effectuée à l'aide de *Matlab*. Les données sont également affichées pour différents rapports de pression correspondant à différentes pressions génératrices. Dans tous les cas, la forte augmentation de la vitesse dans le convergent provoque la diminution des épaisseurs caractéristiques évaluées, et l'augmentation de la pression génératrice conduit à une diminution globale de ces épaisseurs. L'épaisseur de couche limite estimée diminue d'un facteur 5 entre le début ($x/d = 0,2$) et la fin du convergent. L'épaisseur caractéristique minimale observée (typiquement autour de $x/d = 0,97$) en cette fin du convergent est typiquement de l'ordre de 10^{-4} m à faible rapport de pression et 4×10^{-5} à plus fort rapport (soit une estimation de $\delta/d < 10^{-2}$). Dans le même ordre d'idée l'estimation de l'épaisseur de déplacement diminue rapidement pour atteindre $\delta_1 = 5 \times 10^{-6}$ m à $p_0/p_2 = 0,17$ et $\delta_1 = 2 \times 10^{-6}$ m à $p_0/p_2 = 0,025$. Pour tous ces cas, même pour l'estimation de la

quantité de mouvement, les estimations des valeurs minimales des épaisseurs caractéristiques atteignent des valeurs proches autour de $x/d = 0,97$. Il est à noter que des estimations similaires à différents NPR d'évolution des épaisseurs caractéristiques via des simulations en régime laminaire conduisent à des niveaux comparables. La Figure 5.5 montre pour deux rapports de pression représentatifs ($p_0/p_2 = 0,12$ en rouge et $p_0/p_2 = 0,083$ en orange) en pointillé l'évolution des estimations des épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement en régime laminaire. Globalement plus fines d'un facteur d'environ 4,5, ces grandeurs conduisent néanmoins au même niveau d'épaisseur que pour les cas turbulents autour de $x/d = 0,97$. Le taux de croissance des épaisseurs caractéristiques dans le convergent apparaît être très largement piloté par l'accélération liée à la courbure et dépendre peu de l'évolution du frottement qui dépendrait du régime (laminaire ou turbulent). Dans la tuyère, le rapport ν_t/ν est très proche 1 (avec une variation $> 0,001\%$), il n'y a pas de turbulence (de diffusion turbulente) donc la dynamique de la couche limite n'est pas altérée¹.

Plus en aval, les épaisseurs caractéristiques ré-augmentent très légèrement au passage du point de changement de courbure. Avec les NPR, les facteurs de formes, rapport entre l'épaisseur de déplacement et épaisseur de quantité de mouvement augmentent d'environ une unité dans le convergent et les croissances de chaque NPR s'inversent à une position $x/d = 0,65$. La forte courbure n'induit pas de décollement de couche limite turbulente. Enfin, en prenant ces estimations minimales comme représentatives d'une estimation de couche limite au col, ces données peuvent être comparées à une sélection d'épaisseurs caractéristiques de couches limites extraites de différentes études de la littérature et reportées dans la Table 5.3. Les épaisseurs caractéristiques rapportées dans la littérature sont certes généralement plus grandes d'un facteur 2 à 3. Elles ont néanmoins été estimées dans des conditions différentes correspondant à des niveaux de courbure du convergent moins importants (typiquement² pour des tuyères toroïdale le rapport est de $r_c/d = 2$ contre $r_c/d = 1$ dans notre cas cylindrique). Une étude complémentaire sur l'influence du niveau de courbure (proposée dans l'Annexe Y.) montre que celui-ci a une influence très importante. Il modifie non seulement le niveau d'amincissement de la couche limite en modifiant le niveau d'accélération, mais aussi la distance de développement de la couche limite. L'écoulement accélère davantage donc le taux de croissance diminue également. En passant d'un rayon $r_c/d = 0,625$ à $r_c/d = 2,5$, on observe par exemple une diminution d'un facteur 2,5 de l'épaisseur de la couche limite estimée à la position $x/d = 0,4$. Les estimations de l'épaisseur de la couche limite sont pourtant encore similaires en aval du convergent proche de 0,1 mm. Ces éléments d'analyse permettent de montrer que le comportement de la couche limite ici numériquement reproduit est consistant avec les tendances attendues.

Il est possible de retrouver ici la similitude avec les travaux de [153] qui montre que la position du point

1. Ce modèle n'est pas adapté pour capturer des tendances de la re-laminarisation des couches limites.

2. Pour le type de tuyère ASME le convergent est elliptique.

n°	Re_d	p_2/p_0	NPR
1	$0,9 \times 10^6$	0,17	6
2	$1,3 \times 10^6$	0,12	9
3	$1,7 \times 10^6$	0,083	12
4	$2,2 \times 10^6$	0,067	15
5	$3,1 \times 10^6$	0,047	21
6	$3,9 \times 10^6$	0,038	26
7	$4,4 \times 10^6$	0,033	30
8	$6,0 \times 10^6$	0,025	40

TABLE 5.2 – Équivalences entre les nombres de Reynolds Re_d considérés dans les figures et les rapports de pression avale sur amont p_2/p_0 . Ces Re_d sont pour une tuyère de 10 mm de diamètre. Les équivalents sont donnés avec le NPR (Nozzle Pressure Ratio pour le rapport entre la pression génératrice et la pression ambiante).

Référence	Information	Estimation d'épaisseur
Kubberud (1997) [4]	r_c elliptique ASME ($p_0 = 25 \text{ bar}$, $d = 10 \text{ mm}$, $Re_d = 3,8 \times 10^6$)	$\delta_{1,relaminisation,col} = 5 \times 10^{-6} m$
		$\delta_{1,pleinement\ turbulent,col} = 12 \times 10^{-6} m$
Benedict (1976) [18]	r_c elliptique ASME ($L=3/4d$)	$10 \times 10^{-6} m < \delta_1 \leq 20 \times 10^{-6} m$
Mickan (2013) [101]	r_c toroïdal (pour $C_d = 0,995$)	$\delta_1 = 12,5 \times 10^{-6} m$
Unsal (2015) [153]	r_c toroïdal ($Re_d = 3,5 \times 10^6$)	$\delta_1 = 27,2 \times 10^{-6} m$
Alam (2016) [6]	$r_c = 1$, sans partie cylindrique ($L=0$)	$12 \times 10^{-5} m < \delta \leq 14 \times 10^{-5} m$

Table 5.3 – Éléments de la littérature associés à l'estimation d'épaisseurs caractéristiques de couche limite en situations comparables et pour un diamètre de 10 mm.

de transition entre les régimes laminaires et turbulents de la couche limite varie en fonction du Re_d . Dans une tuyère toroïdale de $d = 5 \text{ mm}$ la transition est localisée juste en aval du col à la position $x/d = 1,2$ pour un $Re_d = 3 \times 10^6$, alors qu'à un $Re_d = 6 \times 10^6$ les auteurs situent le point de la transition entre les régimes laminaires et turbulents de la couche limite à une position de $x/d = 0$. Le point de transition remonte progressivement vers l'amont. À une pression génératrice suffisamment élevée, dans le cas d'une tuyère cylindrique avec des considérations similaires, le point de transition serait localisé a priori plutôt en fin de partie convergente. On trouve ici une justification dans la réalisation des simulations complètes avec un modèle de turbulence. Quel que soit le régime d'écoulement (laminaire ou turbulent) dans le convergent, la couche limite adopte finalement un même point de départ pour se développer dans la partie cylindrique. L'effet d'amincissement de la couche limite par l'accélération dans le convergent prédomine sur la couche limite qui s'affine beaucoup plus quel que soit le régime (laminaire ou turbulent).

5.4 Structure globale non-visqueux (partie interne) de l'écoulement dans la partie cylindrique

On propose maintenant de recentrer l'étude sur la partie cylindrique de la tuyère pour bien décrire l'écoulement original observé et mieux le quantifier en fonction du Re_d . Cette description sera effectuée en trois parties, avec en premier la description qualitative générale avec une tentative de justification phénoménologique et des profils extraits le long de la couche limite. La seconde partie sera consacrée à l'étude de la sensibilité de la structure globale aux conditions initiales et au raffinement pour préciser les conditions de son apparition. Enfin un dernier paragraphe traitera de la sensibilité de cette zone de la tuyère à la variation du Re_d .

5.4.1 Description qualitative générale de la structure globale

Cette partie est une description qualitative générale de la structuration de l'écoulement au niveau de la partie cylindrique de la tuyère entre $x/d = 1$ et $x/d = 2$. Les résultats de simulations montrent une disposition particulière dans cette section de la géométrie. La Figure 5.6 est une représentation typique de l'écoulement dans la partie cylindrique qu'il est possible de l'obtenir sur un maillage suffisamment raffiné. Des études préliminaires sur maillage plus grossier ont montré que l'excès de diffusion numérique inhibait son apparition. La ligne horizontale en noir correspond à l'axe de symétrie de la tuyère alors que les deux lignes verticales délimitent la partie cylindrique. Cet exemple de simulation est réalisé avec des conditions génératrices qui donnent un rapport de pression de $p_2/p_0 = 0,048$. La plage de nombre de Mach choisie pour cette visualisation est resserrée dans la gamme 0,9-1,1 pour mieux visualiser le phénomène. Nous avons vu que comme c'est attendu, l'écoulement accélère fortement dans le convergent en régime subsonique pour atteindre l'amont du col. En raison de la plus forte accélération du fluide le long de la paroi du convergent, la ligne sonique est localisée juste en amont de la partie cylindrique à $x/d = 0,94$ tandis qu'elle se positionne sur l'axe de symétrie en $x/d = 1,08$.

En conséquence, juste en aval de la ligne sonique, au niveau de la jonction entre le convergent et la partie cylindrique, il est possible de constater un accroissement du nombre de Mach qui est identifiable comme étant une sorte de zone faiblement supersonique. Cet accroissement du Mach n'est pas que local et est plus marqué près de la paroi. Cette poche supersonique commence à se former avant le point de discontinuité de la courbure de la paroi. On parle souvent de "bulbe supersonique". Ce phénomène est attendu en raison de la forte courbure qui déforme les profils soniques. Le changement brutal de courbure de la paroi à la jonction entre le convergent et la partie cylindrique induit une recompression de l'écoulement dans ce bulbe supersonique, associé à un épaissement de la couche limite et la formation d'un faisceau de

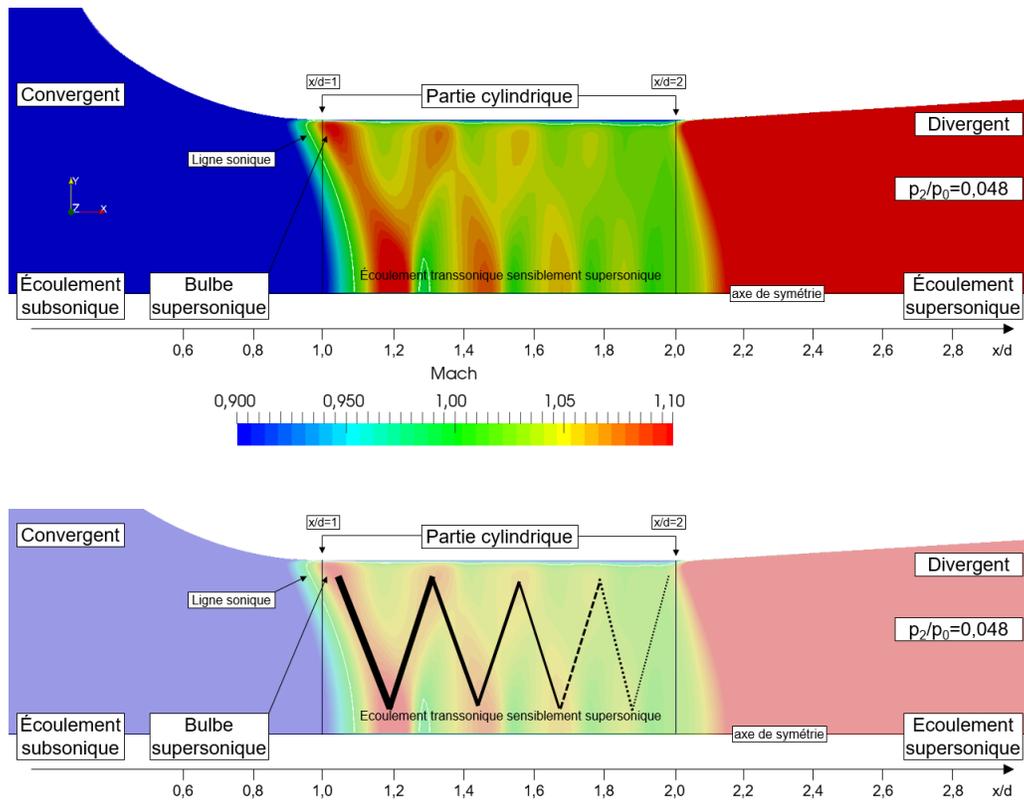


FIGURE 5.6 – Visualisation de la configuration de l'écoulement au niveau du col entre $x/d = 1$ et $x/d = 2$ et pour des conditions génératrices de $p_2/p_0 = 0,048$. La situation et celle d'une réflexion de Mach (MR) qui forme cette structure d'ondes multiples en Y. L'écoulement redevient sensiblement subsonique en aval du Y sur l'axe (onde de choc droit).

compression. Une convergence des lignes de Mach est observée à travers lequel l'écoulement est fortement ralenti, sans que l'on puisse rigoureusement statuer sur la nature non-isentropique (focalisation en choc) du phénomène en regard des niveaux de résolution modérés utilisés. Ce phénomène de focalisation prend un angle d'environ 60° avec la paroi. Cette focalisation atteint l'axe de symétrie de la tuyère en $x/d = 1,2$ pour un nombre de Mach équivalent à celui du bulbe supersonique. Le faisceau de compression se réfléchit ensuite successivement entre l'axe de symétrie et la paroi de la tuyère avec une intensité qui s'atténue à mesure qu'on se déplace en aval de la partie cylindrique. La couche limite subit ainsi une série de phénomènes de compression/ralentissement et détente/accélération respectivement associés à des épaissements et amincissements rapides sans décollement apparent le long de la partie cylindrique. Cet aspect est schématisé à l'aide de la seconde représentation de la Figure 5.6 (en bas) et des lignes noires qui montrent grossièrement ces focalisations d'épaisseurs décroissantes vers l'aval pour symboliser cette atténuation. Pour ce niveau de NPR, il est possible de remarquer trois réflexions successives supplémentaires sur l'axe de symétrie en $x/d = 1,46$, $x/d = 1,68$ et $x/d = 1,86$. L'angle de nouvelle réflexion avec la paroi augmente très légèrement pour chaque réflexion, passant à $61,9^\circ$, puis 62° et enfin $62,5^\circ$. En aval du col, au-delà de $x/d = 2,15$ dans le divergent l'écoulement est complètement supersonique. En raison de la forme de ces réflexions successivement similaires dans le col, le terme pseudo-train-de-choc est utilisé dans la suite pour décrire ce phénomène.

Pour continuer à quantifier ce phénomène nous proposons d'observer l'évolution des gradients successifs dans la Figure 5.7 avec un rapprochement dans la zone d'intérêt et une visualisation en pseudo-Schlieren. Le pseudo-Schlieren numérique est calculé à partir du gradient de masse volumique adimensionné par sa valeur maximale locale sur l'axe de symétrie (c'est-à-dire au niveau de la première réflexion). Les gradients de masse volumique évoluent d'un facteur de 2×10^6 au passage d'une focalisation, notamment celle de la première en aval de la ligne sonique. Ils diminuent à mesure que l'on se déplace vers l'aval de la partie cylindrique pour atteindre 1×10^6 . La variation du gradient de masse volumique adimensionné est très sensible d'une zone de plus hauts nombre de Mach à la zone suivante de nombres de Mach inférieurs avec 6,25 % d'augmentation entre la position $x/d = 1,2$ pour la première réflexion sur l'axe de symétrie et la position $x/d = 1,29$ dans la zone de faibles nombres de Mach suivante.

Dans la partie cylindrique, pour cinq hauteurs (r/R) et pour un cas représentatif (NPR=12), la variation du pseudo-Schlieren numérique est donnée sur la Figure 5.8. Cette variation est adimensionnée par la valeur du gradient maximum local au niveau de la première réflexion sur l'axe de symétrie. On observe la topologie complexe du faisceau de compression avec la distorsion du profil en amont. La présence de pseudo-train de choc altère progressivement les profils dans la zone cylindrique. Il existe des zones très différentes, car la géométrie de ce faisceau de compression est complexe. Près de l'axe de symétrie, la formation de chocs droits est constatée avec une petite poche subsonique tout de suite en aval des chocs (il s'agit des pics en

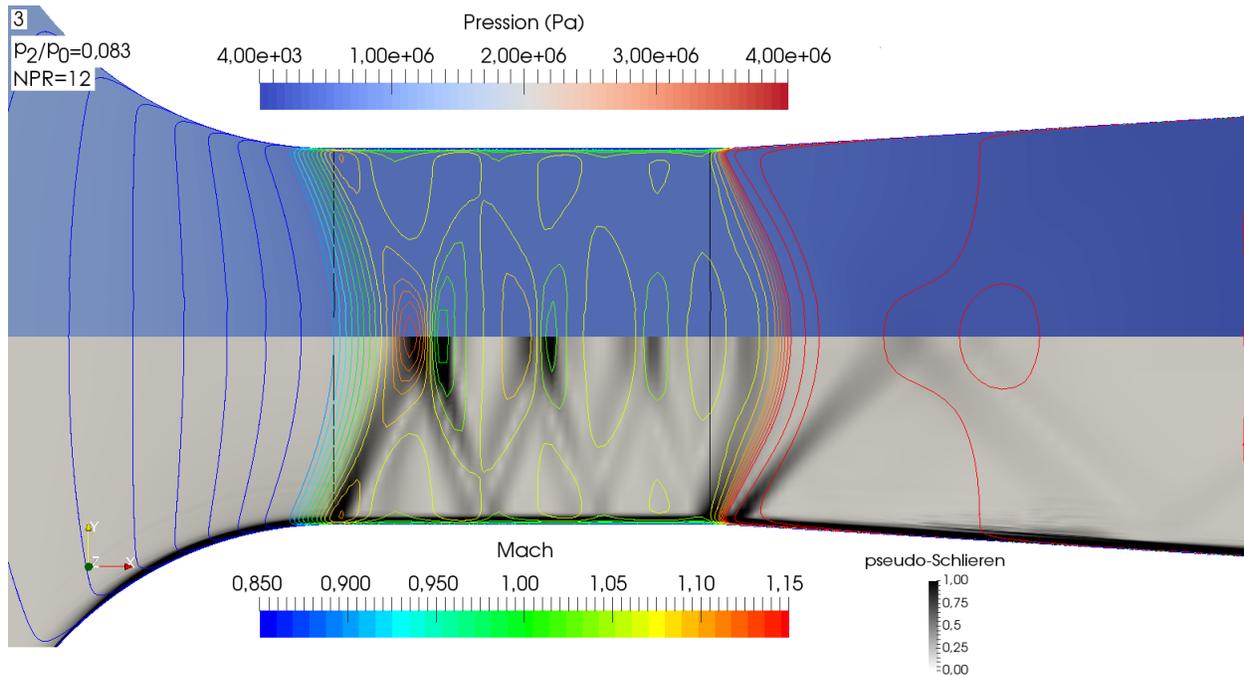


FIGURE 5.7 – Évolution de la topologie de l'écoulement dans la zone cylindrique pour $NPR=12$: superposition d'iso-contours du nombre de Mach sur une cartographie du champ de pression (en partie haute) et une visualisation pseudo-Schlieren (en partie basse). Le même type de visualisation est disponible pour les autres NPR dans l'Annexe X.

noir sur le graphique de gauche numérotés 2, 4 et 6). Les pics secondaires sont de moindre intensité. Proche de la couche limite, trois petits pics correspondant aux points d'interactions avec les chocs (numéroté 1, 3, 5, et 7) vont conduire à réaction de la couche limite (avec son épaissement). La ré-accélération de l'écoulement commence de façon différenciée en fonction de la position dans la partie cylindrique (courbe bleu), elle est plus importante à l'aval de la partie cylindrique.

Pour justifier de l'existence du pseudo-train-de-choc, des tests complémentaires (en écoulement non-visqueux) ont été effectués par Celep en 2019 [34] qui obtient le même type de structuration de l'écoulement sur une géométrie identique. Un exemple de résultat est montré sur la Figure 5.9. Il s'agit d'une simulation sur un maillage suffisamment fin et sur une échelle adimensionnée du gradient, réalisées à l'aide de corrélations et d'un modèle d'une couche limite intégrale à partir de simulations Euler. La méthode utilisée est une méthode directe³ de la résolution de l'équation de la quantité de mouvement de Von Karman.

3. Le calcul consiste en deux étapes successives à partir du calcul de la région non-visqueux. Cette solution est ensuite utilisée pour

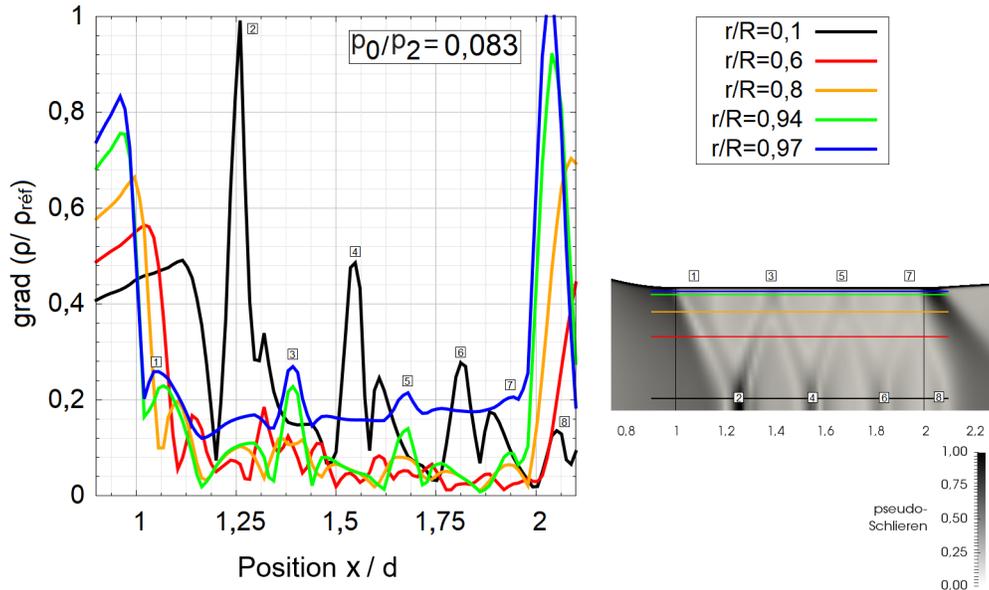


FIGURE 5.8 – Variation de la topologie de l'écoulement dans la zone cylindrique pour $NPR=12$ en pseudo-Schlieren numérique, dans la partie cylindrique, adimensionnée par la valeur du maximum local $\rho_{réf}$ au niveau de la première réflexion sur l'axe de symétrie (à gauche). Les cinq hauteurs d'extraction des profils sont représentées à droite (r/R avec $R = d/2$). Les réflexions successives, sur l'axe de symétrie est sur la paroi de la tuyère, sont numérotées de 1 à 8 afin de lier les deux représentations.

Le tout est comparé au résultat actuel d'écoulement dans la partie cylindrique des tuyères. La position du début de bulbe supersonique juste en amont de l'entrée de la partie cylindrique est identiques. Au niveau de la partie cylindrique, il est possible d'observer, sur l'axe de symétrie, trois réflexions successives numérotés de 1 à 3 qui sont généralement à des positions identiques (comme pour la majorité des cas de la Figure 5.7) en fonction du NPR. Là encore, cette structuration de l'écoulement en pseudo-train-de-choc reste résiliente mais requiert l'utilisation d'un maillage suffisamment raffiné. Selon l'auteur, l'origine de la topologie globale reste purement de nature non-visqueuse ; la couche limite est seulement susceptible de moduler les détails de la géométrie de ce pseudo-train-de-choc (cf. Annexe V).

L'existence de ce pseudo-train de choc a été sujet à controverse au début de l'étude, tant l'observation du phénomène est susceptible de dépendre à la fois des méthodes numériques employées en écoulement transsonique et de la géométrie de la tuyère cylindrique pour laquelle il existe un raccord entre le convergent

l'estimation de la couche limite. Le processus est répété jusqu'à ce que la convergence souhaitée soit satisfaite. Les équations de la couche limite sont résolues avec une pression prescrite p , et l'écoulement au-dessus de la couche limite est calculé avec l'épaisseur de déplacement prescrite.

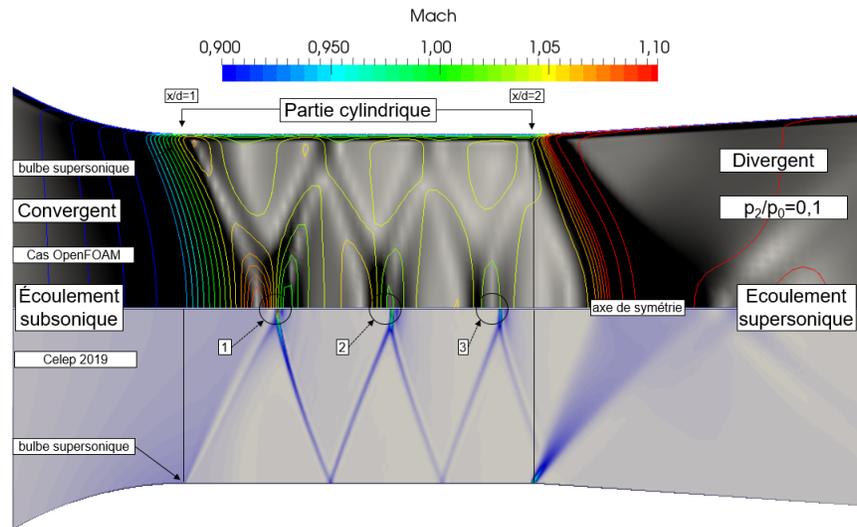


FIGURE 5.9 – Comparaison de l'évolution de la topologie du pseudo-train-de-chocs en gradients de masse volumique dans la zone cylindrique pour deux simulations différentes : un exemple type des résultats actuels dans la partie haute et une simulation Euler axisymétrique dans la partie basse [34]. Les lignes de niveau correspondent aux lignes d'iso-Mach.

et le col cylindrique. Des études théoriques et expérimentale récentes⁴ (communication privée) corroborent néanmoins la présente observation. Des détails sur la structuration en train-de-choc sont disponibles dans l'Annexe W.

Malgré une évolution similaire des grandeurs physiques en amont dans le convergent, on constate une évolution non-monotone des oscillations de ces grandeurs dans la partie cylindrique en fonction de l'augmentation du NPR.

5.4.2 Sensibilité de la structure globale aux conditions initiales et au raffinement

Dans cette section la sensibilité de la structure globale aux conditions du raffinement du maillage et aux conditions d'initialisation de la simulation va être discutée. Pour certaines situations particulières de maillage trop grossier la structuration en pseudo-train-de-choc dans la partie cylindrique est amené à disparaître. La Figure 5.10 étend la Figure 5.6 avec l'influence de cette différence de raffinement⁵ sur les résultats de simulation. Les deux cas sont mis côte à côte pour reconstituer la tuyère complète (deux demi-sections de tuyère : supérieure et inférieure) de diamètre au col de 10 mm. Les conditions génératrices

4. Zebrowski, B., Jordan, P., Jaunet, V., (Université de poitiers)

5. Sur les Figures 5.10 et 5.6, le maillage fin et le maillage grossier correspondent respectivement aux maillages n°4 et n°1 de la Table 4.8.

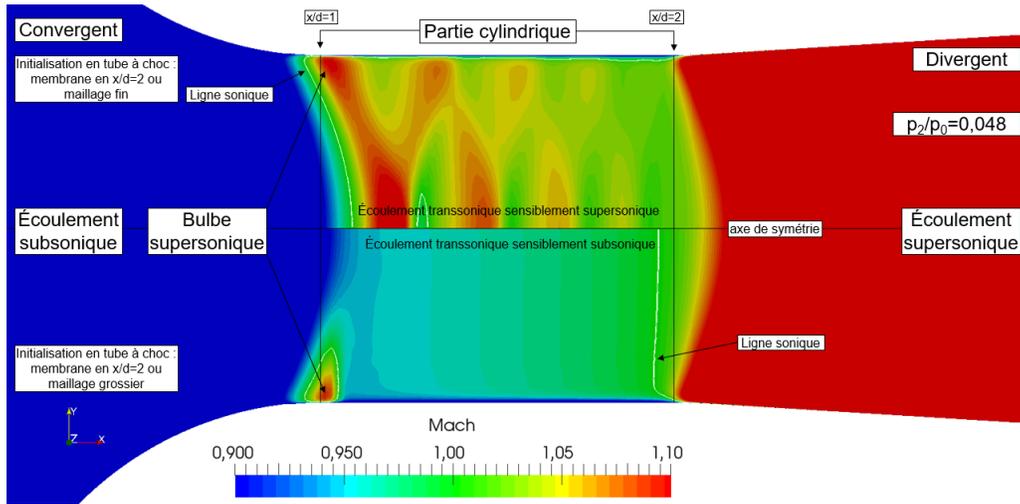


FIGURE 5.10 – Visualisation de deux configurations observées de l'écoulement au niveau de la partie cylindrique entre $x/d = 1$ et $x/d = 2$ pour deux résolutions de maillage différentes. En haut, le maillage dispose d'une résolution fine et en bas le maillage dispose d'une résolution grossière. Les conditions génératrices sont identiques à $p_2/p_0 = 0,048$.

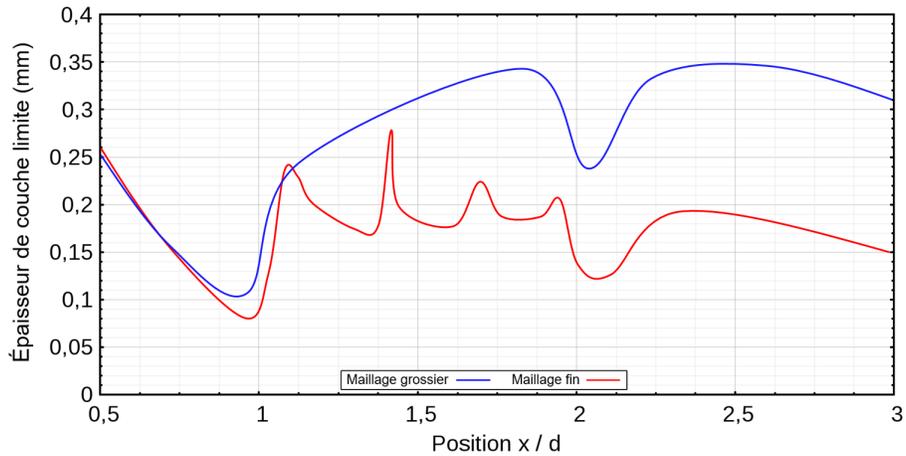


FIGURE 5.11 – Visualisation de l'estimation de l'épaisseur de la couche limite pour deux raffinements de maillage différents à des conditions génératrices identiques. Dans ces deux situations, la couche limite s'affine avec l'accélération de l'écoulement dans le convergent. Le changement de courbure en $x/d = 1$ provoque une très brusque mais similaire croissance de la couche limite. Pour le cas obtenu sur un maillage grossier, la croissance de la couche limite continue de façon monotone dans la partie cylindrique. En revanche, pour le cas d'un maillage fin, la structuration en pseudo-train-de-choc provoque des oscillations de l'estimation de la couche limite. Les deux cas correspondent à des calculs convergés en suivant les conditions décrites dans la section 4.3.5.

sont identiques. La ligne horizontale en noir correspond à l'axe de symétrie de la tuyère alors que les deux lignes verticales correspondent respectivement à la démarcation de la partie cylindrique : dans le sens de l'écoulement, celle de gauche, à l'entrée de la partie cylindrique en $x/d = 1$ et celle de droite à la sortie de la partie cylindrique en $x/d = 2$.

Sur la Figure 5.10, l'écoulement présente des topologies radicalement différentes : la situation de la demi-tuyère du haut avec des zones de compressions-détente successives et la situation de la demi-tuyère du bas sans structuration particulière. Cette seconde situation se rencontre par exemple lorsque le maillage n'est pas suffisamment affiné. Pour ce cas, le bulbe supersonique local reste à l'entrée de la partie cylindrique en laissant la partie cylindrique dans un régime d'écoulement subsonique. La ligne sonique est alors localisée à la fin de la partie cylindrique. En revanche, lorsque le raffinement augmente, comme dans la demi-tuyère du haut, la structuration en pseudo-train-de-choc se propage depuis l'entrée de la partie cylindrique la ligne sonique se positionne en aval du convergent.

En conséquence, les couches limites dans ces deux topologies présentent un épaissement totalement différent. La Figure 5.11 présente l'estimation de l'épaisseur de la couche limite extraite à l'aide de la procédure décrite dans la section 5.3.1 pour ces deux situations de raffinement. Dans ces deux situations, la couche limite s'affine avec l'accélération de l'écoulement dans le convergent. Le changement de courbure provoque une très brusque mais similaire croissance de la couche limite, la croissance de la couche limite continue de façon monotone jusqu'à la fin de la partie cylindrique pour le cas de raffinement moindre de maillage (cas de la demi-tuyère du bas dans la Figure 5.10). En revanche, pour le cas de raffinement de maillage plus élevé (cas de la demi-tuyère du haut dans la Figure 5.10), la structuration en pseudo-train-de-choc provoque des oscillations avec des pics de l'estimation de la couche limite. Sans pseudo-train-de-choc, la couche limite est plus épaisse et elle s'épaissit d'autant plus régulièrement, ce qui réduit le C_d . Ainsi cette croissance différente donne en exemple un coefficient C_d de 0,988 pour le raffinement de maillage grossier (sans le pseudo-train-de-choc) et 0,991 pour le cas de maillage plus fin (avec pseudo-train-de-choc, soit une augmentation de 0,31 %). L'évolution sans la structuration est plus régulière que ce qui est obtenu avec la structure qui est plus marquée.

Un nombre important de simulations avec différents maillages et différents modèles de turbulence $k - \varepsilon$, $k - \varepsilon$ réalisable $k - \omega$ (et simulation Euler) ont été effectués afin d'éprouver la représentativité physique de l'apparition de ce phénomène de structuration en pseudo-train-de-choc. Les différents tests numériques ont permis de constater que dès lors que le raffinement de maillage était suffisant, la solution présentant le pseudo-train-de-choc apparaissait dans la quasi-totalité des cas de simulations à différents NPR, quel que soit le mode d'initialisation retenu. De façon surprenante, nous avons néanmoins noté qu'une solution sans cette structuration particulière de l'écoulement a été obtenue pour le cas d'un NPR correspondant

à l'adaptation de la tuyère, lorsque l'écoulement a été initialisé avec le second mode d'initialisation (initialisation type tube à choc avec directement le saut de pression correspondant au NPR final souhaité ; la membrane étant ainsi positionnée à $x/d = 1$).

Cette observation pourrait laisser penser que la présence de chocs dans le jet évoluant dans une tuyère supersonique de diamètre limité (en régime sur-détendu ou sous-détendu) pourrait suffire à modifier la section critique de l'écoulement de façon à participer à la limitation de débit passant par le col cylindrique en amont et ainsi être une source suffisante de perturbations conduisant à l'apparition du pseudo-train-de-choc. Cette interprétation resterait néanmoins à confirmer avec des analyses plus poussées sur la base de simulations mieux résolues (et beaucoup plus coûteuses) dans toute la partie avale pour obtenir des mesures plus fiables de l'évolution des niveaux de pression totale. Les données actuelles (sur la base de solutions qui restent relativement diffuses autour des discontinuités) conduisent en effet à mesurer une chute des niveaux de pression totale, dans la partie non visqueuse de l'écoulement, à travers le réseau de chocs dans l'ensemble de la tuyère, qui restent a priori trop faibles pour que l'on puisse clairement faire un lien avec un possible effet d'augmentation de section critique au-delà de la section efficace de passage du jet.

En l'absence de pseudo-train-de-choc, il serait attendu de pouvoir observer une évolution plus monotone de l'épaississement de la couche limite, notamment dans la partie cylindrique dans laquelle l'augmentation du déficit de quantité de mouvement en proche paroi correspondrait à l'action continue d'un niveau de frottement pariétal d'amplitude relativement constante. La présence du réseau de pseudo-train-de-choc et de l'alternance des accélérations/détentes ralentissements/compressions associés conduit en revanche à une forte altération du régime de croissance de la couche limite. C'est d'autant plus vrai localement, dans les zones d'interaction avec choc, pour lesquelles l'épaississement local de la couche limite varie fortement en fonction de l'épaisseur amont de la couche limite et de l'intensité du choc

A noter que la question de la pertinence de l'initialisation peut se poser : il est possible d'obtenir une solution numérique qui corresponde à une solution parfaitement physique sans pour autant que cela soit la solution obtenue avec l'initialisation rencontrée dans la pratique expérimentale. Cette structuration de l'écoulement n'est pas complètement déraisonnable, mais de temps en temps disparaît en fonction de l'initialisation et réapparaît comme si les deux solutions pouvaient exister en dépendant de chemin indépendant. Il pourrait être envisageable d'observer des effets d'hystérésis.

Un autre effet qui peut être pris en compte est un possible effet d'amorçage en début de section cylindrique avec un épaississement local en fin de convergent suffisant pour forcer cet effet tuyère de tuyère fluïdique, comme on peut l'observer dans le cas de trou dans des réservoirs (effet vena contracta) et un écoulement supersonique dans la section cylindrique permettant des niveaux d'accélération suffisant

pour que la couche limite ne s'accroissent pas trop vite avant le début de la partie divergente de la tuyère. Cela dépendrait de l'épaisseur de la couche limite entre le début et la fin de la partie cylindrique. Dans les deux cas, l'écoulement est fixé en amont et non en aval sachant que lorsque le nombre de Reynolds change, les taux de croissance changent également dans les deux zones de l'écoulement simultanément. Il peut y avoir un cas critique où c'est finalement la fin de la partie cylindrique qui influence le plus, de sorte qu'un pseudo-train-de-choc apparaisse qui vient moduler l'écoulement. Dans l'autre cas, le nombre de Reynolds devient suffisamment élevé pour que ce soit l'amont qui détermine l'épaisseur et la fin de la partie convergente qui détermine ce qui se passe dans le reste de la tuyère.

À la fin de la partie convergente avec la solution sans pseudo-train-de-choc, il est possible d'estimer que lorsque l'écoulement entre dans la partie cylindrique, il n'y a que le coefficient frottement qui pilote l'épaississement de la couche limite, auquel cas il est possible de s'attendre à un comportement monotone. D'autre part, un pseudo-train-de-choc peut apparaître même si l'intensité des chocs et ces déclencheurs sont suffisamment faibles, mais toujours adéquat pour moduler les conditions vues par la couche limite. Cela recrée un effet d'accélération et des recompressions qui modifient complètement les épaisseurs de la couche limite. Ces effets sont suffisant pour conduire à un C_d plus élevé en présence du pseudo-train-de-choc. L'épaississement de la couche limite est retardé par rapport à un cas où il n'y aurait pas de pseudo-train-de-choc.

Lorsqu'il y a un pseudo-train-de-choc, c'est comme si le col réel se trouvait à l'extrémité de la partie convergente alors que sans pseudo-train-de-choc, il se trouve à l'extrémité de la partie cylindrique. Cela peut être lié au fait que la couche limite est plus ou moins sensible à ces effets d'accélération. Avec le pseudo-train-de-choc, elle ressemblerait davantage à une géométrie de tuyère toroïdale avec un angle divergent très faible alors que sans lui, elle ressemblerait davantage une géométrie de tuyère munie d'un simple convergent.

Les cas où la structure en pseudo-train-de-choc n'est pas présente peuvent être écartés, car ils sont uniquement observés dans des situations très particulières). Implicitement, la solution considérée comme la plus physique est celle où le pseudo-train-de-choc est présent.

5.4.3 Sensibilité de la structure globale au nombre de Reynolds

Dans cette partie, on s'intéresse à la sensibilité de la structure globale dans la partie cylindrique au Re_d . Le Re_d est contrôlé par le NPR. Des exemples de topologies globales dans toute la tuyère sont présentés sur la Figure 5.12. Une mosaïque de huit images (numéroté de n°1 à n°8) regroupe les résultats relatifs

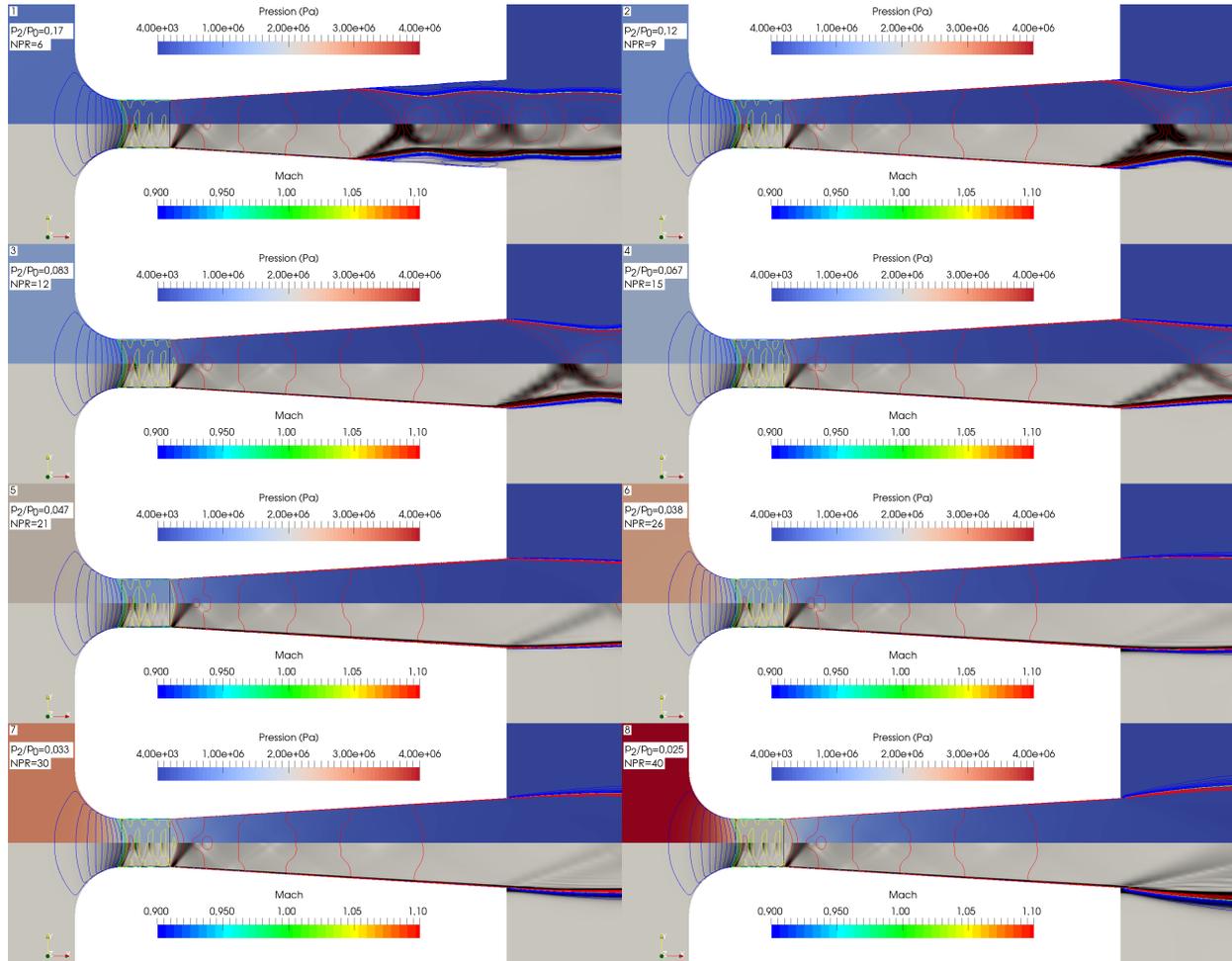


FIGURE 5.12 – Évolution de la topologie de l'écoulement : iso-contours du nombre de Mach superposés aux champs de pression (en partie haute) et pseudo-Schlieren numérique (en partie basse) pour des NPR allant de 6 à 40.

aux différents rapports de pression (l'équivalence en NPR est donnée dans la Table 5.2) correspondant à des pressions génératrices pertinentes allant de 6 bar à 40 bar. Les plages de nombre de Mach, iso-contour de Mach et pseudo-Schlieren numérique sont semblables à ceux de la Figure 5.7. Sur la partie supérieure de chaque demi-tuyère, il est possible de voir l'augmentation de la pression génératrice dans le convergent. Des lignes d'iso-contours de Mach sont superposées à chaque image ; En bleu, elles suivent accélération dans le convergent de 0,1 à 0,9 (par paliers de 0,1). Les lignes d'iso-contours de Mach en rouge représentent l'écoulement supersonique dans le divergent de 1,25 à 2,5 (par paliers de 0,25). Entre ces deux bornes, la palette correspond à l'échelle de Mach entre 0,9 et 1,1. Le point de décollement recule vers l'aval lorsque la pression génératrice augmente. Le jet décolle à l'intérieur de la tuyère jusqu'à un niveau de pression génératrice de NPR=9 correspondant à l'image n°2. Ensuite, le jet passe en régime surdétendu avec compression externe (images n°2 à n°5) puis de sous-détente (images n°5 à n°8). L'adaptation du jet correspond à l'image n°5 pour cette longueur de diffuseur. Nous observons que l'amplitude des variations de pression associées au pseudo-train-de-chocs sont fortement réduites dans la plage de NPR=21 à NPR=26 autour du point d'adaptation du jet de tuyère, avec une forte réduction de l'intensité des ondes constituant le pseudo train d'ondes de chocs. Quatre réflexions de chocs successives sont alors identifiables. La structure en pseudo-train-de-chocs montre en revanche des caractéristiques similaires pour les autres niveaux de NPR.

Dans le même ordre d'idée, la Figure 5.13 reporte sur deux graphiques l'évolution de paramètres généraux (Vitesse U et masse volumique ρ) dans la partie cylindrique à une hauteur radiale correspondant à 85 % du rayon et pour les différents rapports de pression testés. Ce sont ces paramètres qui entrent en compte dans l'estimation macroscopique du débit et du C_d (cf. Équation 4.35). Le graphique de gauche, montre la variation de la masse volumique ρ adimensionnée par sa valeur en un point de référence situé sur l'axe de symétrie de la tuyère $\rho_{réf}$ en $x/d = 1$. L'intérêt de l'adimensionnement permet d'estimer plus rapidement la variation relative de la masse volumique. Le graphique de droite, montre la variation de la vitesse dimensionnelle (m/s) dans la partie cylindrique. Dans les deux cas, il est possible d'observer le cycle de l'oscillations de ces paramètres qui s'atténuent. La valeur de la vitesse moyenne passe de 334 m/s à 331 m/s à mesure que l'on se déplace vers l'aval de la partie cylindrique (à titre de comparaison, la vitesse local moyenne du son est de 316 m/s). La variation autour de cette moyenne est de -6,38 % (à $x/d = 1,2$), 5,66 % (à $x/d = 1,3$), -3,62 % (à $x/d = 1,4$), 3,84 % (à $x/d = 1,6$), -0,20 % (à $x/d = 1,7$), 2,91 % (à $x/d = 1,9$). La valeur moyenne de la masse volumique $\rho/\rho_{réf}$ augmente quant à elle en passant de 0,87 à 0,885 à mesure que l'on se déplace vers l'aval de la partie cylindrique. Le cas de NPR=21 en vert est décalé du reste du groupe en aval de la partie cylindrique. Les valeurs de $\rho/\rho_{réf}$ sont supérieurs de 0,02 et les valeurs de U sont inférieures de 2,4 %. Cette tendance est là même pour NPR=26 en cyan, mais

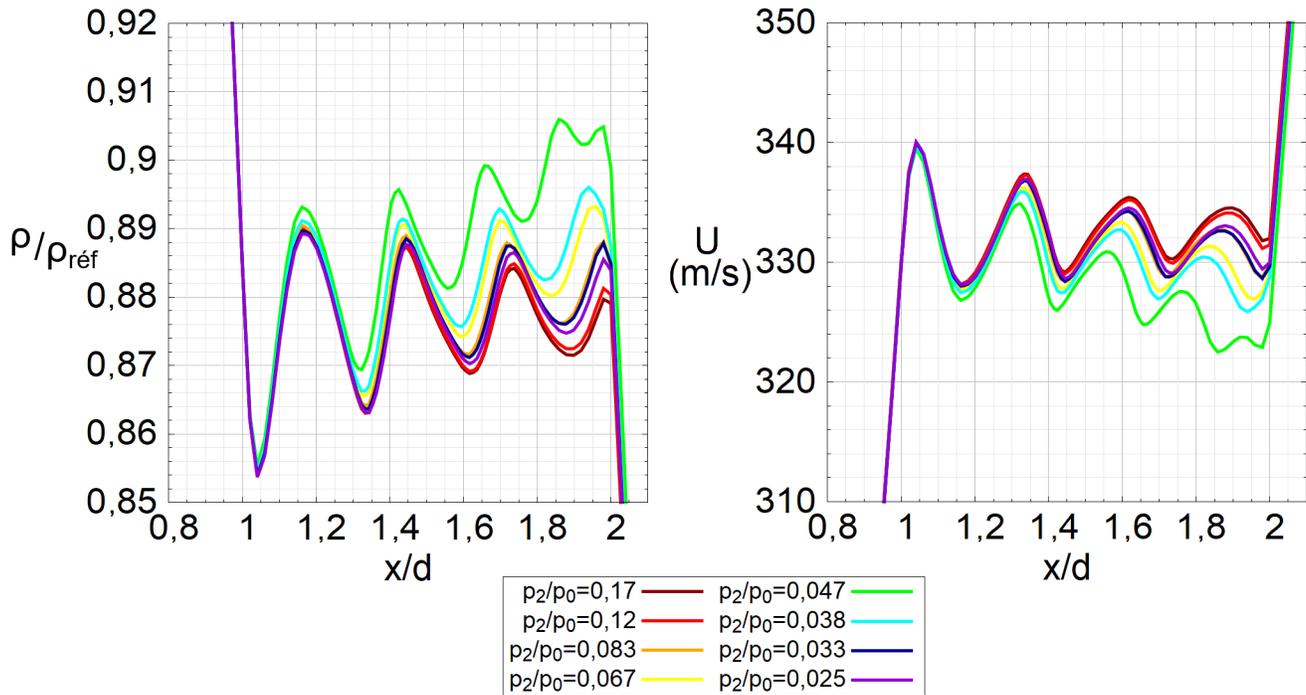


FIGURE 5.13 – Variations axiales de vitesse U et de masse volumique ρ à 85 % de la hauteur du rayon dans la partie cylindrique pour différents niveaux de rapports de pression p_2/p_0 .

dans une moindre mesure. Cela est possiblement à mettre en lien à l'adaptation de la tuyère.

Pour continuer l'étude de ce décalage, des profils radiaux (r/R avec $R = d/2$), des paramètres généraux (Vitesse U et masse volumique ρ), sont observés pour quatre positions longitudinales. Ces positions sont réparties en $x/d = 1$, $x/d = 1,33$, $x/d = 1,66$ et $x/d = 2$. La Figure 5.14 montre ainsi les profils radiaux de ρ adimensionnés par $\rho_{réf}$ sur l'axe de symétrie, pour plusieurs rapports de pression p_2/p_0 . Le profil est fortement déformé à l'entrée de la partie cylindrique sous l'effet de l'accélération dans le convergent et se redresse aux alentours de $x/d = 1,66$. Quel que soit le NPR les profils se superposent globalement sauf pour les cas particuliers du NPR=21 (et NPR=26) toujours sensiblement décalés. L'essentiel de la variation est juste au-dessus de la couche limite et se propage rapidement dans le reste de la géométrie. La Figure 5.15 est un rapprochement près de la paroi (entre 80 % et 100 % de r/R) où cette variation peut être mieux observée. Cette représentation met en évidence un déficit ($\rho/\rho_{réf} - 1 < 0$) de masse volumique qui varie avec une oscillation inférieure à 0,05 % de $\rho/\rho_{réf}$ en $x/d = 2$.

La Figure 5.16 montre la variation radiale du profil de vitesse U dimensionnel (m/s) en fonction de

r/R , pour plusieurs rapports de pression p_2/p_0 . À l'entrée de la partie cylindrique, le profil de vitesse est fortement déformé. Ce profil est similaire quel que soit le NPR. Par rapport à la solution monodimensionnelle, le profil montre une sur-accélération de plus de 2 % près de la paroi et un déficit de vitesse de 13 % au niveau de l'axe de symétrie. À mesure que l'écoulement pénètre dans la partie cylindrique les profils se redressent et s'homogénéisent. Le profil est plus homogène aux alentours de $x/d = 1,66$, on observe néanmoins toujours une zone près de l'axe de symétrie où les profils sont proches de l'écoulement idéal, mais aussi des zones de légers excès et des zones de légers déficits. En exemple, à $x/d = 1,66$ le profil montre une sensible sur-accélération de l'écoulement (de 0,12 %) localisé juste au-dessus de la couche limite entre $r/R = 0,9$ et $r/R = 0,95$. En fonction du NPR (or de NPR=21 et dans une moindre mesure de NPR=26), il est possible de constater que la zone de déficit varie moins que la zone d'excès qui augmente et cela peut expliquer l'origine la chute de C_d . La valeur inférieure du profil de vitesse à NPR=21 à partir de $x/d = 1,66$ continue de se propager jusqu'à la fin de la partie cylindrique où elle prend une valeur de 323 m/s. Il est possible de constater l'alternance, dans le décalage des profils entre la paroi et l'axe de symétrie. Ce sont les gradients qui font varier la répartition des profils de vitesse en fonction de la position longitudinale. Cela, même si la topologie globale ne semble pas varier outre mesure (sauf dans le cas de NPR=21), les gradients changent (même saut de pression correspondant à une différence aval-amont qui augmente, mais toujours concentrée sur la même distance). Un choc à un plus haut nombre de Reynolds verra en amont une couche limite plus fine arriver, mais induira un épaissement potentiellement plus important.

Il est possible de constater la complexité de l'écoulement juste au-dessus de la couche limite. L'écoulement se restructure complètement dans cette partie de la tuyère. Il existe une interdépendance entre les parties visqueuses et non-visqueuses. La structure non visqueuse du corps de l'écoulement peut conduire à une distribution radiale de débit massique plus complexe. Cette complexification peut, elle aussi, être modifiée en fonction de l'épaisseur de couche limite que donne la distribution du profil initiale. Cela amène vraisemblablement des effets d'accélération plus importants au-dessus de la couche limite avec une variation de l'effet de déficits. En définitive, le C_d est donné par un équilibre entre l'excès et le déficit de débit.

Les niveaux moyens de ρ et U diminuent globalement dans un premier temps lorsque le NPR augmente avant ensuite de ré-augmenter quand le NPR croît davantage au-dessus des valeurs de NPR=21 et NPR=26. Il apparaît que l'écoulement dans la zone principale réagit à une réponse non-monotone de la couche limite en fonction de son épaisseur initiale en début de la zone cylindrique, du niveau de densité amont et du gradient de pression local (cf. Section 5.5). Cette réponse variable de la couche limite impac-

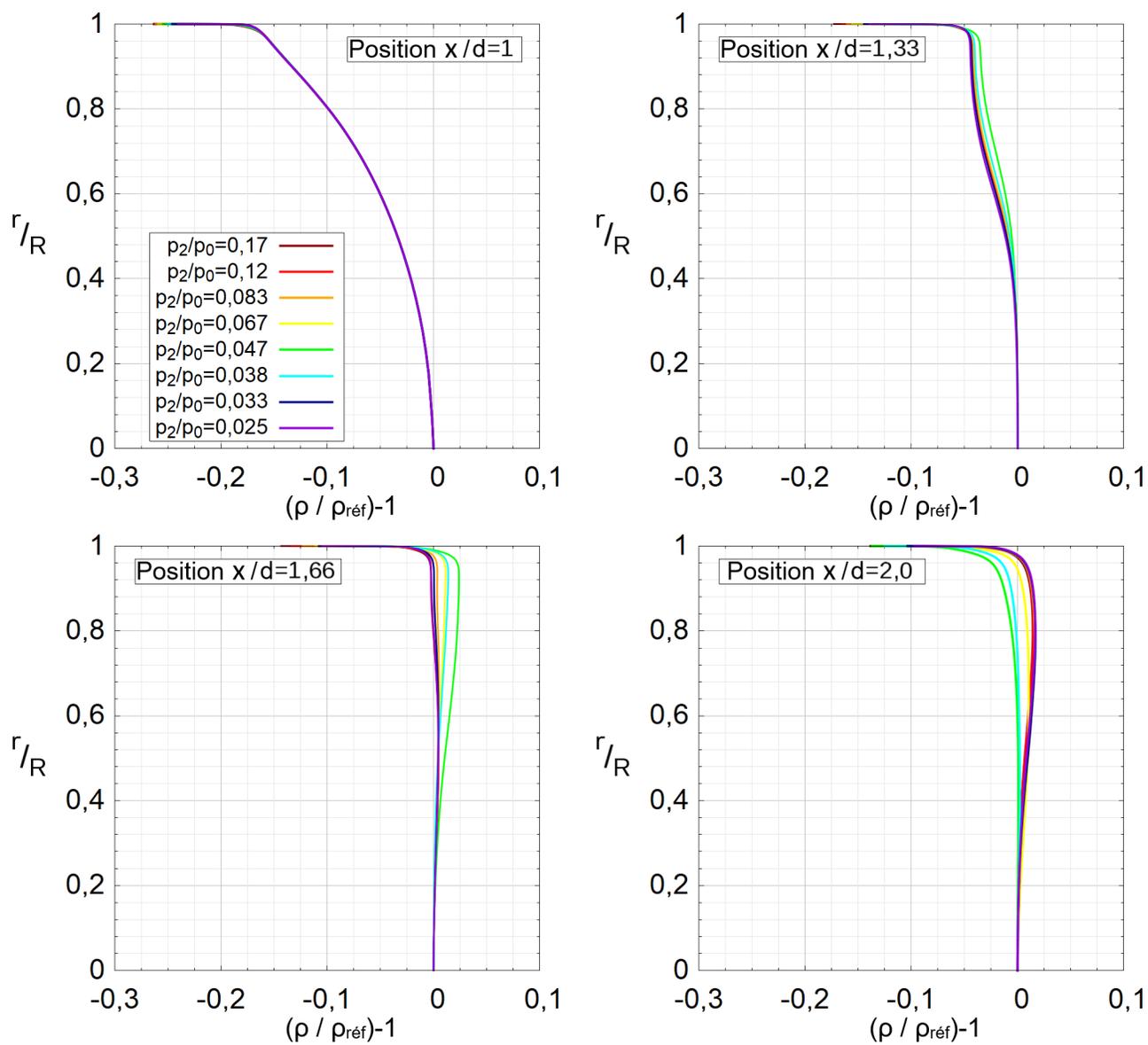


FIGURE 5.14 – Variation radiale du profil du ρ adimensionné par $\rho_{réf}$ sur l'axe de symétrie en fonction du demi-diamètre adimensionné r/R , pour plusieurs rapports de pression p_2/p_0 en différentes positions x/d dans la partie cylindrique de la tuyère étudiée.

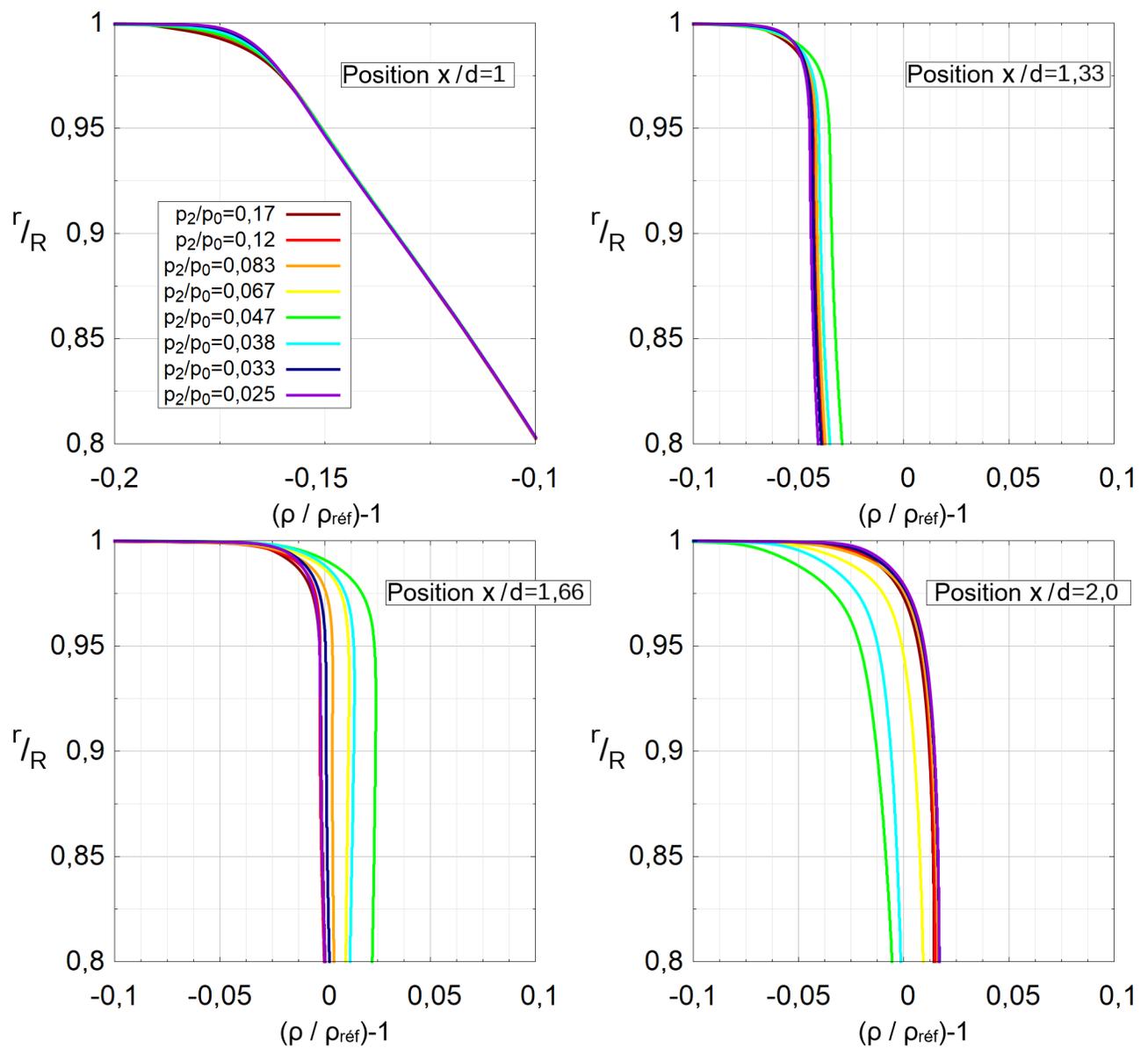


FIGURE 5.15 – Rapprochement près de la paroi de la variation radiale du profil du ρ adimensionné par $\rho_{\text{réf}}$ sur l'axe de symétrie en fonction du demi-diamètre adimensionné r/R , pour plusieurs rapports de pression p_2/p_0 en différentes positions x/d dans la partie cylindrique de la tuyère étudiée.

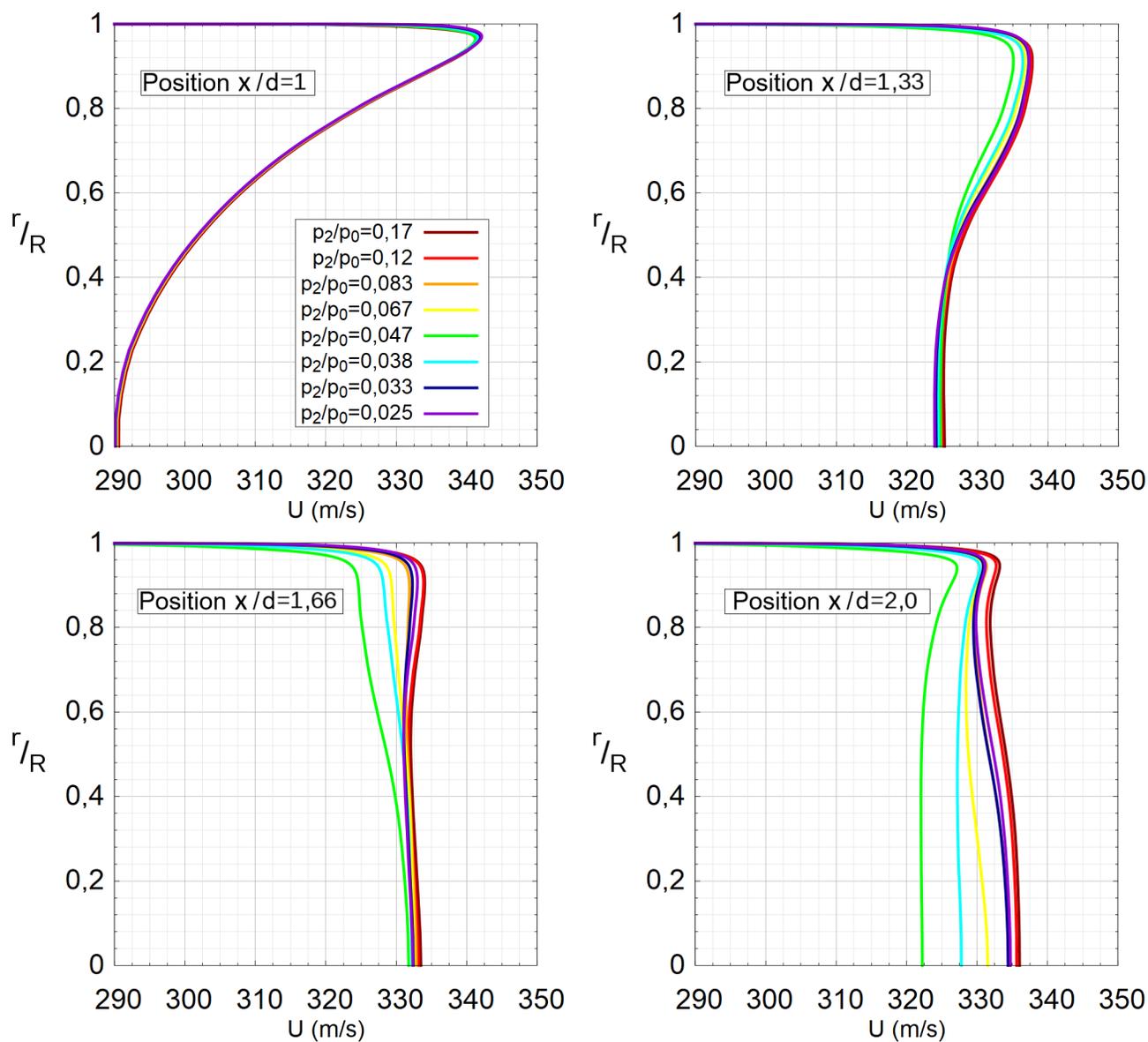


FIGURE 5.16 – Variation radiale du profil de vitesse U dimensionnel (m/s) en fonction du demi-diamètre adimensionné r/R , pour plusieurs rapports de pression p_2/p_0 en différentes positions x/d dans la partie cylindrique de la tuyère étudiée.

terait naturellement l'évolution des variables dans la zone d'écoulement principal. Un couplage complexe entre la zone centrale de l'écoulement (inviscid) et la zone visqueuse est alors naturellement attendu.

5.5 Paramètres de la couche limite dans la partie cylindrique

Cette partie observe l'évolution de l'estimation de la couche limite dans la partie cylindrique. La Figure 5.17 est une extension de la Figure 5.4 et correspond à l'évolution des grandeurs extraites à l'aide de la méthode décrite dans la section 5.3.1 en aval du convergent et dans la partie cylindrique entre les positions longitudinales $x/d = 0,4$ et $x/d = 2$. L'évolution de l'épaisseur de déplacement, de l'épaisseur de quantité de mouvement et du facteur de forme sont représentées pour plusieurs rapports de pression. Tel qu'attendu, les épaisseurs diminuent dans le convergent et en fonction du Re_d . Globalement l'accélération provoque l'amincissement de la couche limite jusqu'à ce que le changement de courbure entre le convergent et la partie cylindrique provoque une franche croissance des paramètres. Les gradients sont les plus forts au niveau de ce point de bascule avec cette première augmentation. Le taux d'amplification dépend (sensiblement) du niveau initial en Re_d . Il est possible de quantifier cette croissance par des approximations de courbe linéaires : $f(x)$ donne cette croissance de l'épaisseur de déplacement entre $x/d = 0,97$ et $x/d = 1,075$ et $g(x)$ de l'épaisseur de quantité de mouvement pour les mêmes positions. L'épaisseur de couche limite estimée augmente d'environ 60 % dans ce bref intervalle passant de 0,08 mm à 0,2 mm. En fonction de l'épaisseur initiale et de la déformation des lignes de Mach, la tendance de croissance est quasiment identique (aux fluctuations près de la couche limite dans le convergent en fonction du NPR ; sauf pour les cas de NPR=21 et NPR=26 qui ont été identifiés comme étant près du point d'adaptation). Ensuite (dans la partie cylindrique), la tendance des épaisseurs sont identiques pour chaque NPR (aux fluctuations près de cette croissance en fonction du NPR). En aval du convergent, les couches limites s'épaississent encore plus naturellement ce qui contribue encore plus à la formation d'une zone de recompression. Le point de départ clef c'est l'intensité de l'onde qui va induire la première recompression. À terme c'est cela qui pilote sensiblement l'écoulement au-dessus de la couche limite et donc l'excès de débit qui va potentiellement se réduire moins vite que ne se réduit le déficit de débit. Dans la partie cylindrique les épaisseurs continuent de croître, mais avec des pentes qui dépendent du rapport de pression (à partir d'épaisseurs 60 % plus hautes par rapport à l'aval du convergent). Cette croissance n'est pas non-plus complètement monotone à cause de la présence de la structuration en pseudo-train-de-chocs. En effet, des variations montrent que les épaisseurs varient (plus fortement pour l'épaisseur de quantité de mouvement et l'épaisseur de couche limite) juste en aval des points de réflexion de choc successifs sur la paroi de la tuyère à $x/d = 1,1$,

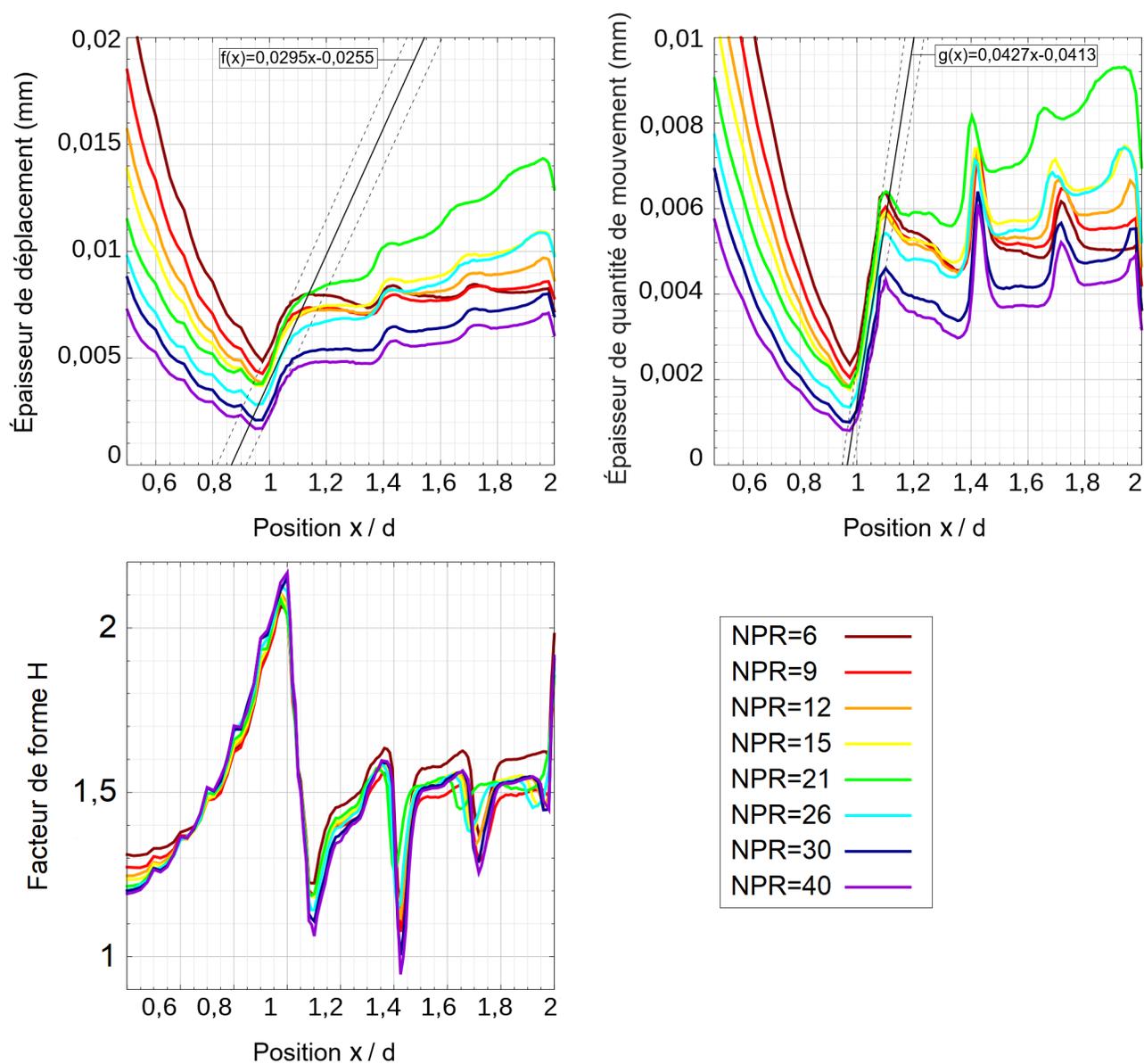


FIGURE 5.17 – Évaluation des paramètres de la couche limite dans le convergent entre $x/d = 0,4$ et $x/d = 1$ et dans la partie cylindrique $x/d = 1$ et $x/d = 2$ en fonction du rapport de pression p_2/p_0 (ou NPR).

$x/d = 1,4$, $x/d = 1,7$ et $x/d = 1,9$; À la position $x/d = 1,4$ cette variation correspond à une estimation de 43 % 28,5 % et 17 % de l'épaisseur de couche limite, de l'épaisseur de quantité de mouvement et de l'épaisseur de déplacement respectivement. Cette variation correspond aux ralentissements successifs de l'écoulement. En fonction du NPR lorsque l'épaisseur est plus faible (dans le convergent), la croissance de l'épaisseur à la jonction est moindre ce qui donne une épaisseur de déplacement plus faible avec le déficit qui diminue et cela contribue à augmenter le C_d . En même temps, cette modification influence certainement les conditions dans le reste de l'écoulement principal (inviscid) suffisamment pour maintenir un excès de débit. Les changements du facteur de forme restent importants avec l'épaisseur de couche limite qui change beaucoup plus que l'épaisseur de déplacement.

Cette description qualitative des épaisseurs est maintenant complétée par l'évolution, le long du bord de la couche limite, de certaines grandeurs physiques avec la Figure 5.18 pour plusieurs rapports de pression. Ces courbes d'évolution varient légèrement mais présentent une tendance globale qui reste similaire. Les graphiques A et B montrent la variation du nombre de Mach au bord de la couche limite en fonction de la position en x/d . Le nombre de Mach augmente rapidement dans le convergent pour atteindre une valeur maximale de 1,1 à l'entrée de la partie cylindrique. Dans le convergent, l'estimation du nombre de Mach n'est pas représentée en amont de $x/d = 0,5$ car la couche limite est moins bien capturée. Le nombre de Mach fluctue ensuite en moyenne, entre des maxima de plus en plus bas et des minima de plus en plus haut, jusqu'à la fin de la partie cylindrique, mais toujours dans un régime faiblement supersonique à un nombre de Mach supérieur à 1,02. La tendance des fluctuations peut être ajusté par la fonction linéaire $g(x)$. Cela correspond à une droite autour de laquelle la solution oscille avec une amplitude décroissante. Par rapport à cette droite linéaire, les extremums des oscillations successives sont, en nombre de Mach de +0,04, -0,025, +0,02, -0,015, +0,01, -0,0055 et +0,005 (en des positions x/d respectives de 1,02, 1,16, 1,34, 1,43, 1,6, 1,72, 1,9). Pour certaines pressions génératrices ($p_2/p_0 = 0,047$), la position des oscillations et leur amplitude se décale vers l'amont (respectivement jusqu'à -6,7 % et -2,9 %) à mesure que l'on se déplace vers l'aval de la partie cylindrique. Le graphique C montre la variation de la vitesse dimensionnelle (m/s) dans la partie cylindrique. Là encore, comme pour la variation du nombre de Mach, la vitesse augmente dans le convergent puis oscille dans la partie cylindrique autour de 330 m/s, après un maximum local de 340 m/s, au niveau de l'entrée de la partie cylindrique. Enfin, le graphique D représente la variation de la masse volumique ρ en fonction de la position x/d , qui montre une fois encore les mêmes sortes de tendances oscillatoires, ρ est adimensionné par une valeur qui sert de référence $\rho_{réf}$ situé au niveau de l'axe de symétrie de la tuyère en $x/d = 1$. Après un minimum local de $\rho/\rho_{réf}$ à 0,88, sa valeur fluctue autour d'une position moyenne de 0,875 et les amplitudes des variations s'amortissent à mesure

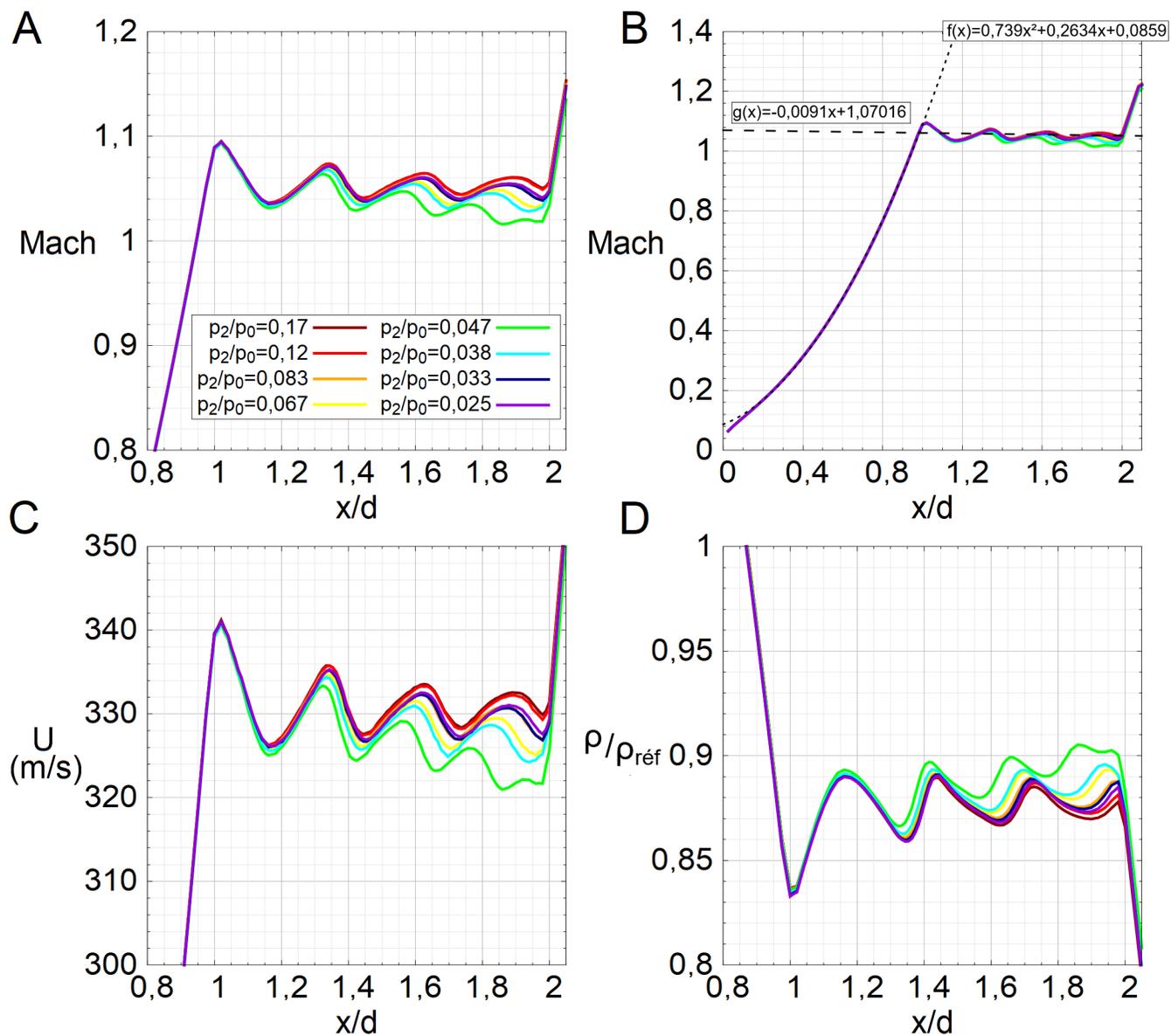


FIGURE 5.18 – Variations axiales des paramètres en fonction de la position x/d dans la tuyère, le long de l'estimation du bord de la couche limite telle qu'elle a pu être extraite à l'aide de ce qui est décrit dans la section 5.3.1 cela pour différents rapports de pressions p_2/p_0 .

que l'on se déplace dans la partie cylindrique.

La Figure 5.19 montre le gradient de pression de long des épaisseurs estimées de la couche limite δ en fonction du NPR. L'adimensionnement montre que globalement les gradients de pression locaux sont les mêmes. Ils varient dans la deuxième moitié en aval de la partie cylindrique à partir de $x/d = 1,5$. Lorsque le NPR initial change la structure en pseudo-train-de-choc change les gradients de pression qui s'appliquent localement. Le gradient de pression augmente à la fin de la partie cylindrique (de 50 %).

Pour résumer, trois aboutissements émanent de cette section pour comprendre le comportement des épaisseurs avec leur diminution puis leur augmentation autour de la jonction entre le convergent et la partie cylindrique :

- Ce n'est pas un état constant qui pilote l'évolution de la couche limite, ce sont des légères accélérations et de légères recompression qui module fortement l'épaississement.
- La tendance générale est liée au Re_d avec un taux de croissance qui change possiblement les niveaux de gradient dans la zone principale qui rétroactivement modifie également les gradients que subit la couche limite à mesure que l'on se déplace vers l'aval.
- En fonction de l'épaisseur initiale et du gradient effectif ressenti (qui dépend de la pression amont), la réponse n'est pas monotone : l'épaississement est d'autant plus grand que la couche limite initiale est fine sauf jusqu'à un moment clef où cela devient beaucoup plus important avant de décroître à nouveau. Il existe un NPR intermédiaire (une épaisseur intermédiaire au col) et un taux de croissance maximal qui correspondent à l'endroit où la réduction du C_d sera localisée. Il y a un effet non-monotone du gradient de pression de la densité amont (et du Re_d donc de la couche limite) et forcément cela agit sur la distribution des grandeurs comme le Mach, la vitesse, la masse volumique qu'il est possible d'observer dans le reste de l'écoulement.

5.5.1 Déficit de débit

Afin d'apporter des pistes pour mieux caractériser l'évolution du déficit de débit, on s'intéresse au cours cette section au produit de la masse volumique ρ par la vitesse dans la section cylindrique U . Son évolution dans la partie cylindrique renseigne des influences de l'écoulement sur la valeur du C_d . L'intérêt est toujours de mieux appréhender s'il s'agit d'excès de débit venant de localisations proches de la couche limite ou plutôt de la distorsion de l'écoulement en amont qui contribuent plus aux zones d'influences majoritaires. Sachant qu'en plus, ces deux contributions interagissent entre elles.

Le graphique de la Figure 5.20 montre des variations liées à la structuration de l'écoulement au col qui forme cette vague venant de la succession des compressions et des détente ainsi qu'aux modifications de

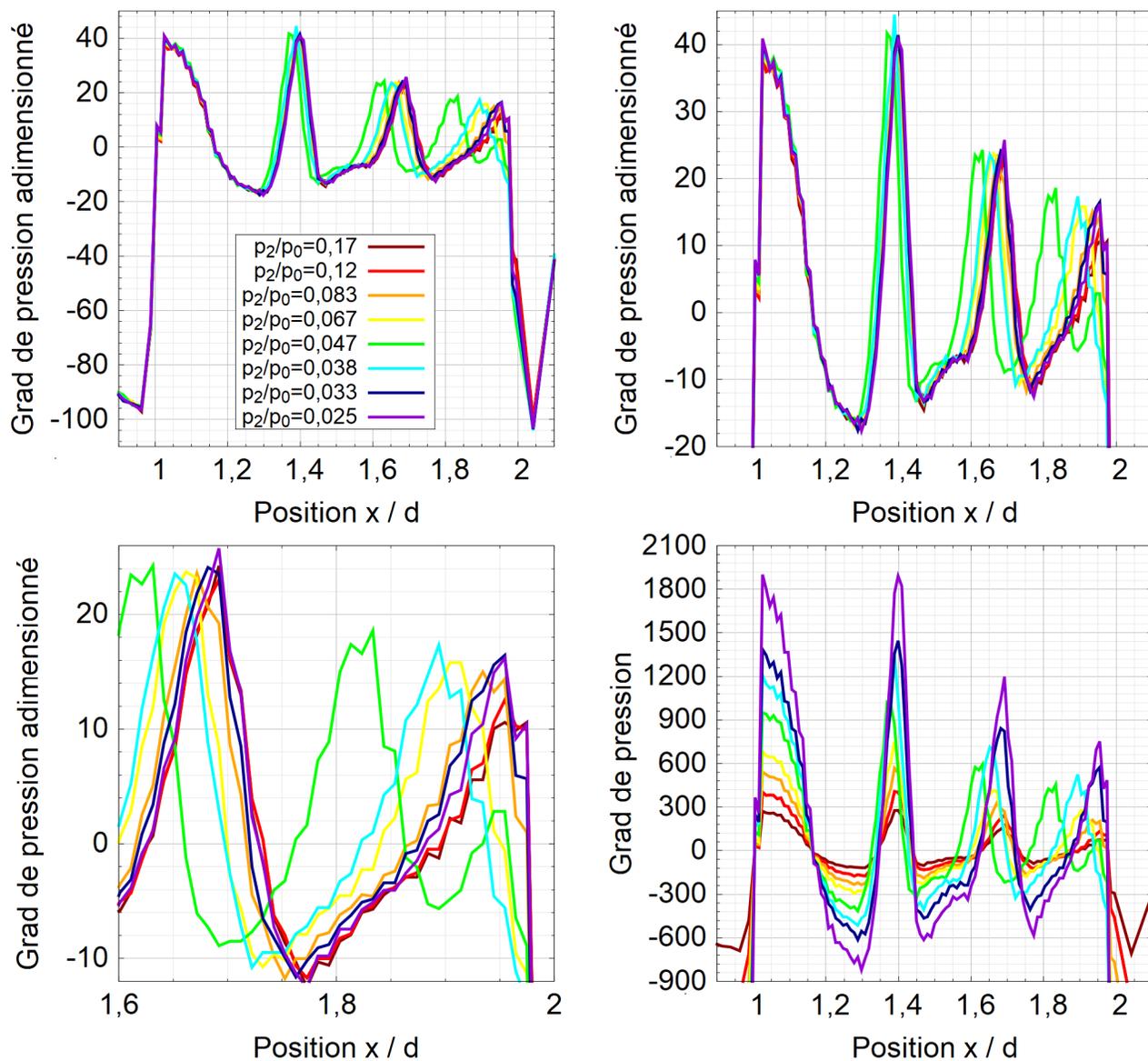


FIGURE 5.19 – Gradients longitudinaux de la pression au niveau de l'épaisseur estimées de la couche limite dans la partie cylindrique en fonction du rapport de pression p_2 / p_0 .

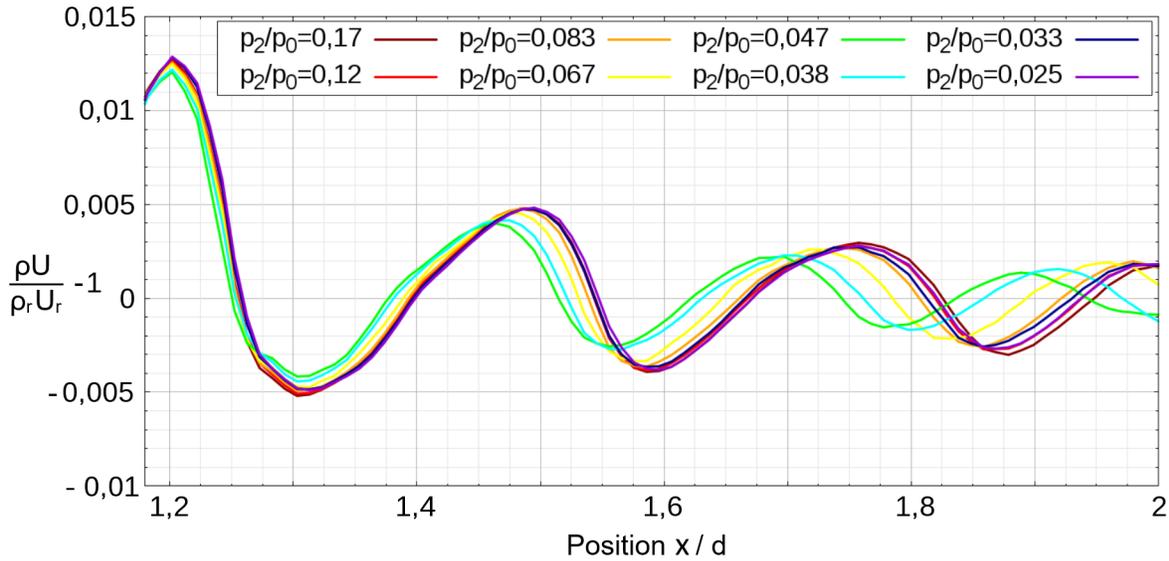


FIGURE 5.20 – Variations du débit $\rho \times U$ dans la partie cylindrique, à 85 % de la hauteur du rayon et adimensionnée par un point de référence situé sur l'axe de symétrie de la tuyère en $x/d = 1$ et pour différents niveaux de rapports de pression p_2/p_0 .

vitesse associées. On représente la variation du débit $\rho \times U$ dans la partie cylindrique adimensionnée par un point de référence situé sur l'axe de symétrie de la tuyère en $x/d = 1$. À cette hauteur de rayon, la variation est identique pour tous les NPR. Le centrage en 0 en hauteur de mieux visualiser les excès et déficits : au-dessus de cette position moyenne il s'agit des excès de débit (partie positive) et en dessous les déficits (partie négative). Le C_d est donné par cette modulation entre d'une part les d'excès et d'autre par les déficits de débit. L'amplitude des oscillations de ces excès/déficit diminue à mesure que l'on se déplace dans la partie cylindrique. On gravite toujours autour du même profil d'oscillation. Une méthode plus classique de représentation correspond à la Figure 5.21. Il s'agit de profils en différentes positions dans la partie cylindrique et pour toute la gamme de NPR. On note la forte distorsion à l'entrée de la partie cylindrique qui se compense à mesure qu'on se déplace dans la partie cylindrique. Les profils sont superposés à l'entrée de la partie cylindrique et la distorsion est maximale. Les interactions avec le pseudo-train-de-choc modifie sensiblement la position des profils qui se redressent progressivement pour atteindre, à la fin de partie cylindrique un profil presque droit avec un excès de débit 0,025 % (avec pour NPR=21 un excès inférieur). Proche de la paroi le débit est toujours déficitaire. C'est au-dessus de la couche limite que la variation est la plus importante (entre $r/R = 0,6$ et $r/R = 0,8$), c'est dans cette partie de l'écoulement que les différentes contributions sont le plus en interaction.

Pour mieux comprendre ces échelles d'influences, on propose d'observer l'intégrale du déficit de débit en dessous et au-dessus de l'épaisseur estimée de couche limite δ . En séparant de cette manière l'écoulement, il est possible d'accéder à la contribution au déficit venant de la couche limite (partie viscid) d'une part et la contribution de la partie centrale (inviscid) de l'écoulement avec sa variation d'autre part. La Figure 5.22 montre, en A., cette intégration en fonction du rayon entre l'axe de symétrie de la tuyère et δ pour quatre NPR dans la partie cylindrique. Ces NPR sont considérés comme étant représentatifs de l'ensemble des rapports de pression testés. La Figure 5.22 montre, en B, l'intégration du déficit de débit en fonction du rayon entre δ et la paroi de la tuyère. Dans la partie visqueuse, le déficit de débit diminue pour le NPR=30 par rapport aux autres NPR pourtant, le déficit de débit augmente de façon homogène dans la couche limite. Il y a globalement un facteur deux pour cette augmentation à la fin de la partie cylindrique par rapport au début de la partie cylindrique. La tendance est la même pour le cas de NPR=21 dont le comportement particulier est traité à part (largement plus déficitaire dans la couche limite, jusqu'à un facteur trois en fin de partie cylindrique).

Le déficit et néanmoins réduit à la fin de la partie cylindrique à partir de $x/d = 1,9$ avec l'accélération du fluide à l'approche du divergent conique. Pour la partie central (en A) la variation est plus tendancieuse. Dans un premier temps c'est globalement l'excès de débit qui diminue entre l'entrée de la partie cylindrique et jusqu'à $x/d = 1,3$ et ces valeurs deviennent déficitaires. Globalement c'est un excès de débit qui domine dans cette partie de l'écoulement. C'est ensuite le déficit de débit qui diminue jusqu'à la fin de la partie cylindrique. Pour affiner la contribution au débit, la partie centrale (inviscid) est partagée dans les graphiques C et D. Le graphique C., reprend l'analyse entre l'axe de symétrie et la hauteur de rayon ($r/R = 0,6$) et depuis cette même hauteur de rayon, le graphique D., étend le calcul jusqu'à δ . La somme des graphiques C et D permet de retrouver le graphique A. Sur ces deux graphiques, la tendance est identique. L'échelle en ordonnée est la même afin de montrer l'amplitude plus grande (jusqu'à 20 %) des variations des courbes du graphique D par rapport au graphique C. Il s'agit de la contribution au déficit de débit de la zone située juste au-dessus de la couche limite. Pour résumer simplement : plus de la moitié de la contribution au déficit de débit et contenue dans la zone entre ($r/R = 0,6$) et δ .

5.6 Conclusion

Cette partie numérique ce referme maintenant. Elle a permis, dans le quatrième chapitre de déterminer la stratégie de simulation la plus appropriée à partir de OpenFOAM en choisissant les paramètres numériques (comme le schéma, le modèle, le maillage et le CFL) qui était les plus fonctionnels pour la

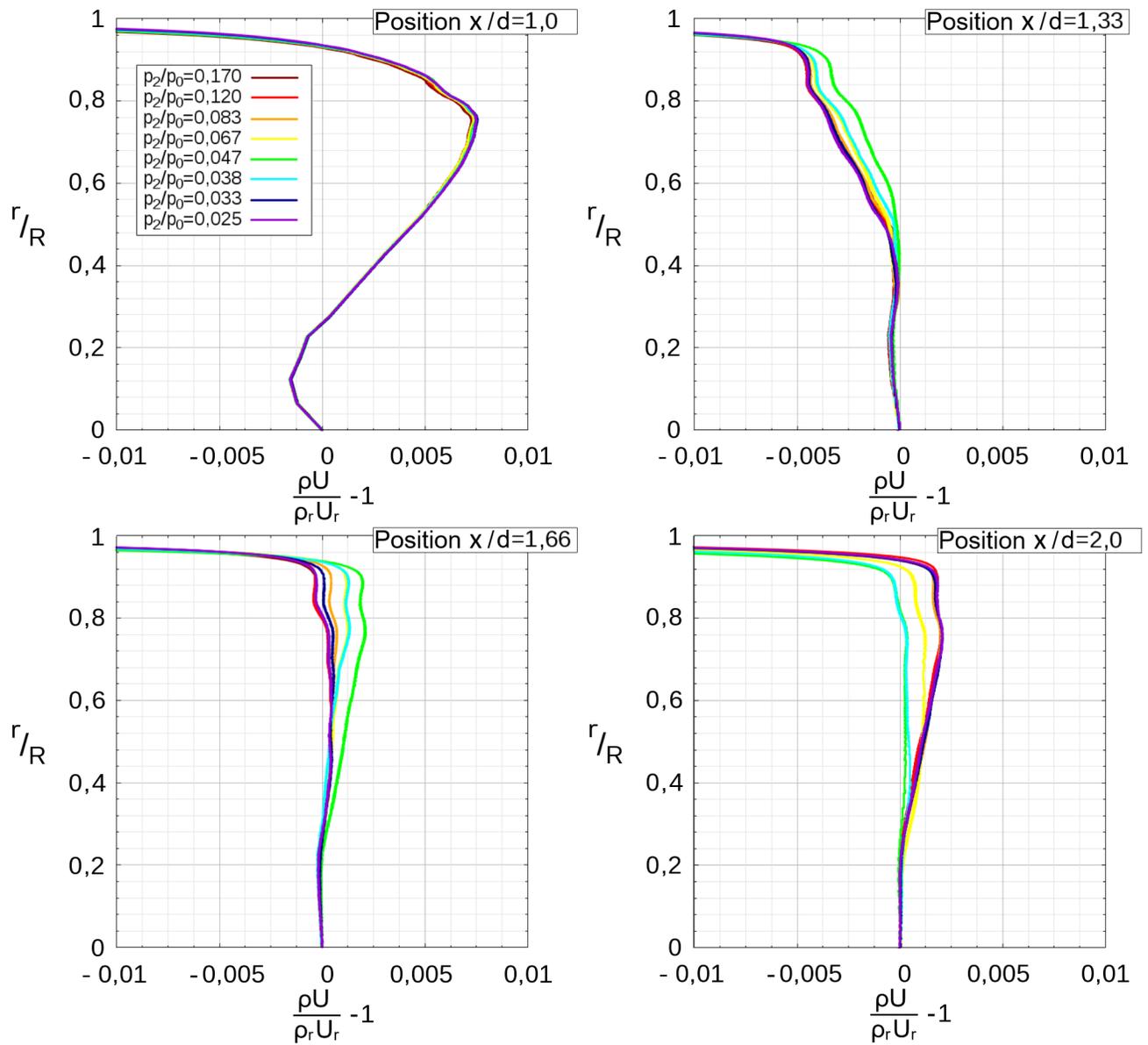


FIGURE 5.21 – Variation du profil du déficit de débit en fonction de la pression génératrice p_0 pour plusieurs positions radiales en x/d dans la partie cylindrique de la tuyère étudiée.

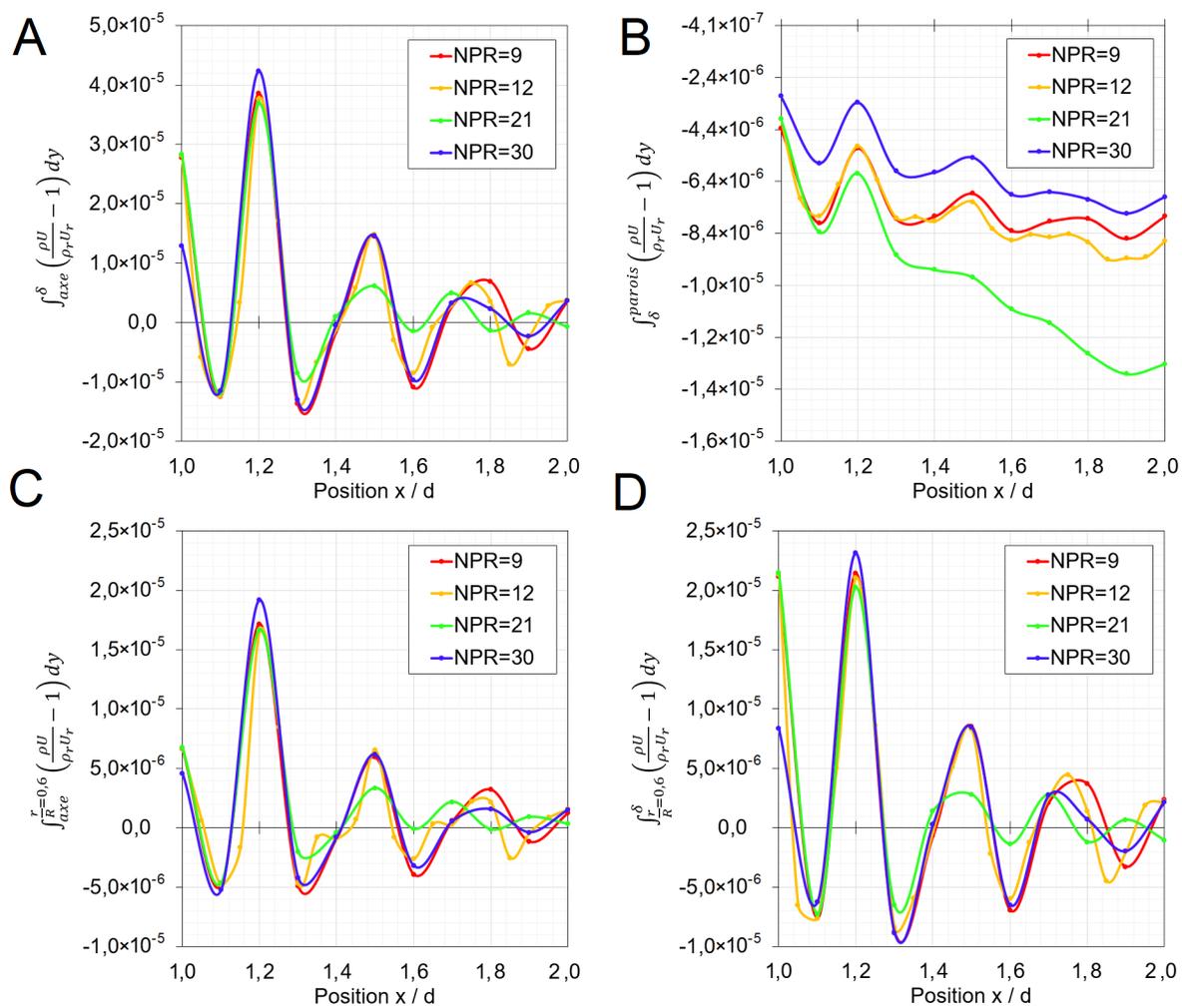


FIGURE 5.22 – Évolution du déficit de débit dans la partie cylindrique en fonction du NPR et pour différents rayons d'évaluations.

géométrie de tuyère cylindrique à étudier. Des cas tests, ont permis d'établir les conditions limites ainsi que mieux définir tout le cadre représentatif afin aboutir à une estimation numérique fiable du C_d dont la détermination de l'erreur est inférieure à 0,01 %.

Le cinquième chapitre a été enfin consacré à la description des résultats obtenus en mettant en œuvre cette stratégie de simulation pour différentes conditions amont et notamment la variation du rapport de pression. Une étude de l'évolution du C_d a été réalisée sur une large gamme de nombre de Reynolds (entre 3×10^5 de 7×10^7) afin de comparer pleinement les résultats numériques aux résultats expérimentaux pour une tuyère de même diamètre. L'étude a été effectuée sans modèle de transition.

L'évolution du C_d restituée par l'ensemble des simulations reproduit bien la tendance attendue. Pour les simulations laminaires, la courbe d'évolution du C_d augmente depuis les plus bas Re_d testés puis diminue entre $0,9 \times 10^6$ et 2×10^6 avec des niveaux un peu supérieurs ($> 0,2$ %) à ceux attendus dans cette plage de nombre de Reynolds. La courbe augmente à nouveau sensiblement jusqu'à une saturation. Le comportement en simulation laminaire donne étonnamment comme un d'effet de transition avec une diminution du C_d (la courbe suit finalement les valeurs de la courbe 'haute' de la norme⁶). Pour les nombres de Reynolds intermédiaires, lorsque le modèle de turbulence est activé, l'initialisation en tube a choc donne une croissance continue alors que l'initialisation en rampe de pression donne des C_d qui diminuent entre 0,9915 et 0,990 avant de croître à partir de $Re_d = 2 \times 10^6$. Enfin, quelque que soit le mode d'initialisation, les tendances pour les hauts nombres de Reynolds sont les mêmes avec une croissance, en suivant une puissance proche de $n = 0,2$, sur la courbe de l'équation de la norme [1].

Nous avons ensuite partagé l'étude afin d'observer les grandeurs de l'écoulement dans les différentes parties de la tuyère. Dans le convergent, nous estimons que les épaisseurs des couches limites sont sous-estimées d'un facteur deux à trois et ce même si les ordres de grandeur sont comparables avec ce qui est disponible dans la littérature. Elles semblent converger vers une valeur asymptotique commune en aval du convergent ce qui justifie le choix de réaliser des simulations sans modèle de transition. L'étude plus fine de l'écoulement dans la partie cylindrique a révélé une structuration en pseudo-train-de-choc. Cette forme particulière d'écoulement au col dépend essentiellement du mode d'initialisation, de la résolution et de l'adaptation de la tuyère (soit de la longueur du diffuseur). Elle reste très résiliente face aux différentes conditions testées. À iso-condition son absence peut provoquer une diminution du C_d de 0,1 %.

Pour mieux comprendre ce qui donne au C_d sa valeur, la variation de la structure de l'écoulement dans le col en fonction du rapport de pression a été observée plus en détail. Les différentes contributions sont d'abord des légères accélérations et de légères recompressions qui module fortement l'épaississement des couches limites. Il s'avère que ce n'est pas un état constant qui pilote l'évolution de la couche limite. La

6. norme, Table A.3 [1]

tendance générale est liée au Re_d qui modifie les gradients que subit la couche limite à mesure que l'on se déplace vers l'aval de la partie cylindrique. En aval du convergent et jusqu'à la fin de la partie cylindrique, il y a un effet non-monotone du gradient de pression qui agit sur la distribution des grandeurs comme le Mach, la vitesse, la masse volumique qu'il est possible d'observer dans le reste de l'écoulement. L'observation du déficit de débit met en évidence une zone au-dessus de la couche limite dont la contribution au C_d est sa variation est majoritaire. À lui seul, l'état d'épaississement de la couche limite n'explique pas tout et le déficit dans la couche limite est compensé par l'excès au-dessus de la couche limite. Le déficit décroît moins vite que l'excès qui est maintenu.

Globalement on estime que les tendances sont bonnes et le comportement est conforme à l'image physique qui est possible de se donner. Il est envisageable que la procédure numérique choisie n'est peut-être pas encore tout à fait optimale : choix numérique et/ou modèle de turbulence, mais les mécanismes physiques sont déjà bien restitués dans l'ensemble. Il est possible que les limites du modèle RANS (des résolutions et des méthodes numériques employée) soit atteintes avec des grandeurs qualitativement recevables, mais quantitativement pas suffisamment bien restituées.

Chapitre 6

Conclusion générale

Ce manuscrit se referme ici avec une étude centrée autour de la géométrie de tuyère cylindrique et d'un panel complet d'approches qui ont permis de mieux comprendre les phénomènes qui peuvent être rencontrés avec ces dispositifs. La géométrie cylindrique est décrite dans la norme autour d'un diamètre d . Le convergent à un rayon de courbure $r_c/d = 1$ qui est suivi d'une partie cylindrique de diamètre d constant sur une longueur de $L = d$. Le diffuseur doit avoir un angle d'ouverture de 7° et doit être d'une longueur supérieure à d . Cet étalon de transfert est utilisé pour l'étalonnage de compteur de gaz et pour la mesure finale d'un débit de gaz. La mesure du débit et le paramètre fondamental qui quantifie la performance en relation avec des installations expérimentales de faibles incertitudes. Dans ce sens, la connaissance la plus précise du coefficient de décharge C_d et de son évolution en fonction du nombre de Reynolds au col Re_d cristallise toutes les intentions. Cette géométrie est utilisée exclusivement en France et ce manuscrit est orienté afin de participer à la diffusion et au maintien des connaissances sur l'utilisation de cette géométrie de tuyère. Deux institutions ont encadré ce travail, le laboratoire du Cesame-Exadébit et l'Université de Poitiers. D'abord, le laboratoire du Cesame-Exadébit totalise un savoir-faire unique et il a grandement contribué à cette étude avec ces apports expérimentaux. Les tuyères soniques à géométrie cylindrique représentent les objets de travail qui sont le cœur des activités du laboratoire. Les liens internationaux du laboratoire, avec les autres instituts de métrologie, ont permis des apports de résultats expérimentaux pour donner aux expérimentations une dimension internationale. Dans le cadre de ces programmes de recherche, les installations de la PTB en Allemagne ont également été mises à contribution. Ce travail a aussi été réalisé conjointement avec l'Université de Poitiers. Cela, au travers du laboratoire Pprime, a permis un apport de connaissances plus fondamentales, ainsi que notamment l'organisation et la mise à disposition de moyens informatiques. Un rappel des principaux résultats de la thèse va maintenant être proposé chapitre par chapitre.

Le premier chapitre a permis de réaliser un état complet des connaissances sur cette géométrie cylindrique. Cette recherche bibliographique montre l'origine des choix qui ont apporté jusqu'à aujourd'hui cette géométrie de tuyère. Il s'agit globalement d'une adaptation aux conditions soniques d'une technologie existante. Un large panel de références accessibles a été cité pour rapporter des courbes d'évolution semi-empirique historiques de l'évolution du coefficient de décharge C_d . Le comparatif avec la géométrie toroïdale sert plus souvent de référence contemporaine. Les deux standards apportent chacun des approches complémentaires. La géométrie cylindrique demande en revanche des conditions de mise en œuvre plus fine est des moyens de contrôle plus poussés que son homologue toroïdale. Au niveau des courbes d'évolution du C_d en fonction du Re_d , les tendances générales restent identiques. Les deux géométries offrent des positionnements en C_d et des formes locales des courbes d'évolution qui sont en revanche sensiblement différentes. Les incertitudes sont également plus grandes pour la géométrie cylindrique au niveau de la transition entre le régime laminaire et le régime turbulent. À partir de la méthode théorique de détermination du C_d , il a été possible d'établir une courbe d'évolution empirique du C_d en fonction du Re_d plus adaptée au rayon de courbure de la géométrie cylindrique. Ce chapitre a enfin été étendu avec des informations phénoménologiques plus large comme les considérations de l'état de surface. Le fluide est directement en contact avec la paroi, il est facile d'imaginer que l'effet de la paroi aura un impact important sur l'estimation finale du coefficient de décharge. Comme l'effet de l'état de surface sur les courbes d'étalonnage à haut Re_d n'est pas suffisamment documenté dans la littérature, c'est principalement ce manque qui a motivé les investigations expérimentales.

Le second chapitre est consacré à la fabrication et à la mesure dimensionnelle d'un groupe de dix tuyères de différents diamètres et de différents états de surface. Les diamètres correspondent à ceux couramment utilisé par le laboratoire (5 mm, 7,5 mm et 10 mm) et les niveaux d'états de surface correspondent à ce qu'il est possible d'obtenir sans polissage. Des mesures dimensionnelles ont été réalisées par un prestataire qui a vérifié les tuyères avec une précision de 0,001 mm. Une procédure a été proposée pour réétudier les mesures afin de corriger les éventuels défauts de centrage. L'ensemble du groupe des tuyères a ensuite été étalonné par les installations de Cesame-Exadébit et de la PTB (Allemagne) en air et en gaz naturel. La mise à disposition de l'installation primaire de référence française avec la méthode pVT,t nous a permis d'obtenir un nombre de points expérimentaux trois fois plus important que ce qui est généralement préconisé. Les installations ont été précisément détaillées avec leur gamme de fonctionnement et leur niveau d'incertitudes.

Le troisième chapitre a été consacré à l'étude des résultats expérimentaux. La différence très faible entre les résultats (env. 0,1 %) confirment les tendances par des technologies différentes. L'évolution du C_d a été étudiée sur une gamme étendue en Re_d entre 4×10^4 et $0,8 \times 10^7$. Les courbes générales de chaque pièce

montrent une augmentation de la valeur du coefficient de décharge, correspondant au régime laminaire, jusqu'à des nombres de Reynolds moyens de 8×10^5 où le coefficient de décharge atteint une valeur maximale. Cette augmentation est suivie d'une chute variable, de la valeur du coefficient de décharge, qui est généralement définie comme une plage de transition de la couche limite. Pour finir, les courbes des tuyères rugueuses montrent une stabilité, du coefficient de décharge, sous la forme d'un plateau, pour la gamme des nombres de Reynolds les plus élevés et supérieurs à 1×10^6 . Pour la première fois, il a été possible d'identifier cette tendance caractéristique de l'effet de l'état de surface dans le régime de développement turbulent de la couche limite. Une étude approfondie, en relation avec les données dimensionnelles, a mis en évidence que le paramètre Ra/d , mesuré dans la partie cylindrique, était représentatif de l'évolution à haut Re_d . Un modèle empirique a permis de prendre en compte cet effet pour les tuyères cylindriques en montrant que le C_d atteint un plateau de saturation à haut Re_d .

Dans le quatrième chapitre, les connaissances générales sur les tuyères cylindriques, acquises à l'aide des chapitres précédents, ont posé les bases pour une approche numérique. Les conditions expérimentales confinées ne permettent pas l'observation directe de l'écoulement dans la tuyère. Afin de mieux comprendre les phénomènes locaux qui contribuent à la valeur du C_d , nous avons adopté pour le système open source C++ OpenFOAM afin de réaliser des simulations numériques. Les choix numériques ont été détaillés, avec notamment le solveur natif *rhoCentralFoam* qui a été sélectionné pour sa meilleure capacité à capturer les chocs et avec *Spalart-Allmaras* comme modèle de turbulence. Des cas tests ont été réalisés afin de confronter ces choix numériques à la littérature. Globalement, l'accord avec la littérature est recevable. Des simulations d'écoulement de tuyère cylindrique de 10 mm de diamètre ont été effectuées en condition axisymétrique sur un maillage structuré multi-blocs. Un lissage elliptique est également préconisé afin de soigner la disposition des points du maillage autour des zones d'intérêts. La qualité du maillage a été optimisée afin d'obtenir la moindre déformation locale et le meilleur niveau d'orthogonalité. Le choix de l'initialisation en tube-à-choc est également un parti pris décrit afin de réduire le temps de calcul. Parmi les conditions numériques, nous choisissons un CFL préférablement constant inférieur à 1,2. Ce chapitre atteste de la représentativité des résultats de simulation de tuyère à géométrie cylindrique, avec une estimation du C_d dont l'erreur numérique est inférieure à 0,01 %. Les résultats des simulations sont donnés dans le chapitre suivant.

Le cinquième chapitre est consacré à la description des résultats obtenus en mettant en œuvre la stratégie numérique décrite. La forme attendue de l'écoulement dans la tuyère correspond à une forte accélération du fluide dans le convergent. Le profil de vitesse est fortement distordu en aval du convergent et la couche limite s'amincit. Dans la partie cylindrique, la couche limite interagit avec la structuration de l'écoulement au col qui est transsonique. L'écoulement accélère de nouveau lorsque la section de passage

augmente pour devenir pleinement supersonique. En fonction du rapport de pression, l'écoulement décolle dans le diffuseur. Une étude de l'évolution du C_d est réalisée sur une large gamme de nombre de Reynolds (entre 3×10^5 de 7×10^7), afin de comparer les résultats numériques avec les résultats expérimentaux sur des tuyères hydrauliquement lisses. Plusieurs modes d'initialisation sont utilisés et les résultats montrent des différences autour des Re_d de transition. Dans l'ensemble, les simulations reproduisent les tendances attendues en C_d . Pour les simulations laminaires, la courbe d'évolution du C_d augmente depuis les plus bas Re_d testés puis diminue entre $0,9 \times 10^6$ et 2×10^6 . La courbe augmente à nouveau sensiblement jusqu'à une saturation. Le comportement en simulation laminaire donne étonnamment comme un d'effet de transition avec une diminution du C_d . Pour les nombres de Reynolds intermédiaires, lorsque le modèle de turbulence est activé, l'initialisation en tube à choc donne une croissance continue alors que l'initialisation en rampe de pression donne des C_d qui diminuent avant de recroître à partir de $Re_d = 2 \times 10^6$. Enfin, quel que soit le mode d'initialisation, les tendances pour les hauts nombres de Reynolds sont les mêmes avec une croissance lente. Les valeurs montrent une surestimation du C_d entre 0,2 % et 0,1 % qui est acceptable vue la complexité des conditions de calcul.

Après une étude de l'évolution des couches limite dans le convergent, à l'aide d'une méthode d'estimation qui permet de comparer les influences des différentes grandeurs, on relève une structuration particulière de l'écoulement au niveau du col cylindrique. Cette structuration que nous définissons comme un pseudo-train-de-choc est alors observée sous l'angle de ces différents paramètres en fonction du rapport de pression. Elle reste résiliente sous les différentes conditions initiales. Pour mieux comprendre ce qui donne au C_d sa valeur, la variation de la structure de l'écoulement dans le col en fonction du rapport de pression a été observée plus en détail. Il s'avère que ce n'est pas un état constant qui pilote l'évolution de la couche limite. La tendance générale est liée au Re_d qui modifie les gradients que subit la couche limite à mesure que l'on se déplace vers l'aval de la partie cylindrique. En aval du convergent et jusqu'à la fin de la partie cylindrique, il y a un effet non-monotone du gradient de pression qui agit sur la distribution des grandeurs comme le Mach, la vitesse et la masse volumique qu'il est possible d'observer dans le reste de l'écoulement. La procédure numérique pourrait encore être améliorée avec des méthodes plus optimales : choix numérique et/ou modèle de turbulence, mais les mécanismes physiques sont ici déjà bien restitués dans l'ensemble.

Ces données représentent un point de départ avec des références comparables. Au niveau numérique, l'état de surface et la rugosité de parois pourraient maintenant être introduits par exemple par l'intermédiaire d'une loi de paroi. Une perspective notable serait de pouvoir influencer les flux de transition pour prendre en compte une paroi rugueuse. La modification des coefficients du modèle de turbulence ainsi que l'introduction d'une loi de paroi appropriée permettraient d'influencer les termes de productions et de dis-

sipations afin de prendre en compte une production plus intense de turbulence dans les zones turbulentes avec l'activation et la désactivation de la production de ν_t grâce à un mécanisme de transition. Il pourrait également être intéressant d'étudier cet aspect précisément dans une portion restreinte de l'écoulement à l'aide de méthodes plus adaptées comme des simulations en LES (Simulation des grandes échelles), DNS (Simulation directe) ou encore des études ZDES ou Zonal LES/DNS. Ce type de simulation, beaucoup plus coûteuse, réalisée au niveau du changement de courbure entre le convergent et la partie cylindrique permettraient notamment de mieux capturer la couche limite, qui est déterminante à cet endroit, car elle imprime dans l'écoulement une dynamique pour le reste de la géométrie.

Bibliographie

- [1] ISO9300. Measurement of gas flow by means of critical flow Venturi nozzles. 2005. 9, 10, 15, 17, 23, 25, 57, 80, 102, 110, 113, 117, 121, 127, 129, 136, 176, 187, 230, 285, 291
- [2] ASME PTC 19.5-2004, Flow Measurement, Performance Test Codes. 34, 36, 299
- [3] AGA REPORT 8 Complete Document Compressibility Factors of Natural Gas and Other Related Hydrocarbon Gases 92nd Edition, November 2003 102
- [4] AGARD-AR-321 "Sonic Nozzles for Mass Flow Measurement and Reference Nozzles for Thrust Verification," ISBN 92-836-1056-3 June 1997. 7, 33, 41, 42, 43, 45, 202
- [5] Abuaf, N., Bunker, R. S., Lee, C. P., "Effects of Surface Roughness on Heat Transfer and Aerodynamic Performance of Turbine Airfoils," ASME 1998, J. Turbomach., 120, pp. 522-529. 71, 133
- [6] Alam, M. M. A., Setoguchia, T., Matsuob, S., Kim, H.D., "Nozzle geometry variations on the discharge coefficient," Propulsion and Power Research, 2016; 5(1) : 22-33. 202
- [7] Allen, J. B., Hauser, T., Tam, C. J. J., "Numerical Simulations of a Scramjet Isolator Using RANS and LES Approaches," 45th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit-115, 2007. 320
- [8] Alper, O., "Numerical analysis of choked converging nozzle flows with surface roughness and heat flux conditions," Sadhana, v 31, pt.1, Indian Acad. Sci, India. 2006 Feb. : 31-46. 46
- [9] Al-Sharadqah, A., Chernov, N., "Error analysis for circle fitting algorithms," Electronic Journal of Statistics 3 July 2009 DOI : 10.1214/09-EJS419. 83
- [10] Anderson, J. D., "Modern Compressible Flow," McGraw Hill Inc., New York, 1984. 157, 160, 161
- [11] Anthony, D., "Cooling and roughness effects on transition on nozzle throats and blunt bodies," Journal of Spacecraft and Rockets, 29(4), July-August 1992. 46
- [12] Arnberg, BT, Britton, CL, Seidl, WF. "Discharge coefficient correlations for circular-arc Venturi flow meters at critical (sonic) flow," Journal of Fluids Engineering. ASME. New York, NY. pp. 1974; 111-23. 46
- [13] Asano, H., Nakao, S., Yakuwa, T., "Optimum shape of critical nozzles on low Reynolds number" Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B, 77, 1550-1556, 2015. 275
- [14] Asker, M., Emarah Turgut, O., Turhan Coban, M., "A review of non iterative friction factor correlations for the calculation of pressure drop in pipes," Journal of Science and Technology. June 2014 DOI : 10.17678/beu-jst.90203. 10, 131, 133
- [15] Back, L. H., Cuffel, R. F., "Flow Coefficients for Supersonic Nozzles with Comparatively Small Radius of Curvature Throats," J. Spacecraft vol. 8, no. 2 p196, 1971. 67

- [16] Back, L. H., Massier, P. F., Gier, H. L., "Comparison of Measured and Predicted Flows through Conical Supersonic Nozzles, with Emphasis on the Transonic Region," AIAA J. Vol. 3, NO. 9 p 1706 Sept. 1965. 67
- [17] Benedict, R. P., Wyler, J. S., "Analytical and Experimental Studies of ASME Flow Nozzles," Journal of Fluids Engineering Sept. 1978, Vol. 100 / 265. 7, 35
- [18] Benedict, R. P., "Fundamentals of Temperature, Pressure, and Flow Measurements," 3rd Edition, ISBN : 978-0-471-89383-7 September 1984 560 Pages. 33, 34, 202
- [19] Bogar, T. J., Sajben, M., Kroutil, J. C., "Characteristic Frequencies of Transonic Diffuser Flow Oscillations," AIAA Journal, 21(9), 1232–1240. 1983. 164
- [20] Bons, J. P., "A Review of Surface Roughness Effects in Gas Turbines," Journal of Turbomachinery April 2010, Vol. 132 DOI : 10.1115/1.3066315. 71, 133
- [21] Bosio, J., "Future Metering Systems Sonic Nozzles," Institute for Energy Technology Teknologidagene i Rogaland June, 7 - 10, 1982. 40
- [22] Brain, T. J. S., Reid, J., "Primary calibrations of critical flow venturi nozzles in high pressure gas," NEL-report 666. Dept. of Industry, febr. 1980. 40
- [23] Bremser, W., Häßelbarth, W., Hirlehei, U., Hotze, H.-J., Mickan, B., Kramer, R., Dopheide, D., "Uncertainty Analysis and Long-Term Stability Investigation of the German Primary High Pressure Natural Gas Test Facility PIGSAR™," 11th International Conference on Flow Measurement, FLOMEKO' 2003, Groningen, The Netherlands, 12 – 14th May 2003, CD-ROM, Session 3, p.21. 105
- [24] Britton, C., Caron, R., "Unchoking pressure ratio for critical flow venturis," ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, 3004, 1997. 275
- [25] Brown, E. F., Hamilton, G. L., Kwok, D. W., "A Comparison of Three Critical Flow Venturi Designs," Trans. ASME, 1985, Vol. 7, pp. 316-321. 94
- [26] Cao, P., Wang, C., Li, C., Ding, H., Key, T., "The Theoretical Analysis and Waviness Profile Measurement for the Discharge Coefficient of Sonic Nozzles," FLOMEKO 2019, Lisbon, Portugal. 8, 49, 82
- [27] Cao, P., Wang, C., Li, C., Ding, H., Li, P., "Accurate theoretical calculation of the discharge coefficient for sonic nozzle using geometric parameter measurements in $Re=(7.33 \times 10^4 - 1.26 \times 10^6)$ " Flow Measurement and Instrumentation 77 (2021), <https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2020.101883> 49
- [28] Caron, R., Britton, C., Kegel, T., "Investigation into the premature unchoking phenomena of critical flow venturis," ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, 11108, 2000. 275
- [29] Caron, R., Britton, C., Kegel, T., "The ongoing investigation into the premature unchoking phenomena of critical flow venturis," ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, 18034, 2001. 275
- [30] Carroll, B. F., Lopez-Fernandez, P. A., "Computations and experiments for a multiple normal shock," J. Propuls. Power 9, 405 (1993). 319
- [31] Carter, M., Sims, B., Britton, C., Mckee, R., "Choking pressure ratio guidelines for small critical flow venturis and the effects of diffuser geometry," Proceedings of 16th Conference on FLOMEKO, 2013. 275
- [32] Carter, M., Sims, B., Mckee, R., "Choking pressure ratio guidelines for small critical flow venturis and the effects of diffuser geometry," Proceedings of 9th Conference on ISFFM, 2015. 275
- [33] Castillon, P., "Calibrations of gas meters with sonic nozzles," Symposium on flow, ISA, Pittsburgh, 1974. 36

- [34] Celep, M., “Numerical Prediction of Flow Structure in Venturi Nozzles,” Master of Science in Aeronautical Mechanics and Energetics (AME) 2019 Institut Pprime, Departement of Fluid. [13](#), [16](#), [206](#), [208](#), [313](#), [314](#)
- [35] Chahine, K., Wang, Z., “Establishment of an Ultra-High Accuracy 670 PVTt Gas Flow Primary Standard at NMIA,” FLOMEKO 2019, Lisbon, Portugal. [302](#)
- [36] Chevalier, A., “Guide du dessinateur industriel,” édition 2003) EAN 9782011688316. [14](#), [77](#), [85](#), [257](#)
- [37] Colebrook, C. F., White, C. M., “Experiments with fluid friction in roughened pipes,” Proc. Royal Soc. Ser. A Math. Phys. Sci. 1937, 161(904), 367–381. [129](#)
- [38] Coles, D., J. Fluid Mech. 1 :191-226, 1956 and Coles, D., RAND Corp Rept. R-403-PR, 1962 [155](#), [156](#)
- [39] Crocco, L., “One-dimensional treatment of steady gas dynamics,” Fundamentals of Gas Dynamics Vol. 3 (Princeton University Press, 1958), pp. 100–130. [319](#)
- [40] Cuffel, R. F., Back, L. H., and Massier, P. F., “Transonic Flowfield in a Supersonic Nozzle with Small Throat Radius of Curvature,” AIAA Journal, Vol. 7, July 1969, pp. 1364-1366. [12](#), [170](#), [172](#)
- [41] Ding, H., Wang, C., Wang, G., “Approximate solution for discharge coefficient of the sonic nozzle with surface roughness,” Measurement and Instrumentation journal 52 (2016) 227–232. [129](#), [137](#)
- [42] Dudzinski, T. J., Johnson R. C, Krause L. N., “Venturi Meter With Separable Diffuser,” Lewis Research Center, National Aeronautics and Space Administration, Cleveland, Ohio, March 1969, Transactions of the ASME. [34](#)
- [43] Dutton, J. C., Addy, A. L., “Transonic Flow in the Throat Region of Axisymmetric Nozzles,” AIAA J. Vol. 19, no. 6, June 1981 pp801-804. [12](#), [53](#), [136](#), [170](#), [172](#), [327](#)
- [44] Favre, A., “Statistical equations of turbulent gases,” Problems of hydrodynamics and continuum mechanics, pages 231–266, 1969. [144](#)
- [45] Ferziger, J. H., Peric, M., “Computational methods for fluid dynamics,” Springer Science & Business Media, 2012. [149](#)
- [46] Furuichi, N., Terao, Y., “Redefinition of standard equation for discharge coefficient of throat-tapped flow nozzle,” FLOMEKO 2019, Lisbon, Portugal. [49](#)
- [47] Gawehn, T., Gülhan, A., Al-Hasan, N. S., Schnerr, G. H., “Experimental and numerical analysis of the structure of pseudo-shock systems in laval nozzles with parallel side walls,” Shock Waves (2010). [320](#)
- [48] Georgiadis, N. J., Drummond, J. E., Leonard, B. P., “Evaluation of Turbulence Models in the PARC Code for Transonic Diffuser Flows,” Technical memorandum 106391. NASA Lewis Research Center, Ohio. 1994. [164](#)
- [49] Geropp, D., “Laminare Grenzschichten in ebenen und Rotation-Symmetrischen Lavaldüsen,” Deutsche Luft- und Raumfahrt Forschungsbericht. 1971 ; 71–90. German. [52](#), [61](#)
- [50] Geropp, D., “Laminare Grenzschichten in ebenen und Überschalldüsen,” Deutsche Luft- und Raumfahrt, Forschungsbericht 01 TM 8603-AK/PA 1, 1987. [44](#)
- [51] Gibson, J., Stewart, D., “Consideration for ISO 9300-the effects of roughness and form on the discharge coefficient of toroidal-throat sonic nozzles,” Proceedings of ASME FEDSM’03 Honolulu, Hawaii, USA. 2003 July ; 6-10. [46](#), [95](#)
- [52] Gomez, S., “Verification of Statistical Turbulence Models in Aerodynamic Flows” Master’s Thesis, Albuquerque, The University of New Mexico, 2012. [156](#)

- [53] Greenshields, C., Weller, H., Gasparini, L., Reese, J., "Implementation of semi-discrete, nonstaggered central schemes in a colocated, polyhedral, finite volume framework, for highspeed viscous flows," *International journal for numerical methods in fluids*, 63(1) :1–21, 2010. 10, 147, 153
- [54] Grenier, M., "Calcul du débit d'une tuyère fonctionnant en régime d'écoulement sonique au col," Rapport GDF-DETN, Centre d'Essais et de Recherche Sur les Installations Gazières Station d'Essais CERIG, 9 juin 1977. 98M193925 Réf. N°68 615. 39
- [55] Grzona, A., Olivier, H., "Shock train generated turbulence inside a nozzle with a small opening angle," *Exp. Fluids* 49, 355 (2011) 51 :621–639 DOI 10.1007/s00348-011-1083-5. 319
- [56] Guemana, M., Hafaiifa, A., Halimi, D., "Utilisation des tuyères soniques pour l'étalonnage des débitmètres du gaz naturel," Conference Paper, February 2013. 10, 15, 28, 126, 127, 285
- [57] Hall, G. W., "Application of Boundary Layer Theory to Explain Some Nozzle and Venturi Flow Peculiarities," *Proc. Inst. of Mechanical Engineers*, Vol. 173, No. 36, 1959. 33
- [58] Hall, I. M., "Transonic Flow in Two-Dimensional and Axially- Symmetric Nozzles," *Q. J. Mech. Appl. Math.*, 15, pp. 487–508, 1962. 53
- [59] Hataue, I., *Fluid Dyn. Res.* 5, 217 (1989). 319
- [60] Hillbrath, H. S., "The critical flow venturi : a useful device for measurement and control," *Flow Symposium*, Pittsburgh, PA, Paper 1-3-205, May, 1971. 40
- [61] Hillbrath, H. S., "The critical flow venturi : a useful device for flow measurement and control.," *Symposium on flow*, ISA, Pittsburgh, Pa, 1974. 40
- [62] Hopkins, D. F., Hill, D. E., "Effect of Small Radius of Curvature on Transonic Flow in Axisymmetric Nozzles," *AIAA Journal*, p1337 Vol. 4, no. 8, Aug. 1966. 67
- [63] Hsieh, T., Wardlaw, J. A. B., Collins, P., Coakley, T., "Numerical Investigation of Unsteady Inlet Flowfields," *AIAA Journal*, 25(1), 75–81. 1987. 164, 169
- [64] Huang, W., Wang, Z. G., Pourkashanian, M., Ma, L., Ingham, D. B., Luo, S. B., Lei, J., Liu, J., "Numerical investigation on the shock wave transition in a three-dimensional scramjet isolator," *Acta Astronaut.*, 68 (11–12) (2011), pp. 1669-1675. 320
- [65] Iberall, A. S. "The effective Gamma for isentropic expansion of real gases," *Journal of Applied physics*, Vol 19, nov 1948. 297
- [66] Ishibashi, M., Takamoto, M., "Theoretical discharge coefficient of a critical circular-arc nozzle with laminar boundary layer and its verification by measurements using super-accurate nozzles," *Flow Measurement and Instrumentation*. 2000 ; 11 :305–13. 271, 272
- [67] Ishibashi, M., Morioka, T., "The renewed airflow standard system in Japan for 5–1000 m³/h," *Flow measurement and instrumentation*, 2006, 17(3) : 153-161. 301
- [68] Ishibashi, M., Funaki, T., "Boundary Layer Transition in High Precision Critical Nozzles of Various Shapes," 16th International Flow Measurement Conference, Paris, France 24-26 September 2013. 47
- [69] Ishibashi, M., "Discharge coefficient equation for critical-flow toroidal-throat venturi nozzles covering the boundary-layer transition regime," *Flow Measurement and Instrumentation* 44(2015). 47, 271
- [70] Ishibashi, M., "Possibility of Universal CFVN, Forced Boundary Layer Transition in CFVNs," *FLOMEKO* 2016, Sydney, Australia, September 26-29, 2016. 48, 271, 272

- [71] Ishibashi, M., "Effect of a cylindrical throat occasionally produced in a CFVN designed to have a toroidal throat," National Metrology Institute of Japan, 10th ISFFM Querétaro, Mexico, March 21-23, 2018. 48, 251
- [72] Issa, R., "Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting," *Journal of computational physics*, 62(1) :40-65, 1985. 147, 148, 156
- [73] Jacobsen, R. T., Penoncello, S. G., Beyerlein, S. W., Clarke, W. P., Lemmon, E. W., "A Thermodynamic Property Formulation for Air," *Fluid Phase Equilibria*, 79 (1992) 113-124. 298
- [74] Jasak, H., "Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows," 1996. 149, 152
- [75] Jaumotte, A. L., *Les Archives du Baron Jaumotte Université Libre de Bruxelles : Acad. R. Belge Bull. Cl. Sc., n°52, n°2, 1966, p. 296-315.* 34, 36, 126, 273
- [76] Johnson, R. C., "Calculations of Real-Gas Effects in Flow Through Critical Nozzles," *ASME J. Basic Eng.*, 1964, 86, pp. 519-526. 249
- [77] Johnson, R. C., "Real Gas Effects in Critical Flow through Nozzles and Tabulated Thermodynamic Properties," NASA Technical Note D-25, Lewis Research Center, Cleveland, January 1965. 298
- [78] Johnson, A. N., Wright, J. D., "Comparison Between Theoretical CFV Flow Models and NIST's Primary Flow Data in the Laminar, Turbulent, and Transition Flow Regimes," *Journal of Fluids Engineering ASME* July 2008, Vol. 130 / 071202-1. 51, 52, 53, 76, 249
- [79] Jordan, Mintz, *Air table, Mc Graw-Hill (1965).* 297
- [80] Katanoda, H., Matsuoka, T., Matsuo, K., "Experimental study on shock wave structures in constant-area passage of cold spray nozzle," *J. Thermal Sci.* 16, 140 (2007). 319
- [81] Kliegel, J. R., Levine, J. N., "Transonic Flow in Small Throat Radius of Curvature Nozzles," *AIAA 1969 J.*, 7, pp. 1375-1378. 53
- [82] Kramer, R., Mickan, B., Hotze, H.-J., Dopheide, D., "The German High-Pressure Piston Prover at PIGSAR™ - the German fundamental standard for natural gas at high pressure conditions, TechTour to the German High-Pressure National Standard PIGSAR™," Ruhrgas AG, Dorsten, 15.-16. May 2003, CD-ROM, S. 1-21. 8, 105, 107
- [83] Kurganov, A., Noelle, S., Petrova, G., "Semidiscrete central-upwind schemes for hyperbolic conservation laws and hamilton jacobi equations," *Journal of Computational Physics*, 160 :720 - 742, 2000. 148
- [84] Kurganov, A., Tadmor, E., "New high-resolution central schemes for nonlinear conservation laws and convection diffusion equations," *Journal of Computational Physics*, 160(1) :241 - 282, 2000. 148
- [85] Lemmon, E.W., Jacobsen, R.T, Penoncello, S.G., and Friend, D.G., "Thermodynamic Properties of Air and Mixtures of Nitrogen, Argon, and Oxygen from 60 to 2000 K at Pressures to 2000 MPa," *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 29(3) :331-385, 2000. 299
- [86] Lemmon, E.W., Jacobsen, R.T, "Viscosity and Thermal Conductivity Equations for Nitrogen, Oxygen, Argon, and Air," *Int. J. Thermophys.*, 25 :21-69, 2004. 299
- [87] Leutheuser, H. J., "Flow Nozzles with Zero Beta Ratio," *ASME J. Basic Enqrg.*, Sept, 1964, p. 538. 33
- [88] Levine, J. N., Coats, D. E., "Transonic Flow in a Converging- Diverging Nozzle," *NASA CR111104*, Sept. 1970. 53

- [89] Li, C., Mickan, B., Cui, L., Wang, C., “The high pressure sonic nozzle gas flow standard facility in NIM,” FLOMEKO 2019, Lisbon, Portugal. **301**
- [90] Lin, P., Rao, G.V. R., O’Connor, G. M., “Numerical Investigation on Shock Wave/Boundary-Layer Interactions in a Constant Area Diffuser at Mach 3,” AIAA-91-1766, June 1991. **319**
- [91] Lin, R. X., Zhu, M. Z., Shen, Y. Z., “Numerical Simulation and Experiment of Gas Mass in pVTt Standard Container under Isothermal Boundary Condition,” FLOMEKO 2019, Lisbon, Portugal. **302**
- [92] Liou, M. S., “A Generalized Procedure for Constructing an Upwind-Based TVD Scheme,” AIAA Paper 87-0355, January, 1987. (NASA TM 88926) **161**
- [93] Gutiérrez Marcantoni, L. F., Tamagno, J. P., Elaskar, S. A., “High speed flow simulation using OpenFOAM. Mecánica Computacional,” November 2012 Conference : Congreso Argentino de Mecánica Computacional (MECOM), Salta, Argentina, Volume : XXXI. **160**
- [94] Massier, P. F., Back, L. H., Noel, M. B., Saheli, F., “Viscous Effects on the Flow Coefficient for a Supersonic Nozzle,” AIAA Technical Note, 1970, pp. 605–607. **51**
- [95] Masure, B., Solignac, J. L., Laval, P., “Mesure d’un débit gazeux par la méthode du col sonique,” Office national d’étude et de recherche aérospatiales ONERA, CHATILLON, France TP n°956 (1971). **7, 36, 37, 40, 53, 297**
- [96] Matsuo, K., Miyazato, Y., Kim, H.-D., “Shock train and pseudo-shock phenomena in internal gas flows.” Prog. Aerosp. Sci. 35(1), 33–100 (1999). **16, 315, 317, 318, 319**
- [97] Mazen Azem, “Contribution à la mesure du débit au moyen de tuyères soniques, et de diaphragmes à aspiration,” Sociétés d’Etude et de Diffusion des Industries Thermiques et Aérauliques, 8e année No. 31, Dec. 1971, pp. 32-42. **15, 36, 38, 114, 273, 297, 298**
- [98] Mickan, B., Kramer, R., Dopheide, D., “Determination of discharge coefficient of critical Nozzles Based On Their Geometry And The Theory Of Laminar And Turbulent Boundary Layers,” May 16-19, 2006, 6th ISFFM. **7, 17, 44, 57, 58, 59, 64, 273**
- [99] Mickan, B., Kramer, R., “Experiences with sonic nozzles used for different gases and wide range of pressure and temperature conditions,” Proceedings of 7th International Symposium on Fluid Flow Measurement, Anchorage, Alaska, 2009. **105**
- [100] Mickan, B., Kramer, R., Strunck, M., “Highest Precision for Gas Meter Calibration Worldwide : The High Pressure Gas Calibration Facility PIGSAR™ with Optimized Uncertainty,” 7th ISFFM, Anchorage, Alaska, 2009. **105**
- [101] Mickan, B., “Requirements of Nozzle Shape ISO9300 versus reality,” Sonic Nozzle Workshop, Poitiers, Sep 2013. **8, 47, 80, 82, 202**
- [102] Mickan, B., Vallet, J.-P., Li, C., Wright, J., “Extended data analysis of bilateral comparisons with air and natural gas up to 5 MPa,” FLOMEKO 2016, Sydney, Australia, September 26-29, 2016. **7, 9, 28, 57, 59, 60, 64, 110, 113, 114, 115, 117, 118, 119, 121, 122, 123, 132, 272**
- [103] Mickan, B., Kuo, C. Y., Xu, M., “Systematic investigations of cylindrical nozzles acc. ISO 9300 down to throat diameters of 125 μm ,” 10th ISFFM Querétaro, Mexico, March 21-23, 2018. **7, 9, 10, 15, 44, 57, 60, 63, 64, 89, 92, 110, 113, 114, 115, 117, 118, 119, 121, 122, 126, 127, 285**
- [104] Mickan, B., “Discharge coefficients of CFVN predicted for high Reynolds numbers based on Low-Re-calibration,” FLOMEKO 2019, Lisbon, Portugal, June 26-28, 2019. **57, 60, 61, 62, 63, 72, 136, 251**

- [105] Morgan, B., Duraisamy, K., Lele, S. K., "Large-Eddy Simulations of a Normal Shock Train in a Constant-Area Isolator," *AIAA J.* Vol. 52, No. 3, March 2014 DOI : 10.2514/1.J052348. 320
- [106] Mousavi, S. M., Roohi, E., "Large eddy simulation of shock train in a convergent-divergent nozzle," *International Journal of Modern Physics C* Vol. 25, No. 4 (2014) 1450003 (27 pages). 16, 315, 317, 318, 320
- [107] Nakao, S., Takamoto, M., "Choking phenomena of sonic nozzles at low Reynolds numbers," *Flow measurement and Instrumentation*, 11(4), 285-291, 2000.
- [108] Nakao, S., Asano, H., Yakuwa, T., "Behaviors of discharge coefficients of small diameter critical nozzles," *Flow Measurement and Instrumentation* 80 (2021) 101994 : <https://doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2021.101994> 50
- [109] Nikuradse, J., "Laws for Flows in Rough Pipes," *VDI-Forschungsheft* 361, Series B, Vol. 4 1933 English translation *NACA TM* 1292, 1950. 8, 70, 71
- [110] Nussdorfer, J., "Some observations of shock-induced turbulent separation on supersonic diffusers," *NACA RM E51L26* (1954). 315
- [111] Olson, T., "Nozzle Discharge Coefficients," *Compressible Flow Journal of Fluids Engineering ASME* March 1974. 39
- [112] Orfanidis, S. J., "Introduction to Signal Processing" USA ; 1996 ; ISBN : 0-13-209172-0. 86
- [113] Papamoschou, D., Zill, A., Johnson, A., "Supersonic flow separation in planar nozzles" *Shock Waves* (2009) 19 :171-183 DOI 10.1007/s00193-008-0160-z. 319
- [114] Park, K. A., "Effects of inlet shapes of critical venturi nozzles on discharge coefficients," March 1994, *Flow Meas. Instrum.*, Vol. 6, No. 1, pp. 15-19, 1995. 0955-5986(95)93453-2. 41, 327
- [115] Park, K., Choi, Y., Choi, H., Cha, T., Yoon, B., "The Evaluation of Critical Pressure Ratio of Sonic Nozzles at Low Reynolds Numbers," *Flow Measurement and Instrumentation*, 12(1), 37-41, 2001. 275
- [116] Panasati, M. D., Lemmon, E. W., Penoncello, S. G., Jacobsen, R. T., Friend, D. G. "Thermodynamic properties of air from 60 to 2000K at pressures up to 2000 MPa," 13th Symposium on Thermophysical Properties, Boulder, June 1998. 298
- [117] Peignelin, G., Benzoni, A., "Utilisation des Venturi tuyères fonctionnant en régime d'écoulement sonique comme étalons de débits de gaz sous pression," *Note du Gaz de France*, n° 67842, 1967. 293
- [118] Peignelin, M. G., "Calibration of High Pressure Gas Meters with Sonic Nozzles," *Measurement and Control*, Vol 5, November, Nov 1, 1972. 37, 38, 77, 87, 277
- [119] Peignelin, G., Grenier, P., "Etude du Coefficient de décharge des tuyères fonctionnant en régime d'écoulement sonique au col utilisées comme étalon pour le mesurage de débit de gaz sous pression," *Direction des études et technique nouvelle, GDF*, 1972. 35, 37, 38, 44, 273
- [120] Penzin, V. I., "Experimental investigation of supersonic flow with separation Region in ducts" *AIAA 2000 Scramjet Propulsion* Volume 189, 2000 ISSN 0079-6050. 319
- [121] Pirumov, U. G., Roslyakov, G. S., Sukhorukov, V. P., "Investigation of supersonic flows in conical nozzles," *IN UDC* 533.6.011.5. 8, 69
- [122] Poinso and Lele, "Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flow", *J. Computational Physics* 101 (104-129), 1992 182

- [123] Primožič, U., Bobovnik, G., Kutin, J., "PVTt primary flow standard for small gas flow rates, University of Ljubljana, Faculty of Mechanical Engineering," FLOMEKO 2019, Lisbon, Portugal. **302**
- [124] Pratt, V., "Direct least-squares fitting of algebraic surfaces," Computer Graphics, Vol. 21, pages 145-152 (1987). **83**
- [125] Qun, P., Tongji, L., "Subsonic and Transonic Flow Field in Two-dimensional De Laval Nozzles," Acta Mechanica Sinica, Vol.1, No. 1, Mar., 1985 Science Press, Beijing, China, BM-54. **8, 67, 68**
- [126] Reimer, R. M., "Computations of the critical-flow function, pressure ratio, and temperature ratio for real air," Journal of Basic engineering, Trans. ASME, serie D, vol. 86 1964. **33, 297**
- [127] Riahi, H., Meldi, M., Favier, J., Serre, E., Goncalves da Silva, E., "A pressure-corrected Immersed Boundary Method for the numerical simulation of compressible flows," Journal of Computational Physics, Elsevier, 2018, 374, pp.361-383. 10.1016/j.jcp.2018.07.033. hal-01859760 **153**
- [128] Rumsey, C., "2D Zero Pressure Gradient Flat Plate Verification Case," NASA Langley Research Center Turbulence Modeling Resource. NASA, March 3, 2013. **11, 153, 154, 155, 156**
- [129] Salmon, J. T., Bogar, T. J., Sajben, M., "Laser Doppler Velocimeter Measurements in Unsteady, Separated, Transonic Diffuser Flows," AIAA Journal, 21(12), 1690-1697. 1983. **12, 165, 171**
- [130] Schlichting, H., Gersten, K., "Grenzschichttheorie 10" überarbeitete Auflage. Berlin Heidelberg : Springer, 2006. 3-540-23004-1. **8, 32, 35, 39, 60, 62, 71, 129**
- [131] Shih, T.H., Liou, W.W., Shabbir, A., Yang, Z., Zhu, J., "A new k-e eddy viscosity model for high reynolds number turbulent flows," Computers and Fluids, 24(3) :227-238, 1995. **145**
- [132] Simmons, F. S., "Analytic determination of the discharge coefficients of flow nozzles," Lewis Flight Propulsion Laboratory Cleveland, Ohio Washington April 1955. **28**
- [133] Sims, B. W., Brandt, J. A., McKee, R. J., "A Low Reynolds Number Discharge Coefficient Equation for Critical Flow Venturis and the Effects of Inlet Radius," FLOMEKO 2019, Lisbon, Portugal. **50**
- [134] Slater, J. W., 2005 (Sept.). CFD Verification & Validation : NPARC Alliance, <http://www.grc.nasa.gov/WWW/wind/valid/>. **164, 165, 169**
- [135] Smith, R. E., Matz, R. J., "A Theoretical Method of Determining Discharge Coefficients for Venturis Operating at Critical Flow Conditions," ASME J. Basic Eng., 1962, 844, pp. 434-446. **35**
- [136] Smith, R. E., Matz, R. J., "Performance Characteristics of an 8-In-Dia ASME Nozzle Operating at Compressible and Incompressible Conditions," Engine Test Facility, ARO, Inc., Arnold Engineering Development Center, Arnold Air Force Station, Tenn. Dec 1973. **36, 40**
- [137] Sod G. A., "Review A Survey of Several Finite Difference Methods for Systems of Nonlinear Hyperbolic Conservation Laws," Journal of computational physics 27, 1-31 (1978). **11, 18, 156, 157, 158, 159**
- [138] Soundranayagam, S., "An Investigation into the Performance of Two ISA Metering Nozzles of Finite and Zero Area Ratio," ASME J. Basic Enqrg., June 1965, p. 525. **34**
- [139] Spalart, P. R., Allmaras, S. R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," Vol. 439. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1992. **145, 146**
- [140] Spalart, P. R., Allmaras, S. R., "A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows," Recherche Aerospatiale, 1 :5-21, 1994. **145, 146**

- [141] Spalding D. B., "A Single Formula for the "Law of the Wall";" Published 1961 Mathematics DOI :10.1115/1.3641728 146
- [142] Spencer, E. A., Enjen, E., & Dijstelbergen G Peignelin, H. H. "Intercomparison campaign on high-pressure gas flow test facilities," (1980). ISBN 92-825-1649-0. 39
- [143] Stanley, PH, M.Eng., "The prediction of Venturi-meter coefficients and their variation with roughness and age ICE Proceedings : Engineering Divisions," A.M.I.C.E. 3(2), 01 April 1954 ; 216–41. 7, 31
- [144] Stock, H. W., Haase, W., "Feasibility study of e transition prediction in navier-stokes methods for airfoils," AIAA journal, 37(10) :1187–1196, 1999. 197
- [145] Stratford, BS., "The calculation of the discharge coefficient of profiled choked nozzles and optimum profile for absolute air flow measurement," J Royal Aeronautic Society. 1964 ; 68 :237–45. 41, 52, 65, 112, 114, 116, 120
- [146] Sullins, G, McLafferty, G. Experimental Results of Shock Trains in Rectangular Ducts. AIAA Paper No.92-5103, 1992. 319
- [147] Sutherland, W., "The viscosity of gases and molecular force," Phil. Mag. S. 5 (36) (1893) 507–531 <https://doi.org/10.1080/14786449308620508>. 101
- [148] Sweby, P. K., "High Resolution Schemes Using Flux Limiters for Hyperbolic Conservation Laws," SIAM Journal on Numerical Analysis, 21, 995–1011, <https://doi.org/10.1137/0721062>, 1984. 150
- [149] Szaniszló, A. J., "Experimental and Analytical Sonic Nozzle Discharge Coefficients for Reynolds Numbers up to 8000000," Journal of Engineering for Power Copyright © 1975 by ASME oct 1975. 38
- [150] Takefumi, I., Kazuyasu, M., Minoru, N., "The Mechanism of Pseudo-Shock Waves," Bull. Jpn. Soc. Mech. Eng. 17, 731 (1974). 315, 319
- [151] Takegawa, N., Ishibashi, M., Morioka, T., "Effects of step in CFVN on Premature Unchoking Phenomena," FLOMEKO 2019, Lisbon, Portugal. 275
- [152] Tang, S., "Discharge Coefficients for Critical Flow Nozzles and Their Dependence on Reynolds Numbers," Ph.D. thesis, Princeton University, Princeton, NJ. 1969. 52
- [153] Ünsal, B., Koç, E., "Flow States of Critical-Flow Venturi Nozzles," National Metrology Institute of Turkey, 10th ISFFM Querétaro, Mexico, March 21-23, 2018. 48, 201, 202
- [154] Vallet, J. P., Miault, G., Windenberger, C., Manrot, P., Kervevan, P., "The conception and the construction of a new High Pressure Primary Facility for Gas," Proceedings of 8th International Symposium on Fluid Flow Measurement, Colorado Springs, Colorado, 2012. 95
- [155] Van Leer, B., "Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme Monotonicity and Conservation Combined in a Second-order Scheme," Journal of computational physics, 14(4) :361–370, 1974. 149
- [156] Vincent, J., "Sur la détermination expérimentale du coefficient de débit des tuyères soniques," C. R. Academic Society of Paris, t. 267, Apr. 1968, pp. 337-340. 36, 38, 112, 116, 120, 126, 273
- [157] Vinokur, M., "On One-Dimensional Stretching Functions for Finite-Difference Calculations", NASA CR 3313, 1980. 177
- [158] Von Lavante, E., "Elliptic Generation of Two-Dimensional Grids For Internal Flow Calculations," TEES Technical Report No. 12415-82-01, March 1982. 177

- [159] Von Lavante, E., Zachcial, A., Nath, B., Dietrich, H., "Numerical and experimental investigation of unsteady effects in critical venturi nozzles," *Flow measurement and instrumentation*, 11(4), 257-264, 2000. 275
- [160] Von Lavante, E., Kaya, H., Winzösch, F., Brinkhorst, S., "Flow structure in critical flow venturi nozzle and its effect on the flow rate," 16th International Flow Measurement Conference, FLOMEKO 2013, Paris 24 - 26th September 2013. 193, 194
- [161] Von Lavante, E., Mickan, B., Kaya, H., Güler, D., "Influence of Upstream Shape Factors on Discharge Coefficient of Critical Flow Venturi Nozzles," FLOMEKO 2016, Sydney, Australia, September 26-29, 2016. 193, 194, 275
- [162] Vulovic, F., "Report on the inter-comparison carried out on eight European benches using a sonic nozzle as transfer standard," EUROMET PROJECT No. 307. - M.CERMAP VUL/SZ 97/I/129, 1997. 28, 44, 272
- [163] Vulovic, F., Vincendeau, E., Vallet, J.P., Windenberger, C., Villanger, O., Bosio, J., "Influence of the thermodynamics calculations on the flow rate of sonic nozzles," *Int. Fluid Flow Measurement Symposium*, Denver 27-30 June, 1999. 297
- [164] Wang, C., Ding, H., Zhao, Y., "Influence of Wall Roughness on Discharge Coefficient of Sonic Nozzles," *Flow Measurement and Instrumentation*, <http://dx.doi.org/10.1016/j.flowmeasinst.2013.11.007>. 133
- [165] Weiss, A., Grzona, A., Olivier, H., "Behavior of shock trains in a diverging duct," *Exp. Fluids* 49, 355–365 (2010). 319
- [166] Wendt, G., Lavante, E., "Influence of surface roughness on the flow rate behavior of small critical Venturi nozzles," *Flomeko*. 2000. 15, 46, 284, 285
- [167] White, J.A., "Elliptic Grid Generation With Orthogonality and Spacing Control On An Arbitrary Number of Boundaries", AIAA paper no. 90-1568, June 1990. 177
- [168] Wilcox, D. C., "Turbulence modeling for CFD," DCW Industries, California, US, 1998. 144
- [169] Wüthrich, B., "Simulation and validation of compressible flow in nozzle geometries and validation of OpenFOAM for this application," *Computational Science and Engineering*, Master Thesis 2007, Institute of Fluid Dynamics, Zurich 166
- [170] Zimont, V. L., Ostras. V. N., "Calculation of pseudo-shocks in a cylindrical duct," *Fluid Mec Soviet Res*, 5(2) :78–87, 1979.

Annexe A

Coefficient de décharge lié aux effets de compressibilité C_{d_3}

Le coefficient lié aux effets de compressibilité est défini par

$$C_{d_3} \equiv \frac{\dot{m}_3}{\dot{m}_b}, \quad (\text{A.1})$$

où \dot{m}_b correspond à l'Équation 1.1 mais avec la fonction de débit critique pour un gaz idéal et \dot{m}_3 correspond au débit massique observé si l'écoulement dans la tuyère était à la fois unidimensionnel et non-visqueux, mais avec des effets de compressibilité. Johnson (1964) utilise une équation de gaz réel pour déterminer numériquement la masse volumique et la vitesse au col de la tuyère [76]. L'Équation A.2 est donnée pour \dot{m}_3 [78].

$$\dot{m}_3 = \frac{\pi \cdot d^2 \cdot p_0 \cdot C_r^* \cdot \sqrt{\mathcal{M}}}{4 \cdot \sqrt{\mathcal{R} \cdot T_0}}, \quad (\text{A.2})$$

avec C_r^* (fonction de débit critique du gaz réel) remplaçant C_i^* (la fonction de débit critique du gaz idéal) et assurant ainsi la contribution des effets du gaz réel au sens thermodynamique $C_r^* = f(p_0, T_0)$. Les effets de compressibilité évoluent en fonction du rapport de chaleur spécifique, des conditions d'arrêts et du gaz considéré. Le C_{d_3} peut être exprimé comme un rapport de la fonction de débit critique du gaz réel, sur la fonction de débit critique du gaz idéal comme

$$C_{d_3} = \frac{C_r^*}{C_i^*}. \quad (\text{A.3})$$

Annexe B

Toutes les tuyères de Cesame en comparatif de la Figure 1.8

Comme ce qui est présenté dans la Figure 1.8, la Figure B.1 reprend toutes les courbes d'étalonnages de la base de données courante de Cesame. Il s'agit des valeurs de C_d mesurées majoritairement par l'installation primaires (cf. Section 2.3.1.1 et Table B.1). Pour ces données, le régime de transition, entre le régime d'écoulement laminaire et le régime l'écoulement turbulent, à plutôt lieu sur une plage de Re_d élargit allant de $0,7 \times 10^6$ à $1,5 \times 10^6$. Pour des $Re_d < 0,9 \times 10^6$. Les courbes dans le domaine laminaire sont généralement en dessous de l'estimation théorique (jusqu'à 0,5 % inférieure pour certaines pièces). Le diamètre de chaque pièce pouvant être consulté dans base de données de Cesame et dans la Table B.1. À titre informatif la longueur de la partie divergente pour chaque pièce est voisine de $16,4 \cdot d$ (avec d le diamètre au col) et l'état de surface correspond à une rugosité arithmétique moyenne indiquée entre 0,05 et 0,8 micromètres ; Les autres dimensions sont celle de la norme. La tendance, dans le domaine turbulent s'orientent encore à la hausse avec les Re_d qui croissent. Il paraît intéressant de souligner que dans le cas des modèles prédictifs turbulent et laminaire, la tendance d'évolution correspond à $\Omega^{-1} = 0,02 (\pm 0,01)$. En plus des modèles théoriques, les valeurs de C_d données par les deux courbes d'étalonnages de la norme, pour la géométrie de tuyères cylindrique, sont également comparées aux données expérimentales. La courbe, obtenue à partir de l'équation la norme, est généralement préférée comme référence comparative. Ces données s'accordent avec les valeurs de C_d mesurées pour les plus hauts nombres de Reynolds, l'incertitude de la norme étant de 0,3 %. Des procédures, comme le DCM (diameter correction method pour méthode de correction du diamètre) de Ishibashi en 2018 ou d'extrapolation par un étalonnage à basse pression, comme avec Mickan (2019) pourraient normaliser les courbes des tuyères de la base de données de Cesame (à minima les pièces Cesame Nozzles G, J, Jbis, L, M, N et O) et les ramener a priori aux alentours proche de la courbe de la tuyère de référence notée Tuyère Cesame C [71, 104]. Avec, néanmoins la condition que cette tuyère puisse être considérée comme une référence.

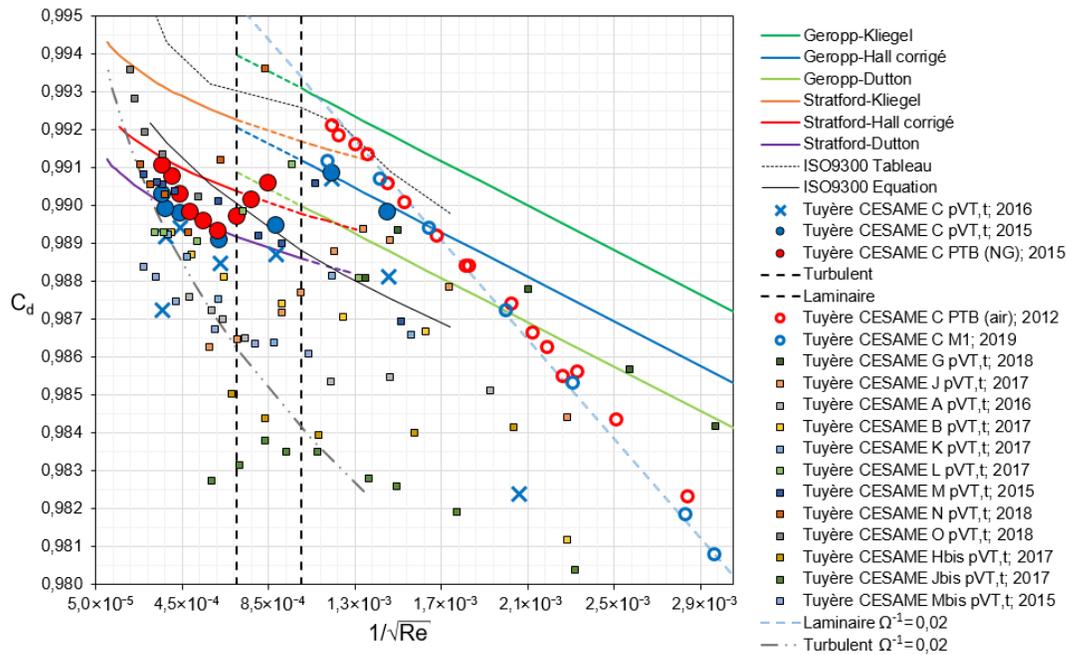


FIGURE B.1 – Mesures du C_d des tuyères cylindriques de Cesame comparées aux modèles théoriques couvrant les régimes d'écoulement laminaire, de transition et turbulent ainsi que les deux courbes du C_d de la norme.

Tuyères Cesame	Diamètre d connu (mm)
A	5,518
B	7,789
C	10,007
G	1,528
J	3,886
K	8,695
L	12,292
M	17,396
N	27,491
O	38,889
Hbis	2,762
Jbis	3,881
Mbis	17,801

TABLE B.1 – Dimensions des tuyères cylindriques de Cesame présentées dans la Figure B.1.

Annexe C

Calcul d'incertitude pour l'installation de Pigsar™

Le calcul de l'incertitude pour l'installation de Pigsar™ s'appuie sur des coefficients, sur la répétabilité σ_{i,C_d} et sur une loi T de Student notée $Stud_T$. Cette loi renvoie, pour une probabilité donnée, la valeur inverse bilatérale d'une variable aléatoire suivant une loi T de Student. Les arguments sont la probabilité associée à la loi bilatérale T de Student, dont la valeur est choisie à 0,05 et le nombre de degrés de liberté utilisés, pour caractériser la distribution qui prend la différence de la valeur relevée du C_d à la valeur unité ($C_d - 1$).

L'incertitude $U'(C_d)$ se calcule à l'aide du nombre de point répétable i , au nombre minimum de 3, comme suivant :

$$U'(C_d) = \sqrt{\left[B^2 + C^2 + \left(\frac{\sigma_{i,C_d}}{\sqrt{i}} \cdot \frac{Stud_T}{C_d} \right)^2 \right]}$$

$$\text{avec } B = (PIGSAR^{\text{TM}} - U) \cdot \frac{A_{PIGSAR^{\text{TM}}}}{100} \quad C = U_{(d)} \cdot \frac{0,002}{d},$$

$$\text{où } A_{PIGSAR} = 0,2 \times \sqrt{\left(0,515 - 0,113 \times \log(Q_{PIGSAR^{\text{TM}}}) + 0,029 \times (\log(Q_{PIGSAR^{\text{TM}}}))^2 + \frac{13}{Q_{PIGSAR^{\text{TM}}}^2} \right)}$$

Le diamètre minimal de la tuyère est donné par d , $(PIGSAR^{\text{TM}} - U) = 1$, $U_{(d)} = 1$ et $Q_{PIGSAR^{\text{TM}}}$ représente le débit de gaz dans l'installation. Le coefficient de décharge C_d est calculé par :

$$C_d = \frac{Q_{PIGSAR^{\text{TM}}} \cdot \rho_\beta}{3600 \cdot psi \cdot A},$$

avec ρ_β la masse volumique du fluide traversant la tuyère et A la section de passage minimale de la tuyère. Le coefficient psi est calculé suivant :

$$psi = C^* \cdot durck \cdot \frac{1 \cdot 10^5}{\mathcal{R} \sqrt{T_0}},$$

avec C^* la fonction de débit critique et $durck$ est un coefficient dépendant de l'installation. La constante universelle des gaz parfaits est notée \mathcal{R} et T_0 représente la température totale.

Annexe D

Méthode de fabrication des tuyères et informations sur l'état de surface

Au niveau de l'usinage des tuyères, les différents états de surface ont été réalisés en modifiant simplement l'avance du tour (tournage outil diamant carbure sur la Figure D.1 c). Après le perçage de la partie cylindrique, c'est d'abord le diffuseur qui est réalisé par extraction de matière. La pièce est ensuite retournée manuellement pour réaliser la partie convergente avec une condition suffisante de raccord avec la partie cylindrique au point de tangence.

Les sillons parallèles visible par des mesure d'interférométrie (cf. Figure D.2 b et Annexe J) confirment le tournage à l'outil.

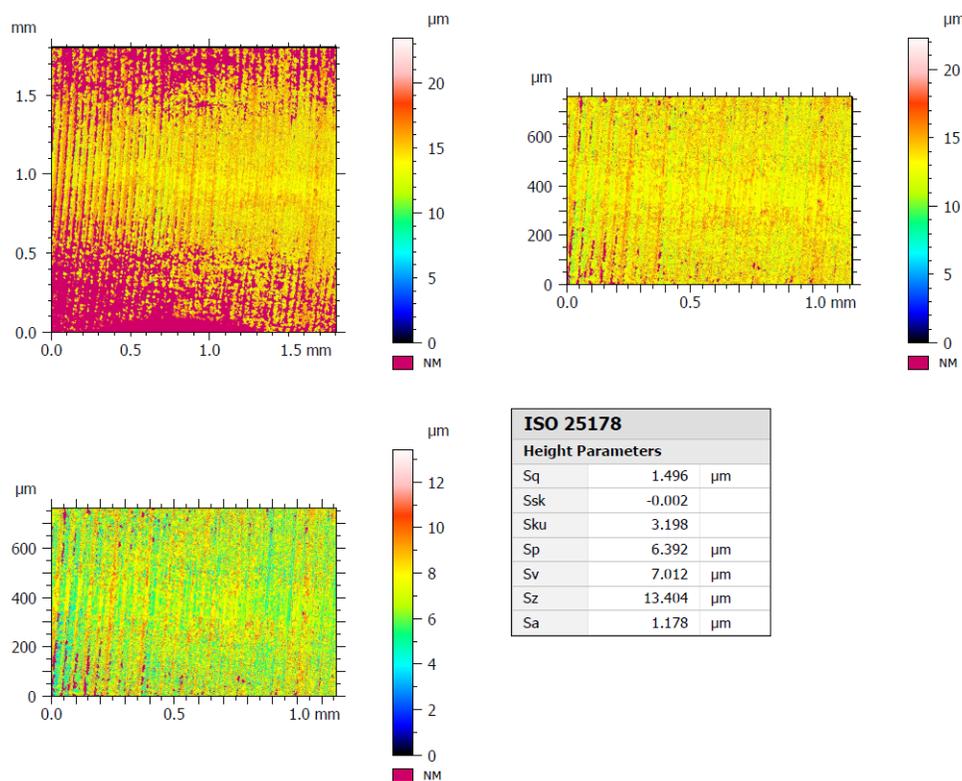
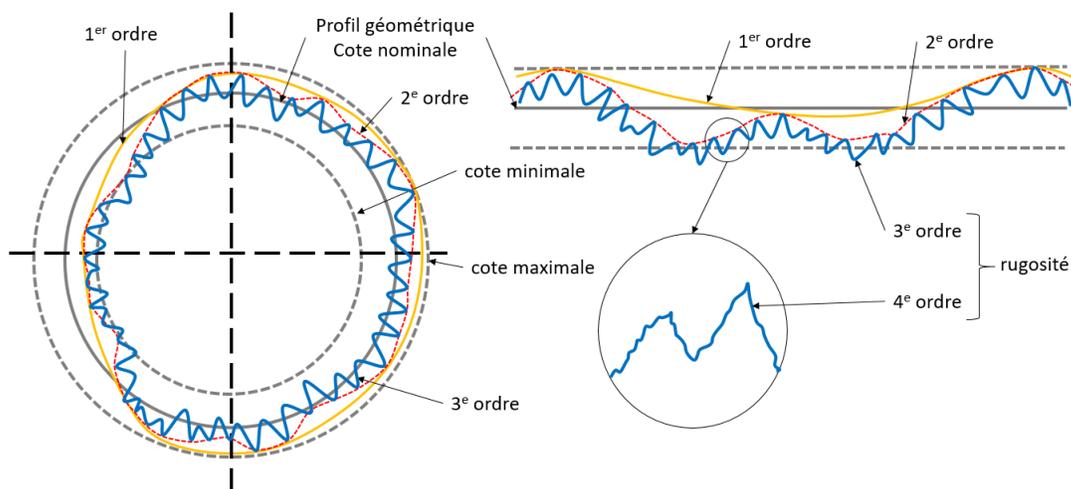
La Figure D.2 présente une coupe longitudinale ou transversale d'une surface réelle donne un profil sur lequel il est possible de relever des défauts de plusieurs ordres de grandeur : les défauts de 1er ordre sont des défauts venant



FIGURE D.1 – Tour utilisé pour la fabrication des tuyères (à gauche) et un exemple de pièce en cours d'usinage (à droite) avec l'outil de perçage et la pointe de carbure utilisée pendant le tournage (DELTAFLUID™, matériel : OPTIMAB SOMAB 450).

des écarts de forme (rectitude, cylindricité, etc.) et de position (perpendicularité, parallélisme, etc.) qui proviennent de la déformation de la pièce pendant et après l'usinage, des défauts de bridage, de la flexion des éléments de la machine, d'un mauvais guidage des éléments mobiles ou de l'usure des organes de la machine-outil. Les défauts de 2^e ordre sont plus petits. Ils ont l'aspect général d'une ondulation et provenant de l'avance par tournage ou en fraisage, de vibrations de basses fréquences de la pièce ou de l'outil. Les défauts du 3^e ordre sont des stries et sillons venant de l'avance de l'arête coupante de l'outil, ou à l'avance par tour de la pièce, ou à des vibrations hautes fréquences. Les défauts de 4^e ordre sont des fentes et des piqûres dues à des marques d'outil ou à des vibrations hautes fréquences. L'ensemble des défauts de 3^e et 4^e ordre constituent la rugosité de la surface (cf. Figure D.2 a). La fabrication d'une surface est d'autant plus coûteuse que la rugosité est faible. Chaque procédé de fabrication est limité dans l'obtention d'une gamme de rugosité (cf. Figure D.2 a et Annexe J).

a.)



b.)

FIGURE D.2 – a) Informations sur la prise en compte de l'état de surface, des méthodes de fabrication en fonction de la qualité de surface attendue et en b) des visuels d'interférométrie réalisés sur l'une des tuyère du groupe associée aux données ISO 25178 pour le traitement de son état de surface (*TalySurf* : Université de Poitiers) [36].

Annexe E

Moyens de mesures de l'Institut P' pour l'état de surface

Deux tentatives d'essais de caractérisation dimensionnelle ont été réalisées avec les installations de l'Institut P' pour mieux rendre compte des dimensions des tuyères. La première évalue l'état de surface à partir de réplique silicone et d'un dispositif d'interférométrie (*TalySurf*) et l'autre à partir d'un palpeur (*TalyRond*) disponible à l'IUT d'Angoulême. La disponibilité de ces instruments directement dans les locaux de l'université est un avantage non négligeable. Dans la première tentative, il s'est avéré que les dimensions des tuyères au niveau du col déformaient les moulages, après le séchage, lors de l'extraction de la réplique, jusqu'à la rupture offrant un premier biais possible dans les résultats. La forme concave du moulage rendait également difficile son calage sous l'interféromètre pour des mesures de l'état de surface du convergent. L'interférométrie étant plutôt dédié aux mesures de surfaces planes. La forme cylindrique ne pouvant offrir l'évaluation qu'au maximum aux alentours d'une génératrice avant un recalibrage complet de l'appareil (cf. Figure D.2). Ce constat paraît suffisant pour avancer que ce n'est pas l'outil approprié pour ce type de mesure d'état de surface sans un investissement plus conséquent en temps de travail.

Enfin, la seconde méthode d'évaluation au palpeur a pu montrer une variation du diamètre dans la partie cylindrique (censée idéalement avoir un diamètre constant), le diamètre minimal ce localisant plutôt à la fin de la partie cylindrique avant le passage dans le diffuseur ouvrant la possibilité d'un col local au sein même de la partie cylindrique. Néanmoins, l'étalonnage du moyen de mesure peut remettre en cause les mesures obtenues. Quelques images sont disposées à la suite et en Annexe E.

Les tentatives de l'utilisation du matériel *TalySurf*, disponible à l'Université de Poitiers, sont très brièvement résumées pour la Tuyère n°8. Une photographie, de cet équipement, est donné avec une photographie de l'empreinte dans la tuyère (cf. Figure D.2). À titre informatif, les données disponibles à propos de ce matériel sont une résolution verticale de mesure qui peut être inférieur 1 μm et une résolution latérale minimale inférieure à 1 μm . Le fabricant annonce entre 0,4 et 0,6 μm de résolution optique. Ainsi ce dispositif donne au niveau du col cylindrique un Ra de 1,010 μm ($R_z = 7,239 \mu\text{m}$). L'équivalent en surface, Sa est de 1,117 μm ($S_z = 16,404 \mu\text{m}$). Ce dispositif ne sera pas

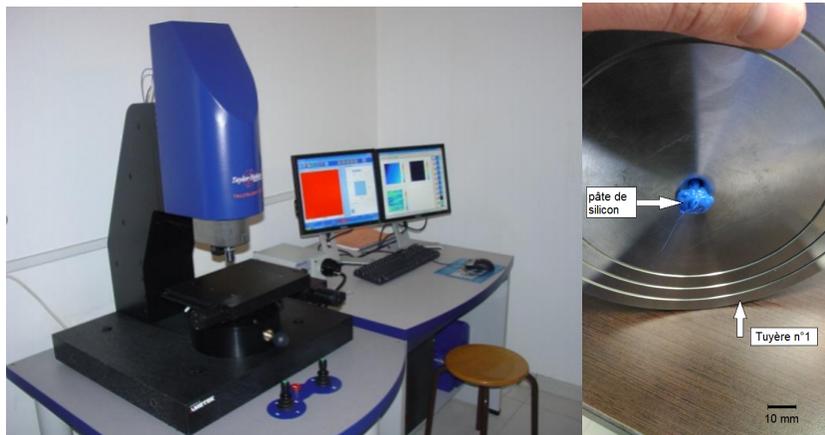


FIGURE E.1 – L'équipement d'interférométrie de l'université de Poitiers (*TalySurf*) à gauche et à droite l'image de l'empreinte de silicone en cours de séchage de l'état de surface dans la Tuyère n°1 de 5 mm de diamètre.

plus exploité pour les mesures des états de surface des tuyères de ce projet par pur manque d'application pratique aux géométries non-plane comme évoqué dans le corps du texte.

L'équipement d'interférométrie de l'université de Poitiers (*TalySurf*) est représenté sur la photographie de la Figure E.1. Cette photographie est suivie d'une image de l'empreinte en cours de séchage de l'état de surface dans la tuyère. Le gel bleu étant la pâte de silicone utilisé sous forme de gel qui durcie après une certaine durée d'exposition à l'air. Cette technique est largement utilisée dans le milieu médical pour des empreintes dentaires ou en archéologie sur des fossiles. Les résultats de cette technique sont brièvement exposés dans le corps de cette partie expérimentale. Ces empreintes ont été réalisées avec l'aide de Gildas Merceron de l'Institut de Paléoprimateologie, Paléontologie Humaine : Évolution et Paléoenvironnement CNRS - Institut Pprime - Université de Poitiers. Les relevés interférométriques ont été réalisés avec l'aide de Noël Brunetière du GMSC (Institut Pprime - Université de Poitiers) et de ces collègues de l'Institut Pprime : Aurélian Fatu et Yann Henry (Mécanique des Interfaces Lubrifiées - TRIBOLUB - Institut PPrime - Université de Poitiers) pour l'utilisation du *TalyRond*.

L'équipement *TalyRond* pour des mesures de surface est représenté sur la photographie de la Figure E.2 avec la Tuyère n°8 en cours de mesure sur la platine rotative. La seconde photographie est une image rapprochée de la tuyère qui rend la visualisation du dispositif de palpation possible un niveau du col pouvant évoluer verticalement en hauteur à l'aide du bras automatisé. Le centrage de la pièce est effectué automatiquement par plusieurs rotations de la platine pouvant se déplacer de façon cartésienne. Pour donner une échelle, le diamètre au col de cette tuyère est d'environ 5 mm.

En rappel l'équipement de l'Université de Poitiers *TalyRond* dispose des caractéristiques suivantes : Précision radiale inférieure à $0,02 \mu\text{m}$, axiale $0,0003 \mu\text{m} / \text{mm}$ (coning error), efficacité de mesure $\pm 1 \text{ mm}$ en gamme maximum et $0,0012 \mu\text{m}$ de résolution au minimum.

Les résultats des mesures de surface et de la reconstruction visuelle des trois parties de la Tuyère n°8 sont



FIGURE E.2 – Équipement *TalyRond* pour des mesures de surface avec la Tuyère n°8 en cours de mesure sur la platine rotative. La seconde photographie est une image rapprochée de la tuyère qui rend la visualisation du dispositif de palpation possible un niveau du col pouvant évoluer verticalement en hauteur à l'aide du bras automatisé.

disposées dans la Figure E.3 en évolution de la profondeur en μm de l'état de surface en fonction de l'angle de mesure. Au-delà des rayures caractéristiques des vérifications postérieures à la fabrication et d'une grosse irrégularité dans le diffuseur, l'état de surface reste homogène. Il peut être constaté un décalage du centre de rotation issus de la fabrication de la pièce au niveau de l'aval de la partie cylindrique. Les irrégularités de forme en ω_1 apparaissent également, mais uniquement sur la moitié du périmètre.

À titre d'informatif, pour cette tuyère, les états de surfaces déterminés étaient de $R_a = 0,411 \mu\text{m}$ pour le convergent, $0,6469 \mu\text{m}$ pour la partie cylindrique et $1,430 \mu\text{m}$ pour le diffuseur ($R_z = 8,376 \mu\text{m}$ pour le convergent, $15,141 \mu\text{m}$ pour la partie cylindrique et $21,036 \mu\text{m}$ pour le diffuseur). Le diamètre minimal relevé à $z/d=1,98$ de $9,9216 \text{ mm}$ montre la même tendance que dans le corps du texte.

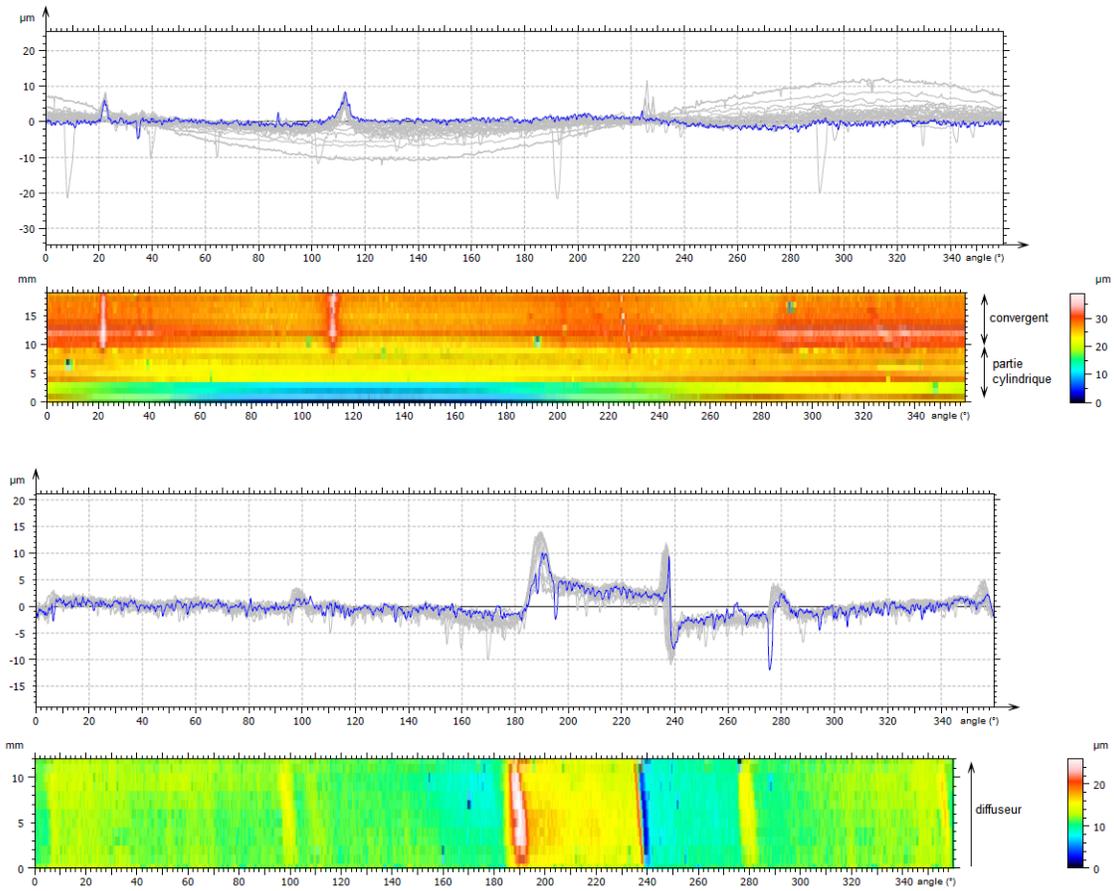


FIGURE E.3 – Résultats des mesures de surface (*TalyRond*) et de la reconstruction visuelle des trois parties de la Tuyère n°8 en évolution de la profondeur en μm de l'état de surface en fonction de l'angle de mesure.

Annexe F

Représentation des données dimensionnelles des tuyères usinées

Une comparaison est effectuée par diamètres similaires. Pour chaque diamètre la première série de graphique est une projection radiale en r des données dimensionnelles. La seconde série est un recalcul de la courbure à partir des données mesurées. Pour chaque cas, la géométrie idéale attendue est matérialisée par une courbe rouge. Les tableaux associés donnent des informations plus précises à propos des dimensions des tuyères. Pour aider, le pictogramme suivant, similaire à la Figure 2.3 (tout en bas), indique le choix des couleurs de description pour les différentes mesures angulaires. Enfin, en suivant, quelques photographies des tuyères usinées numérotées comme dans la Table 2.1.

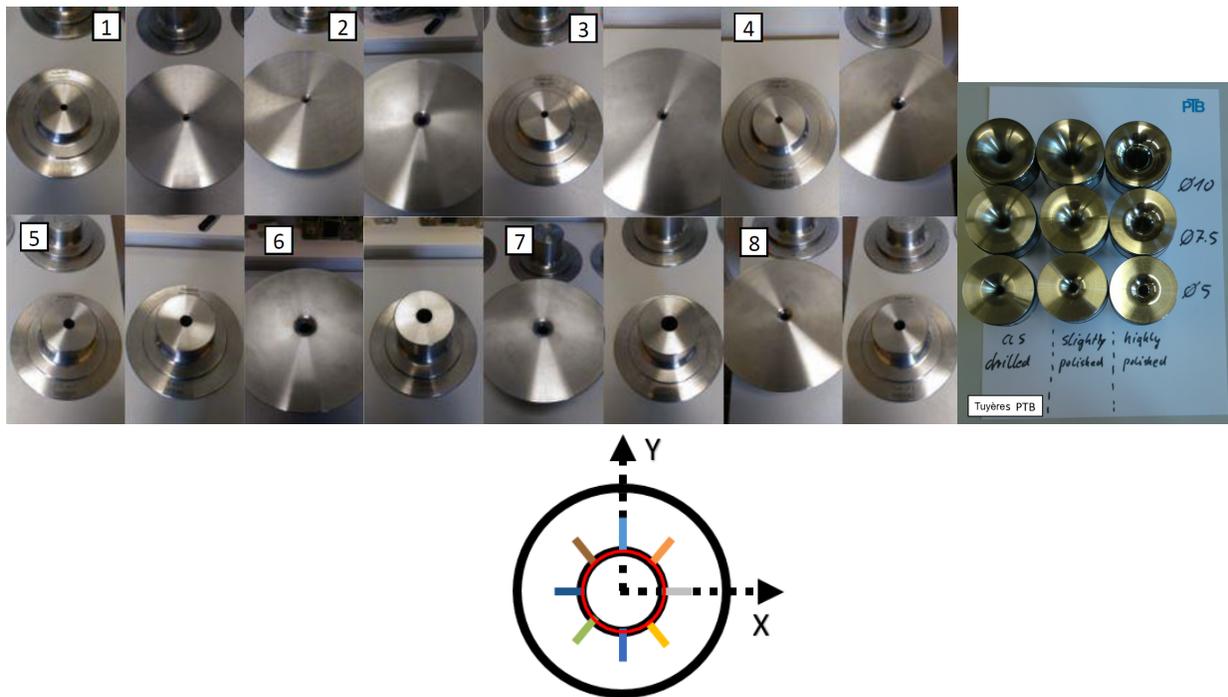


FIGURE F.1 – Ensemble de photographies de quelques pièces usinées du groupe de tuyères numérotées comme dans la Table 2.1. Les plans d'entrée et de sortie de chaque pièce sont ainsi représentés. Les tuyères équivalentes de la PTB, qui ont servi de modèle de référence, sont en photographie. Le pictogramme (tout en bas) reprend les couleurs de description pour les différentes mesures angulaires, en comparaison de la Figure 2.3, pour la représentation des mesures dimensionnelles dans les tuyères dans F1.

F.1 Représentation des mesures d'état de surface

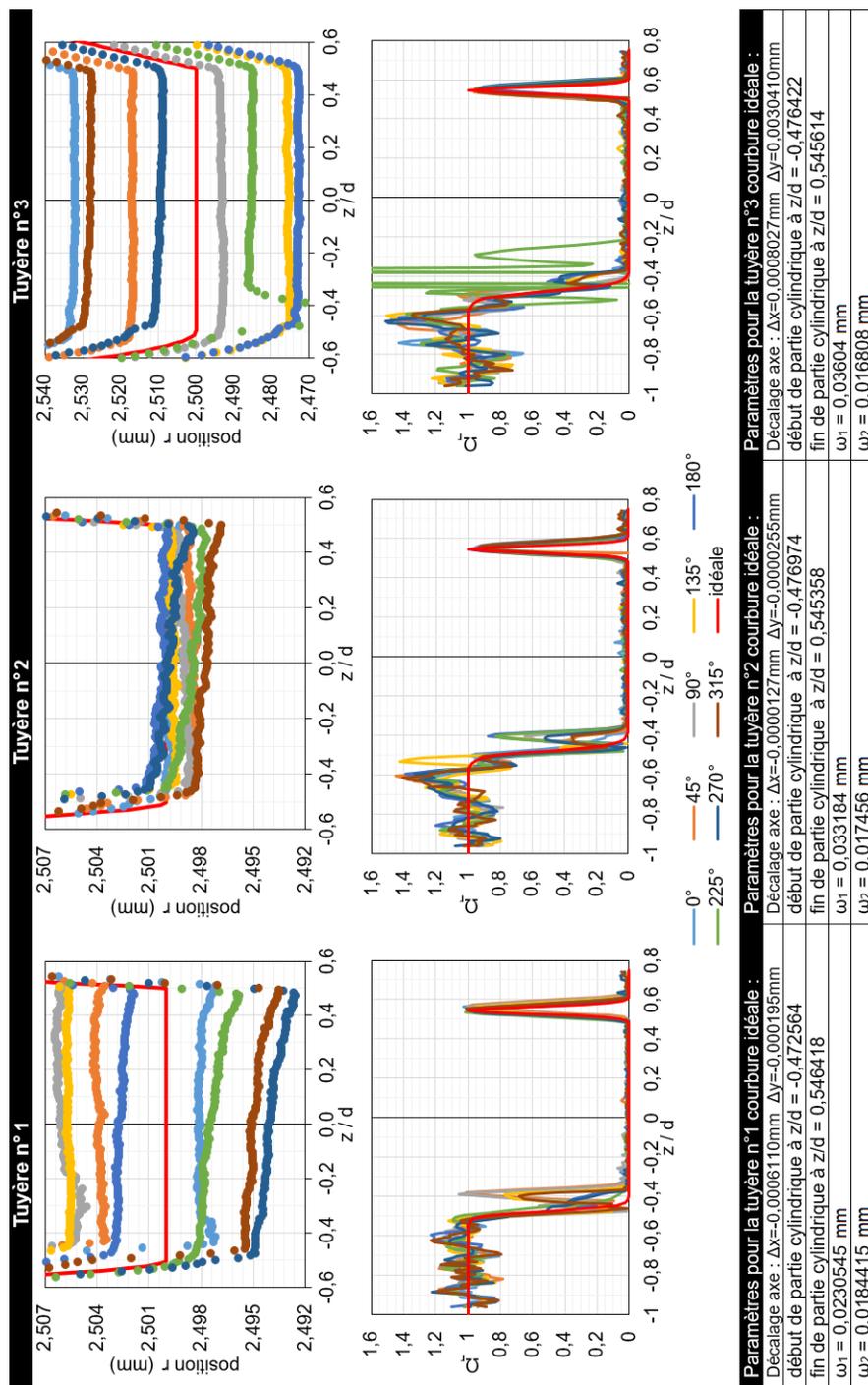


FIGURE F.2 – Tuyères de diamètres proche de 5 mm, mesure d'état de surface et courbure avec des informations dimensionnelles. Le centrage en position longitudinale est au milieu de la partie cylindrique entre $z/d = -0,5$ et $z/d = +0,5$.

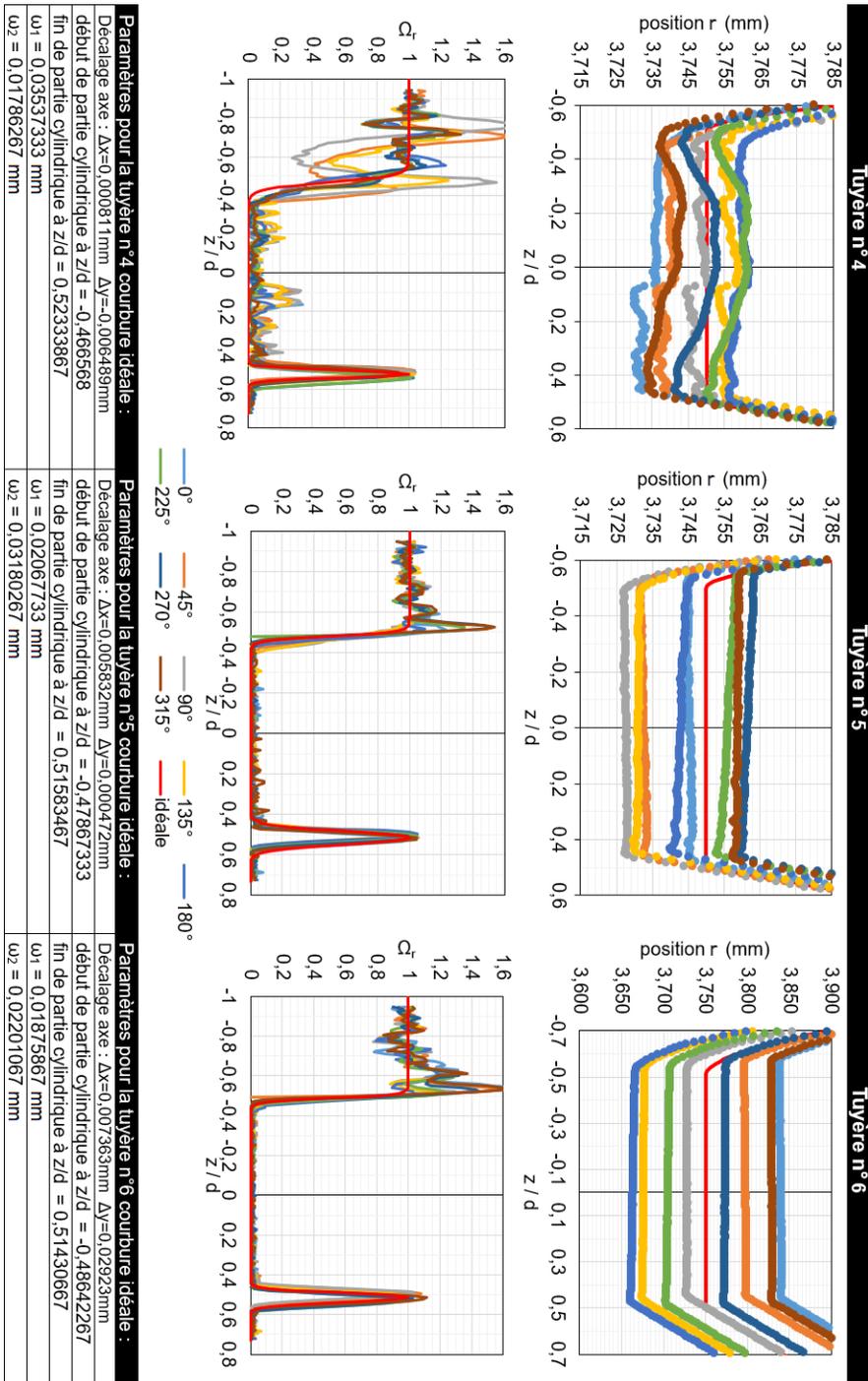


FIGURE F.3 – Tuyères de diamètres proche de 7,5 mm, mesure d'état de surface et courbure avec des informations dimensionnelles. Le centrage en position longitudinale est au milieu de la partie cylindrique entre $z/d=-0,5$ et $z/d=+0,5$.

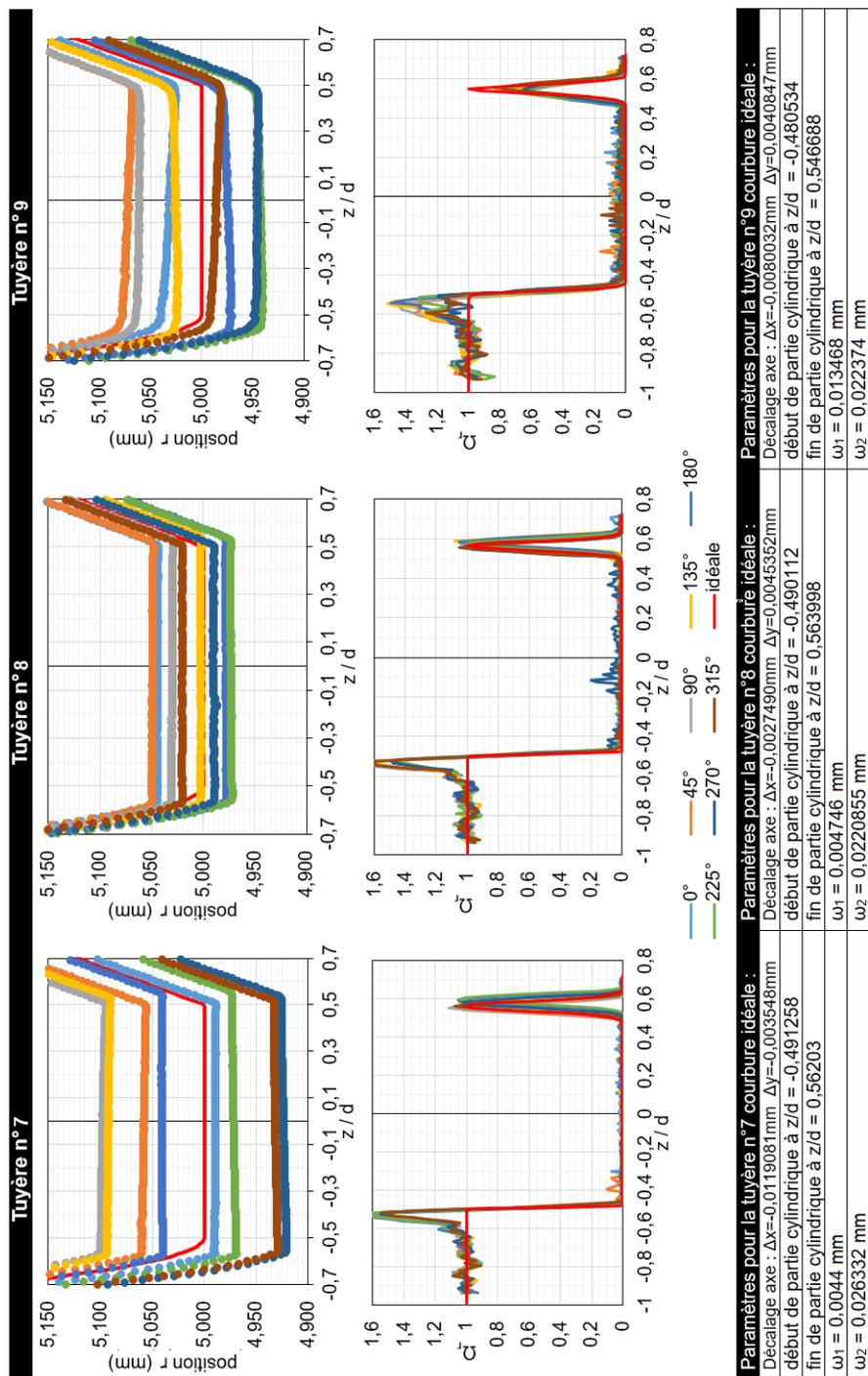


FIGURE F.4 – Tuyères de diamètres proche de 10 mm, mesure d'état de surface et courbure avec des informations dimensionnelles. Le centrage en position longitudinale est au milieu de la partie cylindrique entre $z/d = -0,5$ et $z/d = +0,5$.

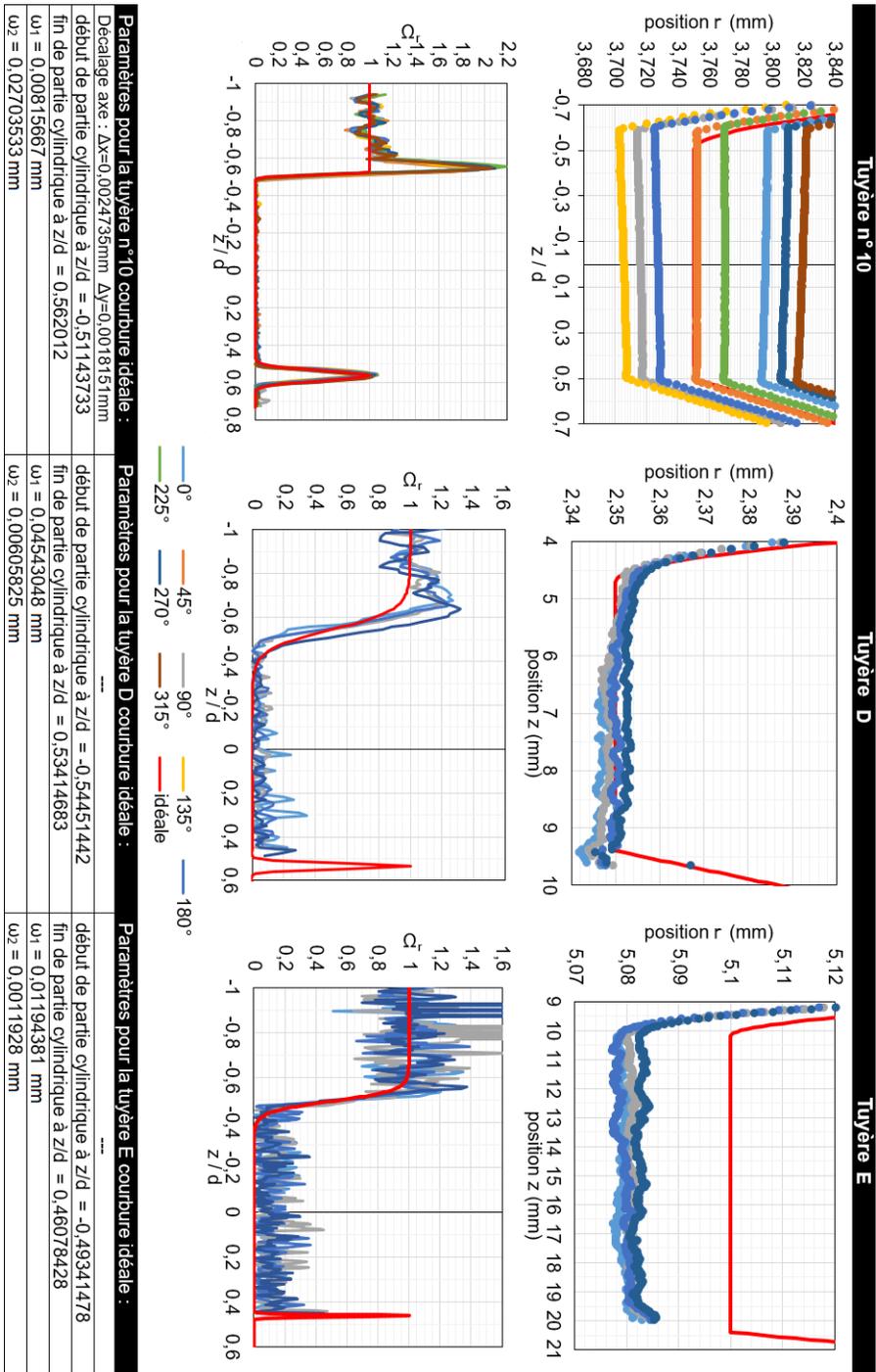
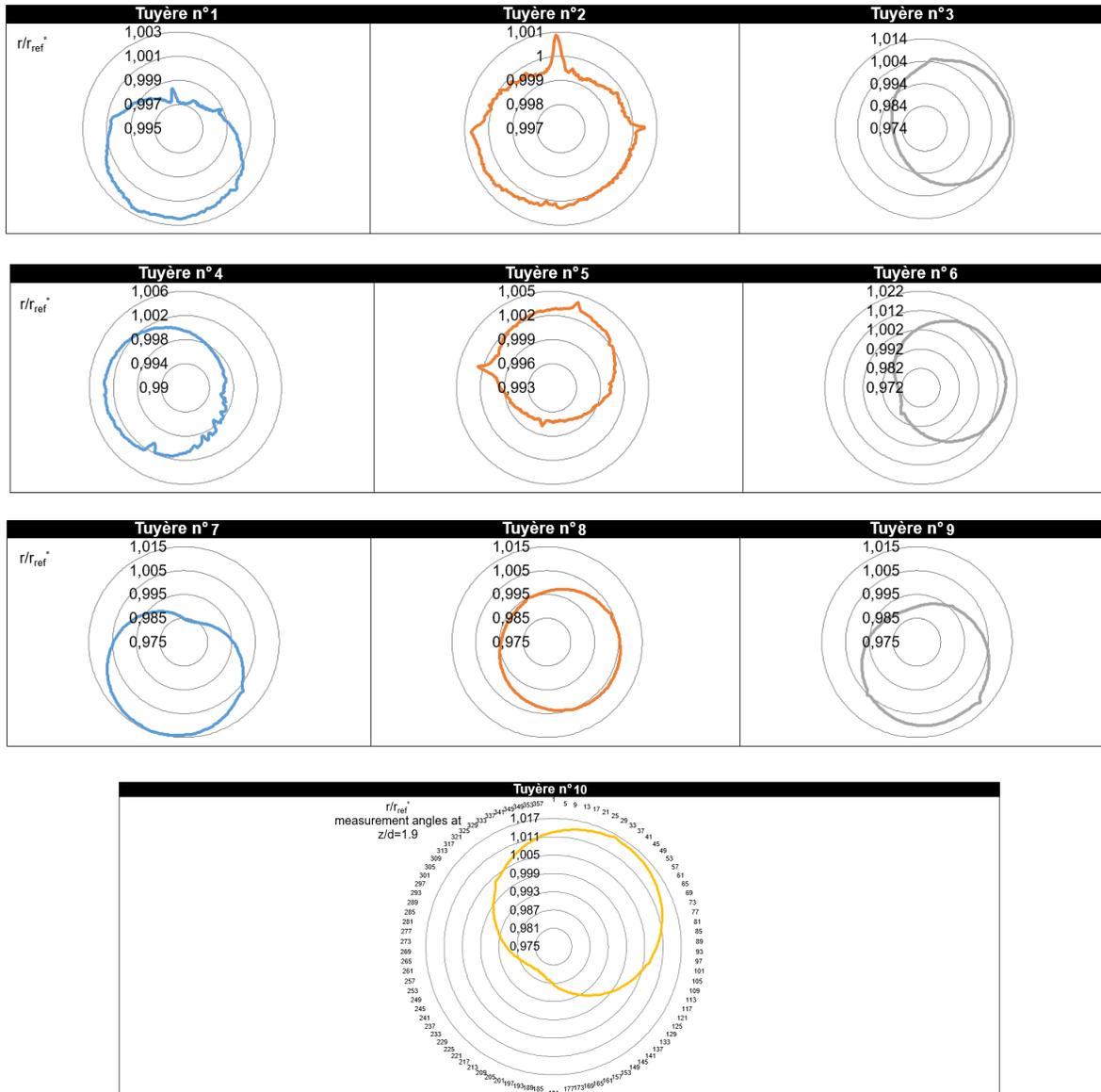


FIGURE F.5 – Tuyère de diamètre proche de 7,5 mm et tuyères additionnelles, mesure d'état de surface et courbure avec des informations dimensionnelles.

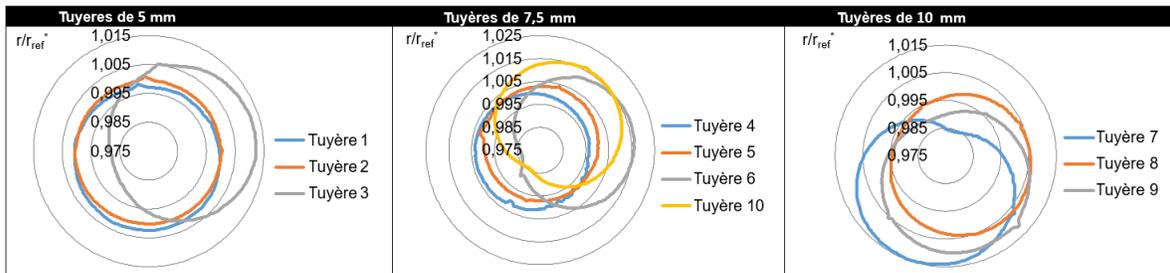
F.2 Représentation polaire

Représentation polaire des circularités pour chaque pièce en $z/d=1,9$ (la partie cylindrique est entre $z/d=1$ et $z/d=2$). Pour chaque pièce, r correspond au rayon mesuré certifié par Hexagon™ et r_{ref}^* correspond au rayon idéal d'usinage.



F.3 Représentation polaire combinées

Représentation polaire des circularités combinées pour chaque diamètre équivalent en $z/d=1,9$ (la partie cylindrique est entre $z/d=1$ et $z/d=2$). Pour chaque pièce, r correspond au rayon mesuré certifié par Hexagon™ et r_{ref}^* correspond au rayon idéal d'usinage.



Annexe G

Modélisation de la zone de transition sous la forme d'une fonction logistique

À partir de recherches sur des tuyères usinées avec une très grande précision, Ishibashi & Takamoto (en 2000, 2015 et 2016) proposent une autre courbe d'évolution du C_d [66, 69, 70]. Cette redéfinition est issue des essais effectués sur des géométries toroïdales. Les procédés de fabrication de haute précision utilisés sont malheureusement pas utilisables pour usiner des tuyères cylindriques. L'excellent état de surface des convergents obtenus ($Ra \leq 0,04 \mu m$) est atteint par un polissage très long. Un jeu de cinq tuyères de 6,7 mm, quatre de 9,5 mm, huit de 13,4 mm et huit de 18,9 mm a été étudié. Ils indiquent que l'erreur est inférieure à $\pm 1 \mu m$ près du col. L'erreur est relativement plus importante près du plan d'entrée en raison de l'angle d'attaque de la sonde de mesure de même que dans le diffuseur. Cependant ils trouvent que le contour à l'aval du col (dans le diffuseur à $0,1 \cdot d$ en aval du col) n'a aucune influence sur le C_d . L'erreur sur la circularité du diamètre du col est inférieure à $1 \mu m$. On ne peut maintenant que souhaiter un étalonnage de ces tuyères par plusieurs laboratoires internationaux.

À partir de ces données, Ishibashi & Takamoto proposent une équation modèle basée sur la fonction logistique standard généralisée $s(x) = 1/(1+e^{-\alpha x})$ avec α un réel positif qui s'écrit comme

$$C_d = \left(a - \frac{b}{Re_d^{-n}} \right) - \frac{c - \frac{d}{Re_d^{-n}}}{1 + \exp\left(\xi - \frac{Re_d}{f}\right)}. \quad (G.1)$$

L'Équation G.1 peut être modifiée en ajustant entre 4 et jusqu'à 8 constantes. La Table G.1 donne des exemples de valeurs. Cette courbe s'adapte à tous les types de précision de tuyère tend qu'elles suivent les recommandations de la norme, elle peut être appliquée aux géométries de tuyères cylindriques en modifiant ces constantes.

Dans l'Équation G.1, le premier terme $\left(a - \frac{b}{Re_d^{-n}} \right)$ et l'Équation 1.2 sont similaires pour le régime laminaire, les constantes a et b peuvent donc être définies simplement par un étalonnage ordinaire (cf. Table 1.1). Ishibashi précise que ce premier terme est identique dans le cas de la géométrie cylindrique, mais à condition de remplacer la puissance $n = 0,5$ par $n = 0,2$. Le second terme représente la différence entre les courbes des régimes turbulent et

Coef.	définition	Tuyère toroïdale originelle 2000 ¹ (Re_d de $2,1 \times 10^4$ à $3,2 \times 10^7$)	Tuyère toroïdale ressentie 2019 ² (Re_d de $2,1 \times 10^4$ à $3,2 \times 10^7$)	Tuyère cylindrique originelle 2000 ³ (Re_d de $3,5 \times 10^5$ à $1,1 \times 10^7$)	Tuyère cylindrique ressentie 2019 ⁴ (Re_d de $3,5 \times 10^5$ à $1,1 \times 10^7$)	Tuyère cylindrique adapté pour Cesame 2019 (Re_d de $1,2 \times 10^5$ à 8×10^6)
a	position de la courbe laminaire	0,9985	0,9990	0,9976	0,9969	1
b	pente de la courbe laminaire	3,412	3,415	0,1388	5,163	6,3404939 ⁵
c	Abaisse la courbe depuis la courbe laminaire	0,00255	0,0031	0	0,0048	0,009 pour l'air 0,008 pour GN
d	forme de la courbe	0,692	0,690	0	2,072	3
ζ	pente de la courbe de transition	19,3	7	0	100	6
f	position de la transition de la couche limite	7000	212000	1	12500	170000
n	puissance sur le Re_d	0,5	0,5	0,2	0,5	0,5

TABLE G.1 – Coefficients proposés par différents auteurs pour le calcul de la courbe basée sur l'Équation G.1.

laminaire. Ces constantes sont facilement définies par itération. Pour un col cylindrique, le premier jeu de coefficients (Tuyère cylindrique originelle dans la Table G.1) permet de retrouver l'équation de la courbe proposée par la norme. Ces coefficients ont récemment été réajustés par Ishibashi à partir des résultats expérimentaux de Vulovic (1997) dans la perspective d'améliorer la norme (Tuyère cylindrique ressentie dans la Table G.1) [162].

Ishibashi explique la méthode itérative afin d'ajustement des paramètres à partir des trois régimes d'écoulement. Sur la base des résultats obtenus avec des tuyères usinées avec une haute précision, Ishibashi propose une transition qui se traduit par une brève diminution du coefficient C_d sur un intervalle réduit de Re_d [66]. Pourtant, les coefficients

1. Ishibashi & Takamoto 2000 [66] et Ishibashi 2016 [70].
2. ISO/TC 30/SC 2/WG 2019 : Ishibashi.
3. Ishibashi & Takamoto 2000 [66] et Ishibashi 2016 [70].
4. ISO/TC 30/SC 2/WG 2019 : Ishibashi à partir de Vulovic en 1997 [162].
5. β_{lam} dans la Table 1.5 [102].

pour les Tuyère cylindrique ressentie dans la Table G.1 donne une transition brutale avec un saut de 0,1 % à un Re_d de $1,2 \times 10^6$.

En s'appuyant sur les valeurs disponibles dans la littérature, il est possible d'estimer un autre jeu de paramètres à partir des considérations de la Table 1.1. Les propositions des valeurs pour a et b et montrent qu'en régime laminaire, le comportement peut être défini comme une fonction unique [75, 98, 156]. Dans cette région n est généralement égal à 0,5. Pour le régime turbulent, l'évaluation de la courbe dépend du diamètre de la tuyère [97]. Le diamètre étant possiblement modifié par la rugosité ou des écarts de forme. Les coefficients c et d permettent d'ajuster la courbe en régime turbulent. Enfin, la jonction des régimes laminaire et turbulent correspond à la transition [119]. Ainsi, ξ et f doivent être estimés à partir des données expérimentales. Récemment, dans une tentative de révision de la norme et pour faciliter son utilisation, Ishibashi ajoute trois paramètres g , c_{adj} , et d_{adj} , avec $c = g \times c_{adj}$ et $d = g \times d_{adj}$. Le paramètre g est sensé faciliter l'ajustement de la courbe. À partir de tous ces résultats on peut proposer un autre jeu de paramètre dont la synthèse se trouve dans la dernière colonne de la Table G.1. Les coefficients sont issus des courbes d'étalonnage et des comparaisons de deux tuyères de Cesame. Cela témoigne encore de la grande variabilité possible des jeux de coefficients qui peuvent être adaptés aux différents type de tuyères.

En résumé, cette expression dépend fortement des coefficients a et b , leur modification même légère bouleverse complètement les autres paramètres, sans liens clairs entre eux et avec une grande variété de possibilités. La Table G.1 en témoigne en présentant les coefficients proposés pour les tuyères originelles au regard des coefficients obtenus avec les tuyères plus récentes. L'action sur chaque paramètre, par l'utilisateur et de façon itérative constitue un biais arbitraire. Enfin, le caractère ajustable des coefficients, sans rapport évident avec la physique est un obstacle à la généralisation de cette expression pour un usage industriel. Néanmoins, cette formulation pourrait être utilisée comme une courbe d'interpolation entre les points expérimentaux, sous réserve de disposer de suffisamment de point d'étalonnage dans de la gamme de Re_d considérée.

Annexe H

Le rapport de pression critique (CBPR)

En aval du col, après le passage de l'écoulement supersonique vers l'écoulement subsonique, la vitesse d'écoulement diminue avec l'expansion du jet. Le diffuseur joue le rôle du système de récupération de pression et sa présence permet aux CFVN l'équilibre avec un rapport de contre-pression élevé. Cependant, des recherches antérieures ont rapporté que l'effet de récupération de pression du diffuseur diminue significativement dans certaines CFVN, le phénomène est référencé avec l'acronyme PUP (Premature Unchoking Phenomenon) ou DPI (Diffuser Performance Inversion) qui traduit un effet de désamorçage précoce [24, 28, 29, 31, ?]. Lorsque cela se produit, une diminution précoce du C_d peut être observée pour une certaine plage de rapport de pression (cf. Figure H.2). De nombreuses études ont été menées sur la relation entre la forme du diffuseur, longueur et angle, avec ce phénomène. Cater et collab., en 2013 et 2015, montrent expérimentalement que le rapport critique de différentes tuyères disposant d'un diffuseur d'au moins 10 fois le diamètre du col était là encore efficace pour supprimer le phénomène ($Re_d > 14000$) [32]. Park et collab., en 2001, concluent par des résultats expérimentaux que l'effet du diffuseur reste faible pour un angle de diffuseur se situait entre 2° et 6° [115]. Asano et collab., en 2015, affirment que l'angle du diffuseur devient optimal avec un angle d'environ $3,5^\circ$, mais leurs conclusions sont contradictoires [13]. Ils montrent qu'une marche, entraînant une diminution brusque du diamètre dans le diffuseur, permet la bonne récupération de la pression même avec des Re_d faibles. Von Lavante et collab., en 2000 et 2016, indiquent, à partir d'expériences et de calculs numériques, que les fluctuations de pression dues au choc oscillant dans le diffuseur conduisent à une rupture de criticité [159, 161]. La présence d'une marche, entraînant l'augmentation brusque du diamètre immédiatement après le col permet de supprimer la variation du débit massique au cours du temps. Cater et collab., en 2015 vérifient que le CBPR des tuyères ayant un diamètre au col de 1,6 mm et une longueur de diffuseur de $5,3 \cdot d$, est considérablement augmenté par une marche augmentant le diamètre après le col, lorsque le Re_d est d'environ $2,0 \times 10^5$. Enfin, Takegawa et collab., en 2019, avec des résultats expérimentaux pour les faibles Re_d (inférieures à 5×10^5), confirment qu'une marche, visant à diminuer le diamètre, dans le diffuseur après le col, peut constituer une nouvelle alternative contre l'effet de désamorçage précoce [151]. L'auteur ne risque toutefois pas à donner une hauteur optimale de marche.



FIGURE H.1 – Photographie annotée du montage pour la mesure du ratio de pression critique au niveau de l'indice n° 13 sur le schéma de la Figure 2.13 de l'installation haute pression de Cesame.

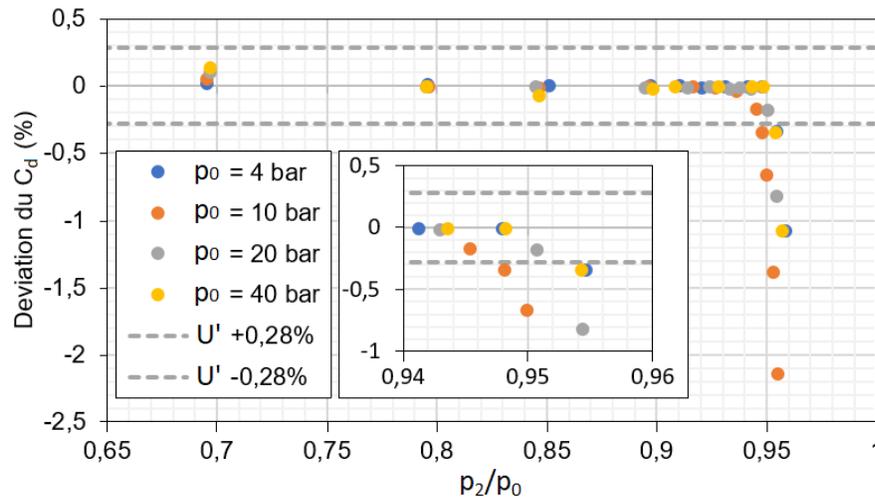


FIGURE H.2 – Représentation graphique du rapport de pression pour la Tuyère Cesame C (cf. Tables H.1 et 3.1).

Le rapport de pression critique (CBPR : Critical Back Pressure Ratio), détaillé dans la norme ISO 9300 (2005), correspond au rapport de pression (p_2/p_0) nécessaire pour satisfaire les conditions critiques (soniques) d'amorçage au niveau du col ($p_0 > p$, $p = p_{aval} = p_{atm}$ en début de test). Ceci correspond essentiellement à une vitesse sonique de l'écoulement (Mach = 1). Dans la base de données de Cesame, ce rapport a été établi expérimentalement en imposant une pression constante à l'amont de la tuyère et en contrôlant la pression l'aval p_2 . En augmentant le rapport p_2/p_0 , le C_d reste constant lorsque la tuyère se situe dans la gamme des conditions critiques au col (tuyère amorcée). Lorsqu'une diminution notable du C_d est constatée, il est admis que la tuyère n'est plus dans ces conditions de criticité. Chez Cesame, ce rapport de pression critique, est défini lorsque la diminution du C_d devient supérieure à l'incertitude de l'installation d'essai. La valeur obtenue est ensuite comparée à celle préconisée par la norme. Des exemples d'estimation de ce rapport de pression sont disponible en suivant.

L'installation pour la détermination du rapport de pression critique est représentée sur la photographie annotée de la Figure H.1. La tuyère est prise entre les deux manchettes en orange. C'est la pression en aval p_2 de la tuyère qui témoigne du régime d'amorçage de la tuyère. En rappel, ces vérifications de rapport critique ont été effectuées pour savoir si les conditions de travail des installations, dont le rapport de pression critique de travail fixées à 87 % de la

p_2/p_0	Tuyères	C	D	E	3	5	10	7	8
	p_0 (bar)	4, 10, 20 et 40	20	20	4, 15 et 35	4, 10 et 20	4, 10 et 20	4, 6 et 8	4, 10, 20 et 35
	Méthode 1	0,9	0,9	0,9	0,895	0,895	0,9	0,895	0,895
	Méthode 2	0,946	0,933	0,94	0,897	0,9011	0,927	0,9076	0,9091
	Final retenue	0,94	0,93	0,94	0,89	0,9	0,925	0,9	0,9

TABLE H.1 – Évaluation des CBPR pour plusieurs tuyères (cf. Tables 2.1 et 3.1).

pression totale en amont des tuyères est suffisante pour maintenir l'état critique au col. Les résultats sont présentés dans la Table H.1 à partir du graphique de la Figure H.2 pour la Tuyère Cesame C (cf. Table 3.1). Pour chaque palier de pression en amont, les mesures expérimentales sont adimensionnées par la moyenne des C_d relevés dans l'état critique. L'incertitude étendue associée à ce type d'essais est représentée par les lignes pointillées grises et correspondent à 0,28 % de différence. Les points qui sortent de cet écart peuvent être considérés comme appartenant au régime de décrochage de la tuyère. L'estimation de criticité maximale se trouve alors à l'intersection des points expérimentaux avec la ligne pointillée d'incertitude. Un rapprochement est effectué sur la zone d'intérêt où les points expérimentaux interceptent la ligne d'incertitude. Les estimations précises des rapports de pression critique sont effectuées, selon deux méthodes dans la Table H.1. La première détermine ce rapport avec la méthode décrite dans la norme et la seconde par l'intersection des courbes de tendances linaires des deux régimes caractéristiques (critique et décroché). Une restriction est imposée sur les estimations avec une marge de 1 à 2 % par sécurité. Il est possible de constater, que cette condition est totalement satisfaite expérimentalement, le rapport de pression critique étant toujours supérieur à 89 % de la pression totale p_0 en amont des tuyères. Comme décrit par Peignelin, les tuyères disposant d'un diffuseur plus long de $16,4 \cdot d$ affichent un rapport de pression critique plus élevé que celles avec un diffuseur de $7 \cdot d$ en raison d'une meilleure récupération des pressions avales [118]. Il est également possible de remarquer que ce rapport n'est pas influencé par la pression totale d'étalonnage en amont des tuyères. Pour finir, il n'est pas possible de mettre en évidence avec ces tests un quelconque phénomène de désamorçage précoce de l'écoulement dans la gamme des incertitudes des mesures réalisées.

Annexe I

Points expérimentaux

Points expérimentaux, de l'évolution du mesurand $A \cdot C_d$ en fonction des nombres de Reynolds Re_d (des graphiques des Figures 3.1 à 3.4), pour chacune des tuyères usinées, obtenu avec la méthode pVT,t. Les certificats d'étalonnages (CIPM-MRA) associés à ces points expérimentaux sont consultables chez Cesame.

Tuyère n°1			Tuyère n°2			Tuyère n°3		
Re _d	AC _d	U'(AC _d)	Re _d	AC _d	U'(AC _d)	Re _d	AC _d	U'(AC _d)
3914243,7	19,264907	0,0192649	3941823,2	19,213933	0,0192139	3929289,3	19,22218	0,01922218
2598813,9	19,27296	0,019273	2595218,6	19,210463	0,0192105	2605887,5	19,215653	0,01921565
1927024,7	19,26664	0,0192666	1920990,8	19,21976	0,0192198	1930157,7	19,21841	0,01921841
1290382,7	19,26511	0,0192651	1279979,9	19,213867	0,0192139	1294894,9	19,212817	0,01921282
1139720,5	19,27123	0,0192712	961047,47	19,21252	0,0192125	965516,62	19,21292	0,01921292
951312,98	19,27119	0,0192712	648757,34	19,221773	0,0192218	648834,11	19,222613	0,01922261
646901,88	19,28167	0,0192817	574036,53	19,24034	0,0192403	584097,08	19,23735	0,01923735
576492,36	19,28626	0,0192863	514230,43	19,264423	0,0192644	519047,22	19,27208	0,01927208
512535,42	19,297643	0,0192976	482555,6	19,28194	0,0192819	455142,89	19,33196	0,01933196
447369,96	19,31095	0,019311	445266,93	19,31408	0,0193141	418081,09	19,36692	0,0230474
382297,67	19,32933	0,0233765	416258,41	19,32041	0,0208913	322416,53	19,36175	0,02773449
350544,05	19,33567	0,0254235	389298,28	19,329503	0,0229683	266818,22	19,35154	0,03162458
289533,19	19,32983	0,0275536	322808,15	19,32739	0,0275232	225665,09	19,30409	0,03431321
255261,05	19,30939	0,0321586	259574,07	19,29985	0,0319403	194632,03	19,287275	0,03659995
192764,71	19,26928	0,0364659	227320,43	19,28175	0,0340938			
161228,54	19,233763	0,0386219	194163,64	19,250906	0,0364183			
			162088,27	19,220723	0,0385136			

Tuyère n°4			Tuyère n°5			Tuyère n°6			Tuyère n°10		
Re _d	AC _d	U'(AC _d)	Re _d	AC _d	U'(AC _d)	Re _d	AC _d	U'(AC _d)	Re _d	AC _d	U'(AC _d)
5832527,7	43,466513	0,04346651	5847859	43,15671	0,04315671	5782844,8	43,219763	0,04321976	5842992,8	43,554727	0,0435547
3877155,7	43,443368	0,04344337	3879436,9	43,1578	0,0431578	3842316,6	43,215117	0,04321512	3877660,2	43,549625	0,0435496
2878333,4	43,4128	0,0434128	2856412,9	43,16007	0,04316007	2869969,6	43,22784	0,04322784	2890357,2	43,57126	0,0435713
1913731,1	43,38924	0,04338924	1920718,2	43,159297	0,0431593	1915733,2	43,22725	0,04322725	1933570,5	43,563887	0,0435639
1430212	43,38289	0,04338289	1419826,2	43,17592	0,04317592	1466315,4	43,22104	0,04322104	965570,68	43,575577	0,0435756
1243316,7	43,3831	0,0433831	959800,43	43,206623	0,04320662	940832,33	43,23175	0,04323175	575573,17	43,574026	0,0520186
963403,82	43,397967	0,04339797	761535,68	43,247203	0,0432472	859259,28	43,23102	0,04323102	532385,67	43,58384	0,0566326
860310,79	43,41619	0,04341619	576342,27	43,297707	0,05182526	764840,32	43,22755	0,04322755	482876,7	43,699108	0,0623824
768577,99	43,4395	0,0434395	481473,61	43,34029	0,06185671	720588,71	43,23776	0,04323776	386472,24	43,674435	0,0725615
715719,31	43,47058	0,04347058	386110,38	43,352763	0,07204641	662575,11	43,24198	0,04324198	290921,12	43,633823	0,0824768
673697,82	43,50018	0,04350018	335327,42	43,365457	0,07717347	570678,12	43,25613	0,05181581	241510,27	43,590408	0,0875501
576380,51	43,51518	0,05208219	288926,09	43,313366	0,08202787	526000,67	43,27465	0,05647281			
527568,03	43,52394	0,05699081	241757,55	43,256117	0,08690302	478718,73	43,29945	0,0616908			
480269,7	43,5188	0,06204388				430977,6	43,325743	0,06683628			
435353,88	43,49872	0,06672812				378821,37	43,37999	0,07233761			
385972,37	43,47094	0,07187142				338560,17	43,41412	0,07695661			
333941,79	43,42948	0,07732788				286805,92	43,44827	0,08241631			
289416,16	43,375527	0,08196503				263773,01	43,42404	0,08484078			
243648,67	43,297927	0,0866541				249220,23	43,40653	0,08638937			
						244265,72	43,392567	0,08679296			

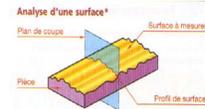
Tuyère n°7			Tuyère n°8			Tuyère n°9		
Re _d	AC _d	U'(AC _d)	Re _d	AC _d	U'(AC _d)	Re _d	AC _d	U'(AC _d)
7783236,9	77,565653	0,07756565	259624,1	77,302086	0,164289	255404,24	77,148183	0,1647001
5147918,2	77,551713	0,07755171	389681,85	77,47045	0,1465192	321585,84	77,46816	0,1561837
3844221,5	77,584557	0,07758456	447521,78	77,50153	0,1380667	386392,45	77,512923	0,147027
2562035,3	77,556043	0,07755604	516451,93	77,40746	0,1283401	513047,8	77,490333	0,1295066
1269618,2	77,620544	0,07762054	645548,74	77,40759	0,1104366	643843,66	77,36413	0,1105969
1136932,5	77,66502	0,07766502	773459,75	77,42935	0,0926251	772847,59	77,293767	0,0922708
1017694,1	77,668273	0,07766827	1032142,2	77,42643	0,0774264	896310,73	77,25644	0,0772564
893625,44	77,66259	0,07766259	1300201,4	77,395263	0,0773953	1030544,1	77,25028	0,0772503
810290,95	77,66442	0,08415996	1936414,2	77,35256	0,0773526	1280544,7	77,279407	0,0772794
766134,95	77,62981	0,09248201	2557151,8	77,347	0,077347	1931987,7	77,301765	0,0773018
711833,71	77,91724	0,10003791	3856475,4	77,332767	0,0773328	2562330,3	77,329023	0,077329
641140,04	77,910888	0,11104423	5245644,1	77,291943	0,0772919	3858221,6	77,34249	0,0773425
576555,33	77,89358	0,11936365	7893705,2	77,301273	0,0773013	5173642,5	77,345137	0,0773451
511264,8	77,83435	0,12922469				7838264,8	77,347237	0,0773472
454393,29	77,81823	0,13705347						
384114,89	77,711425	0,14739444						
320860,39	77,644424	0,1553921						
286006	77,56479	0,16037257						
252061,94	77,418963	0,16483326						

Annexe J

Information complémentaire à propos de l'état de surface

En accord avec la Figure D.2, la Figure J.1 apporte des précisions sur l'état de surface et les moyens d'usinage avec leurs gammes de faisabilités. Les tuyères usinées ont été obtenue par tournage. La Figure J.2 propose une conversion possible de Ra à Rz et inversement (DIN 4768-1). Pour les surfaces usinées, l'abaque ci-dessous permet de convertir la rugosité moyenne arithmétique Ra en hauteur moyenne de rugosités Rz et vice versa, ceci en tenant compte de la bande de dispersion et d'une sécurité suffisante. Les classes d'état de surfaces N1–N12 sont indiquées avec l'échelle principale de Ra correspondante.

1- Analyse de la surface



- Défauts de 1er ordre : écarts de forme
- Défauts de 2ème ordre : ondulation (ligne enveloppe supérieure)
- Défauts micro géométriques : caractérisent la rugosité de la surface (3ème ordre : stries et sillons ; 4ème ordre : arrachements, fentes...)

2- Les paramètres de la rugosité

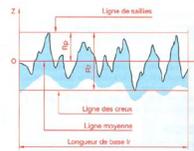
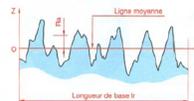
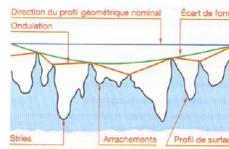
Rugosité R_z : Hauteur maximal du profil

Distance entre la ligne des saillies et la ligne des creux

Rugosité R_a : Écart moyen arithmétique du profil.

Correspond à la moyenne des valeurs absolues des écarts entre le profil et une ligne moyenne de ce profil.

Remarque : valeurs exprimées en μm



Procédé d'obtention	Rugosité moyenne Arithmétique : R_a												
	50	25	12,5	6,3	3,2	1,6	0,8	0,4	0,2	0,1	0,05	0,025	
Moulage en sable													
Moulage en cire perdue													
Moulage en moule métallique													
Moulage sous pression													
Matricage à chaud													
Fraisage carbure													
Tournage ébauche													
Tournage finition													
Tournage outil diamant carbure													
Percage au foret													
Alésage à l'outil													
Alésage à l'alésoir													
Alésage outil diamant carbure													
Brochage													
Rectification de production													
Rectification de précision													
Rodage au rodoir													
Poissage mécanique													
Superfinition													
Galetage													

Remarque : Toute surface élaborée avec enlèvement de copeaux présente une structure typique marquée par l'avance d'arête et la géométrie d'arête.

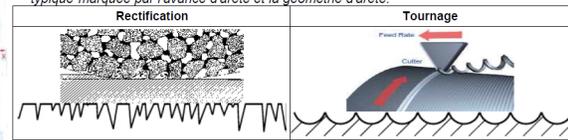


FIGURE J.1 – Précisions sur à l'état de surface (à gauche) et moyens d'usinage comparés à leurs gammes respectives des faisabilités d'état de surface en R_a (à droite).

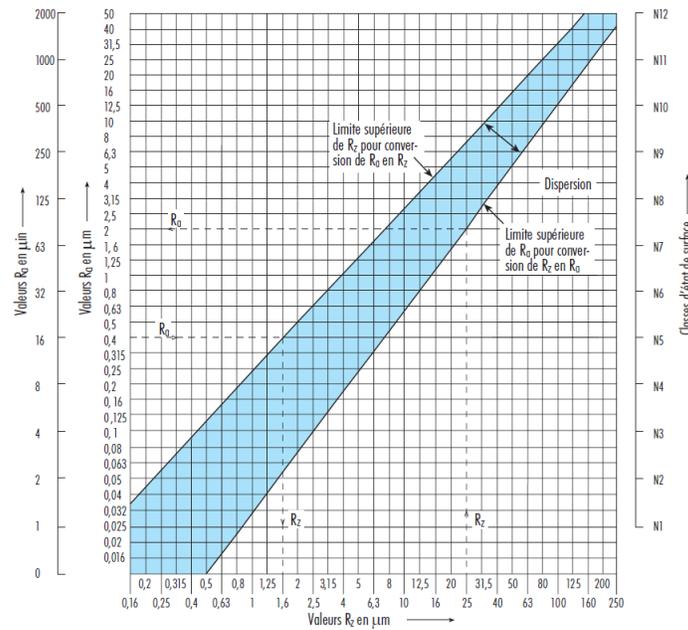


FIGURE J.2 – Conversion possible de R_a à R_z et inversement (DIN 4768-1).

Annexe K

Points expérimentaux à basse pression de la méthode pVT,t

Les étalonnages pVT,t de ce paragraphe ne sont pas présentables dans le corps de ce manuscrit en raison des incertitudes trop grandes qui découlent d'une possible fuite de vanne (V2 dans la Figure 2.10) à basse pression. La pression en amont de la vanne (V2 dans la Figure 2.11) n'est généralement plus suffisante pour assurer la fermeture complète pour les très bas débits. Cela se manifeste essentiellement pour les plus petits diamètres. Néanmoins, il a fallu de l'énergie et du temps pour obtenir ces points. La Figure K.1 complète le graphique de la Figure 3.5 en représentant tous les étalonnages expérimentaux à basses pressions du régime d'écoulement laminaire. Les points d'étalonnages sont disponibles dans l'Annexe I.

La Figure K.1 montre l'évolution des C_d en fonction des Re_d . Les données dans les tons froids concernent l'étalonnage pVT,t; les tons chauds sont utilisés pour l'étalonnage de la PTB. Toutes les courbes obtenues avec la méthode pVT,t sont représentées pour des nombres de Reynolds dans le régime laminaire, jusqu'aux valeurs de C_d maximales, avant la chute caractéristique du C_d lors de la transition. Les barres d'incertitudes n'ont pas été ajoutées pour tous les points expérimentaux pour ne pas surcharger le graphique. Dans le groupe de points les barres incertitudes sont équivalentes à celle de la Tuyère n°10 en violet. Les deux technologies montrent un décalage global des points d'étalonnage qui est liée à l'augmentation du diamètre. La symbolique est la même que décrite précédemment. Les données pour les Tuyères n°1, n°2 et n°3 se situent dans une plage inférieure à 0,1 % de la valeur du C_d de référence. Les données pour les Tuyère n°4, n°5, n°6 et n°10 sont-elles à 0,2 % et les Tuyères n°7, n°8 et n°9 se situent dans une plage encore inférieure de 0,3 %. Les Tuyères n°5 et n°6 (entre $2,5 \times 10^5$ et jusqu'à $3,5 \times 10^5$) coïncident exactement avec la courbe de la "Tuyère Cesame B" jusqu'à leur valeur maximale.

Dans cette gamme de basses pressions, il apparait de façon intrigante deux courbes d'étalonnages dans le régime laminaire. Cela a déjà été observé dans la base de données du laboratoire et ce reproduit à l'occasion de l'étalonnage de la Tuyère n°10 à ces pressions inférieures. Aucune explication n'a encore pu être apportées à cette manifestation. Même avec un nombre supplémentaire de points expérimentaux, la reproductibilité n'est pas réalisable : deux

groupes de points de mesures sont possibles. Chacun en dehors de l'incertitude locale de l'autre. C'est la courbe laminaire haute qui est représentée dans La Figure K.1 mais une courbe de 0,2% plus basse existe également. Cette disparité pourrait être la manifestation d'un effet de la longueur du divergent à ces paliers de pressions plus bas. À la lumière des récentes mesures, effectuées sur l'installation secondaire, cette partie de la courbe, à des Re_d de $4,5 \times 10^5$, doit être considérée avec prudence en raison du manque de fiabilité des incertitudes de la méthode pVT,t dans cette plage basse de débit.

Le graphique montre les courbes théoriques estimées par Guemana et Mickan (cf. Section 1.2) définies pour ces Re_d qui encadrent globalement les courbes. En termes de débits, l'augmentation du diamètre tend à déplacer les courbes d'étalonnage vers des Re_d légèrement supérieurs. Les courbes d'étalonnage sont inférieures de 0,4 % aux courbes de la norme de référence. Cela souligne la perte de matière relative à la mauvaise étanchéité de la vanne à basse pression. Pour le régime laminaire, l'état de surface, la forme et le diamètre des tuyères ont un effet relativement faible sur les performances. La courbe empirique proposées par Guemana affiche le même écart à basse pression que la méthode primaire de Cesame.

Enfin, la courbe donnée par la Wendt & Von Lavante en 2000, est également visible sur la Figure K.1, sous l'influence du travail effectuer à basse pression avec les tuyères toroïdales de gamme d'état de surface équivalentes (Photographie en Annexe F) [166]. Ces tuyères ont des diamètres similaires aux tuyères usinées. La différence du rayon de courbe au niveau du convergent et l'absence de partie cylindrique expliquent principalement l'écart d'environ 0,8 % supérieur de cette courbe. Les deux modèles de géométrie n'offrent pas de correspondance or mis la tendance de croissance du C_d du régime laminaire qui reste équivalente.

Annexe L

Visualisation de la courbe proposée tenant compte de l'effet de l'état de surface rugueux agissant sur la partie turbulente

La Figure 3.9 montre l'évolution de la courbe proposée pour tenir compte d'influence de l'état de surface dans le régime turbulent avec la Tuyère n°7 en exemple. La Figure L.1 montre cette évaluation pour les autres diamètres du groupe des tuyères usinés. Ces représentations sont obtenues à l'aide des données de la Table 3.11, de l'Annexe I et de la Table L.1. Ces données permettent de retrouver les points expérimentaux dans le régime turbulent avec la procédure décrite dans la Section 3.3.2. La Figure L.2 étend encore l'évaluation avec des valeurs des coefficients k_u et Re_{tr} modifiés qui sont donnés dans les encadrés directement sur les graphiques. Ces coefficients modifiés sont référencés dans la Table L.1 pour toutes les tuyères. Cela correspond à des propositions empiriques qui modifient les coefficients proposés dans la Section 1.5.1 pour mieux estimer les courbes expérimentales.

n° de Tuyère	k_u	Re_{tr}
1	4,5	400000
2	9	450000
3	10	450000
4	7	600000
5	3	400000
6	4	300000
7	5	600000
8	5	350000
9	6	450000

TABLE L.1 – Proposition de modification de k_u et Re_{tr} pour chaque pièce du groupe des tuyères usinées afin de mieux approcher les courbes expérimentales.

ANNEXE L. VISUALISATION DE LA COURBE PROPOSÉE TENANT COMPTE DE L'EFFET DE L'ÉTAT DE SURFACE RUGUEUX AGISSANT SUR LA PARTIE TURBULENTE

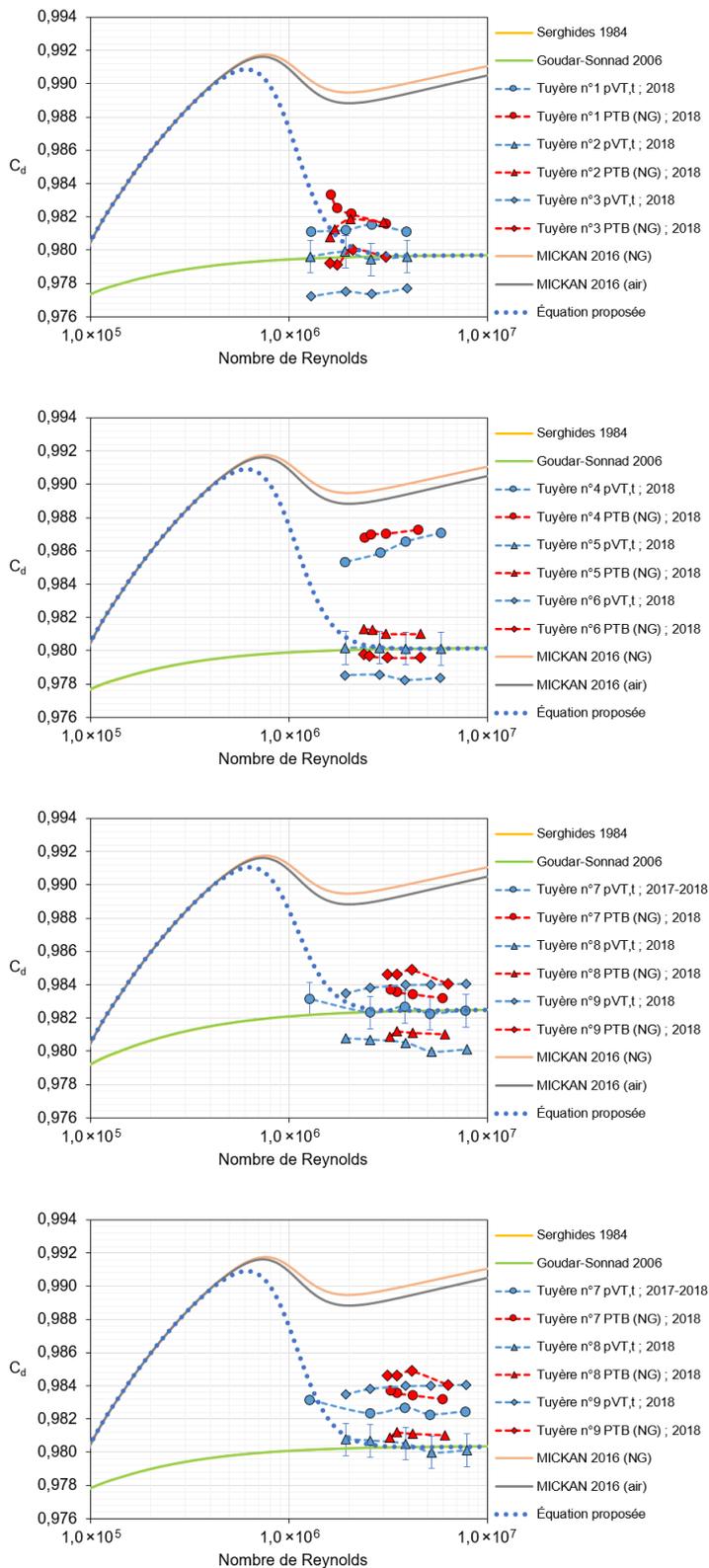


FIGURE L.1 – Évaluation pour les autres diamètres du groupe des tuyères usinées d’après la Figure 3.9.

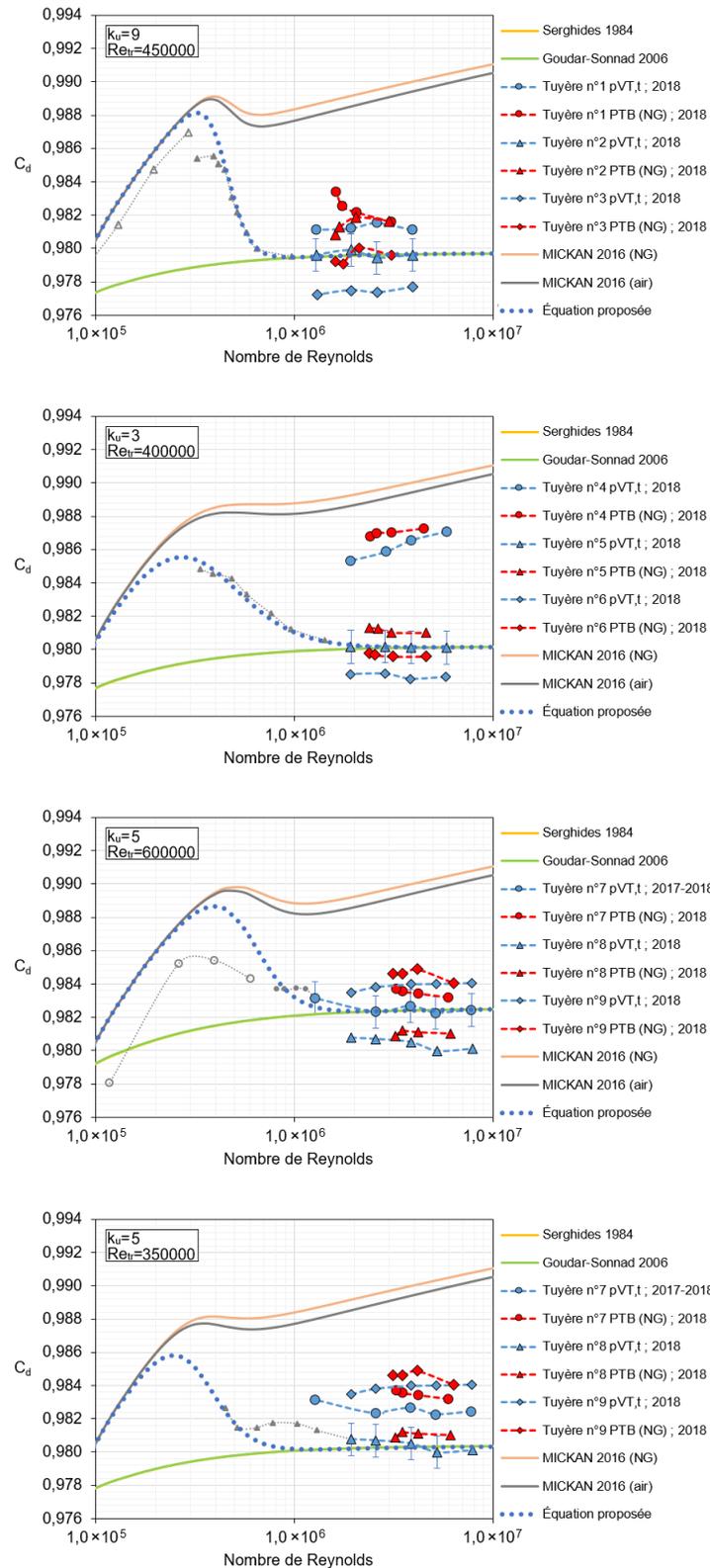


FIGURE L.2 – Évaluation pour les autres diamètres du groupe des tuyères usinées d'après la Figure 3.9 en modifiant les paramètres proposés dans la Section 1.5.1. Les petites courbes en pointillé grises correspondent aux données confondues d'étalonnages respectives des Tuyères n°2, n°5, n°7 et n°8 hors du régime rugueux.

Annexe M

Marche en ω_1

La Figure M.1 présente, pour cinq des tuyères du groupe, la marche de raccord possible, en hauteur, entre le convergent et la partie cylindrique. Ce sont ces pièces qui présentent le plus de variations au niveau de la marche de raccord entre les deux parties (ω_1). Cette variation n'est pas constante suivant l'angle de la génératrice observée. Elle est maximale pour la Tuyère n°1 à un angle de mesure correspondant à 45° est changeante si l'on considère ou non l'irrégularité de la Tuyère n°3 à 225°. La valeur minimale donnée par la norme est indiquée en pointiller noir (norme, section : 6.1.3 [1]). Cette valeur augmente avec les tuyères de plus gros diamètre. Justement deux pièces de diamètre supérieur sont également indiquées sur la Figure M.1 avec les Tuyères n°5 et n°9, qui restent largement en dessous les recommandations maximales de la norme. Leurs variations dimensionnelles ne dépassent pas 0,01 mm. Les effets de cette marche sur le C_d , est plus important pour les pièces de plus petit diamètre. En conséquence, il pourrait être envisagé que les déviations dimensionnelles supérieures à 0,01 mm aient une plus grande importance sur les courbes de C_d . Alors, la valeur donnée par la norme (norme, section : 7.1.3 [1]) pourrait être dimensionnelle, soit égale à 0,01 mm au lieu de dépendre du diamètre. Cette valeur pouvant jouer le rôle d'un filtre de profil qui sépare les composantes de rugosité des composantes d'ondulation (ISO 11562).

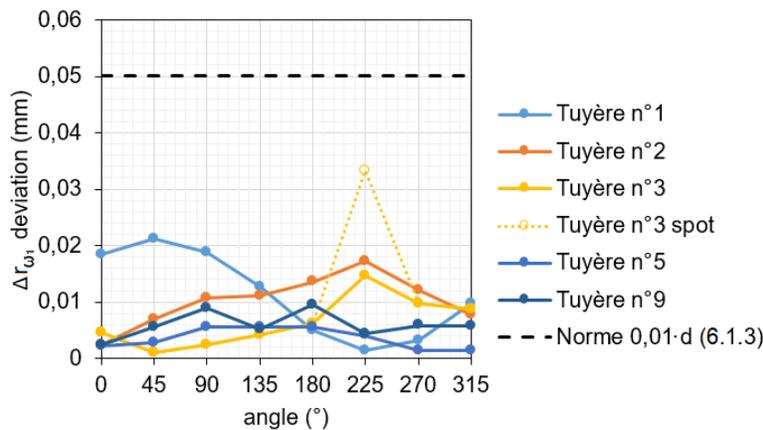


FIGURE M.1 – Marche de raccord possible, en hauteur, entre le convergent et la partie cylindrique pour cinq des pièces du groupe des tuyères usinées, qui représente tous les diamètres testés.

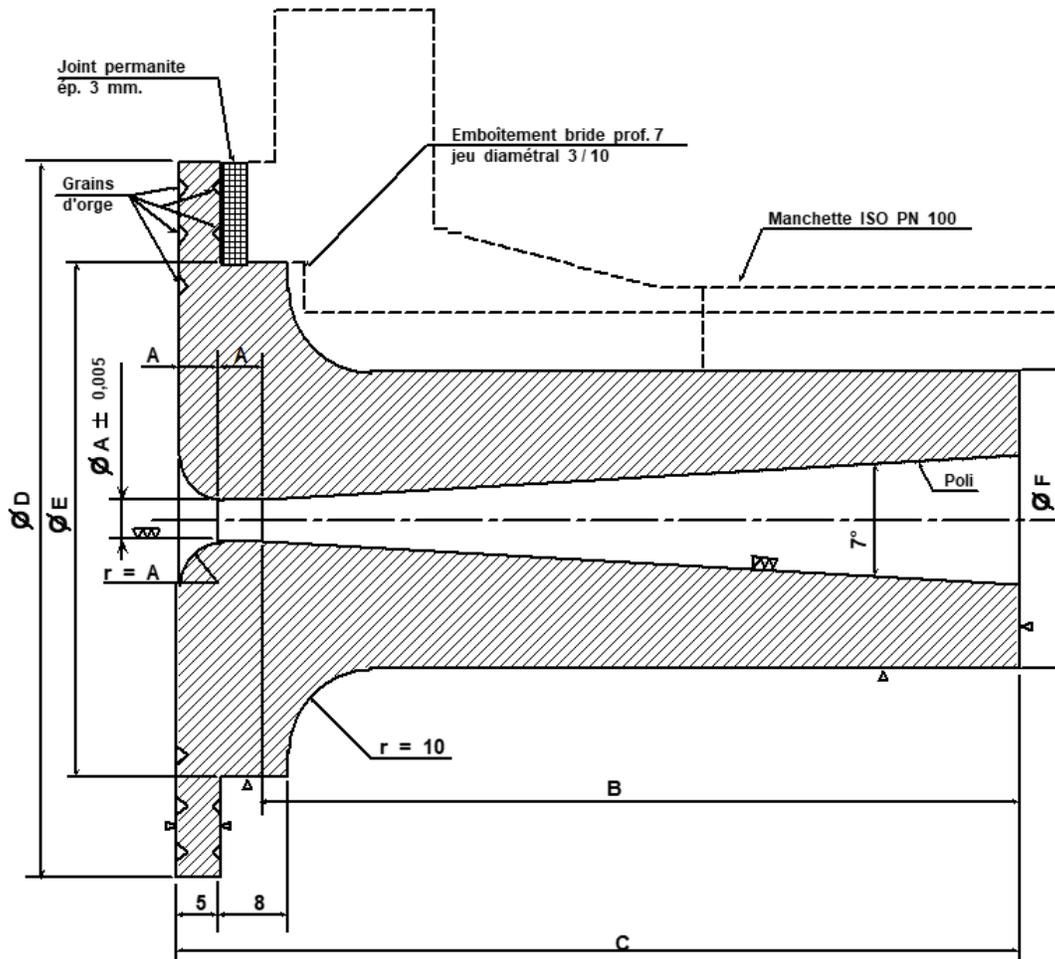
Annexe N

Schéma des tuyères cylindriques de Cesame

Dans la norme la seule information disponible sur état de surface interne des tuyères correspond à au moins une qualité "deux triangles" [117]. Cette qualité offre des surfaces géométriquement très correcte qui sont surtout utilisées pour les faces d'assemblage fixes et précises. Un parachèvement tel que le tournage de finition, le fraisage de face, le grattage, le brochage, la rectification et l'alésage, peut-être nécessaire pour atteindre cette qualité. Cela suggère que le paramètre Ra, pour cette qualité de surface, se situe entre 1,6 μm et 6,3 μm .

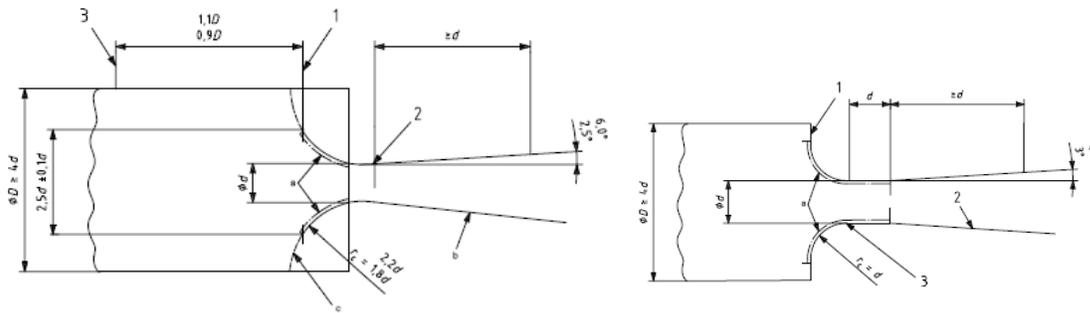
Pourtant, les schématisations historiques de Cesame montrent un état de surface interne requis de qualité "trois triangles". Ces surfaces doivent être géométriquement très correctes. Le parachèvement est obligatoire, tels que la superfinition, le polissage, le rodage à la pierre, la rectification de précision, l'alésage au diamant ou le tournage au diamant. Cela suggère que le paramètre Ra, pour cette qualité de surface, se situe entre 0,05 μm et 0,8 μm .

Les tuyères utilisées par le laboratoire du Cesame sont homothétiques entre elles. Le schéma de la Figure N.1 est issu de la base de données pour le dimensionnement des tuyères cylindriques historiques. La dimension de base est le diamètre qui est donnée par A . Les dimensions B et C sont des fonctions de A avec $B = \alpha \cdot A$ et $C = B + 2A$. Le coefficient α varie entre 15,72 et 16,54 en suivant de la taille de la tuyère et dépend certainement du processus de fabrication. Ce rapport est en moyenne de 16,45. Le diamètre d des tuyères peut être extrait en fonction du débit en mètre cube normaux de gaz naturel par heure noté TF avec l'équation en puissance $d = 1,2284 \cdot TF^{0,5003}$. Le fabricant de ces tuyères était une compagnie connue sous l'appellation de SAUGE, mais elle n'existe plus. Le savoir-faire de cette entreprise fait également aujourd'hui défaut. Comme la dimension C est généralement entière, il est possible de supposer que la longueur du diffuseur permettait d'ajuster le diamètre au col (ou le polissage) d'où la variabilité de α (du rapport B/A). Le paramètre C suit également une loi en puissance avec $d = 22,712 \cdot C^{0,5005}$. Les autres dimensions, D , E , et F , sont données dans le tableau associé. Elles s'adaptent aux dimensions des conduites DN (pour Diamètre Nominal en mm) des installations. La surface intérieure requière un état de surface de "trois triangles" alors que les surfaces extérieures ne demandent pas de traitement particulier. À titre de comparaison la Figure N.2 montre les schématisations des venturi-tuyères venant de la norme.



DN	D	E	F
200	270	220	170
150	216	170	140
100	157	120	70

FIGURE N.1 – Schéma du dimensionnement des tuyères cylindriques historiques de Cesame.



Venturi-tuyère à col toroïdal

- 1 Plan d'entrée
- 2 Intersection de la surface toroïdale et du divergent
- 3 Emplacement de l'instrument de mesure de la pression
 - a Région dans laquelle la moyenne arithmétique de la rugosité Ra doit être inférieure à $15 \times 10^{-6} d$ et $0,04 \mu m$ pour, respectivement, les Venturi-tuyères usinés normalement et ceux usinés avec exactitude, et dans laquelle le profil ne doit pas s'écarter de plus de $\pm 0,001d$ de la forme toroïdale.
 - b Région dans laquelle la moyenne arithmétique de la rugosité doit être inférieure à $10^{-4} d$
 - c Contour en dehors duquel doit se situer la surface d'entrée.

Venturi-tuyère à col cylindrique

- 1 Plan d'entrée
- 2 Divergent conique dont la moyenne arithmétique de la rugosité relative est inférieure à $10^{-4} d$
- 3 Zone de transition
 - a Région dans laquelle la moyenne arithmétique de la rugosité Ra doit être inférieure à $15 \times 10^{-6} d$, et dans laquelle le profil ne doit pas s'écarter de plus de $\pm 0,001d$ de la forme toroïdale et cylindrique.

FIGURE N.2 – Schémas annotés des tuyères inspirés de ce qu'il est possible de trouver dans la norme avec d le diamètre du col, r_c le rayon de courbure du convergent et D le diamètre de la conduite amont.

Annexe O

Différences entre le C^* et de la norme et de RefpropTM

La fonction de débit critique est associée à la nature du gaz. Elle est définie par les variables thermodynamiques comme la pression est température ainsi que par R est la constante universelle des gaz parfaits.

Dans le cas de l'air, pour lequel $\gamma = 1,40$ exactement, $\frac{C^*}{\sqrt{R}} = 0,0404155$ tandis que pour l'air parfait (lorsque γ varie) quelques valeurs sont placées dans le tableau suivant.

valeurs de $\frac{C^*}{\sqrt{R}}$ pour l'air parfait	T (K)	200	300	400
	$\frac{C^*}{\sqrt{R}}$	0,040428	0,040417	0,040360

Plusieurs auteurs comme Reimer (1964), Jordan (1965), Masure (1971) et Azem (1971) ont proposés différentes formulations pour ce coefficient dont quelques-unes sont représentées dans le tableau suivant avec leurs domaines de validités respectifs [79, 95, 97, 126, 163].

$\frac{C^*}{\sqrt{R}}$	Domaine de validité
$0,007606 \left[0,53160 + \left(\frac{p_0}{6,8348 \times 10^3} + 16,90 \right) \cdot \left[\frac{1,581 - 0,00834 \cdot \left[\frac{2}{10^5} \cdot (T_0 - 273,15) - 18 \right]}{10^5} \right] \right]$	p_0 en Pascals avec $0 \leq p_0 \leq 20,6 \times 10^5$ T_0 en K° $280 \leq T_0 \leq 311$
$0,0040735 - 8,808 \times 10^{-7} T_0$	p_0 en bar avec $p_0 \leq 10$ T_0 en K° avec $300 \leq T_0 \leq 1000$

La différence entre ces coefficients caractérise le défaut que présente l'utilisation de l'équation de Van Der Walls pour un écoulement isentropique [65]. Masure en 1971, rapporte que la différence commence à partir des conditions génératrices de température supérieures à 25°C [95]. Même si les modifications finales sur le C^* restent de l'ordre de 0,01 %, à l'issue d'une étude comparative, Azem en 1971 recommande, pour l'air l'expression

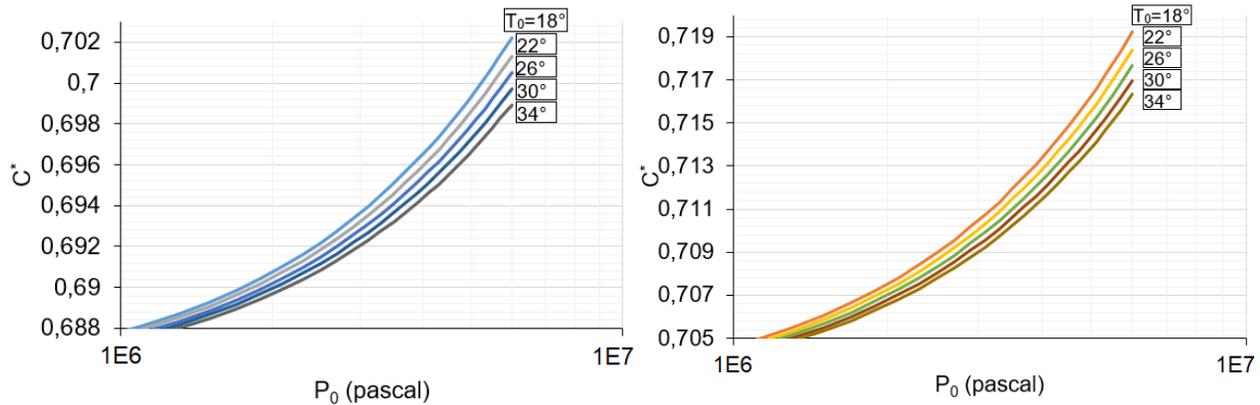


FIGURE O.1 – Évaluation de C^* en fonction de p_0 et T_0 selon la formulation de la norme (à gauche) et la formulation recommandée par Azem en 1971 (à droite) [97].

$$C^* = 0,040415 + 0,001396 \cdot \frac{p_0 \times 10^{-5}}{(T_0 - 210,2)}, \quad (\text{O.1})$$

avec p_0 en Pascal entre 0 et 70 bar et T_0 entre 273 K et 350 K [97].

Des exemples de représentation issu de la formulation de la norme et de la formulation de Azem (Équation O.1) sont graphiquement représentés sur la Figure O.1 pour l'évaluation du C^* . La différence principale entre les deux interprétations est de 1,7 %. Au sein d'une interprétation l'écart majoritaire intervient pour les gammes de valeur aux plus hautes pressions avec environ 0,2 % d'écart sur la gamme de température T_0 entre 18 °C et 34 °C. Ces gammes de pression étant relatives aux conditions de fonctionnement de l'installation primaire de Cesame.

Les conclusions du projet EURAMET n° 470 montrent que la version de 1992 de la méthode de calcul de l'AGA Report n°8 améliore sensiblement l'incertitude de calcul du coefficient critique de débit C^* pour le gaz naturel. Compte tenu des incertitudes attribuées aux différentes méthodes de calcul, il peut être déduit des écarts significatifs de 0,1% entre les résultats des méthodes de calcul utilisant la norme et ceux de l'AGA Report n°8, pour une plage de pression supérieure à 20 bar. Des écarts similaires ont également été observés entre les différentes méthodes de calcul de la fonction de débit critique C^* avec de l'air sec. La méthode de Jacobsen de 1992 donne des valeurs systématiquement supérieures de 0,3 % par rapport à la méthode proposée par Panasati en 1998 [73, 116]. Ce rapport ne dit pas si les différences enregistrées au cours des comparaisons de la fonction de débit critique pour l'air proviennent de la méthode de calcul elle-même ou des valeurs thermodynamiques dont dépend le calcul de C^* . Dans la mesure où les valeurs thermodynamiques les plus récentes ont été utilisées pour le développement de Panasati, cette méthode paraît être plus fiable que la méthode de Johnson de 1965 développée pour l'air [77]. La méthode mentionnée dans AGA Report No 8 (ISO 12213 et ISO 20765) peut être utilisée pour déterminer la fonction de débit critique d'un gaz avec une incertitude de 0,05 % (à 95 % de niveau de confiance).

Il se trouve que le logiciel Refprop™¹ dans sa version de 2010 utilise les travaux de Lemmon et Jacobsen pour le calcul des propriétés des fluides et des mélanges de fluide [85, 86]. Les résultats, de la variation du C^* en fonction de la pression et de la température, pour de l'air sec, de composition chimique de 78,08 % d'azote, 20,95 % d'oxygène et moins de 1 % (0,97 %) d'argon, sont les exactement les mêmes que ceux de la norme. Dans les conditions des graphiques de la Figure O.1 l'incertitude, pour la norme est de l'ordre de 0,1% ($k=2$). Un comparatif entre les données de la norme et ceux du logiciel dans sa version 9 donne au maximum 0,008 % de différence entre les deux considérations pour les plus hautes pressions dans les conditions d'expérimentations du laboratoire. Pour la version la plus récente du logiciel, l'ASME² révisée de 2016 défend une incertitude de 0,025 % (à 68 % de niveau de confiance) sur le calcul du C^* à partir d'air sec composé de 78,09 % d'azote, 20,94 % d'oxygène, 0,9332 % d'Argon, $3,85 \times 10^{-4}$ % de dioxyde de carbone et 5×10^{-6} % d'hélium. Évidemment, les résultats finaux dépendent très sensiblement de la composition exacte de l'air sec ou légèrement humide utilisé, mais cette méthode d'estimation du C^* , pourrait être envisagée pour abaisser légèrement l'incertitude finale sur l'estimation du coefficient de décharge. L'écart maximal entre la norme et ce logiciel pour de prise en compte du C^* reste en dessous de 0,02 % jusqu'à 60 bar pour l'air par défaut et en dessous de 0,05 % pour la composition suscitée de l'ASME. Ces écarts augmentent respectivement jusqu'à 0,05 % et 0,2 % en fonction de la température pour des pressions allant jusqu'à 200 bar.

Les représentations graphiques O.2 et O.3 reprennent l'évolution de la différence entre les considérations de C^* données par les tables de la norme et celles obtenues à l'aide du logiciel Refprop™ dans sa version 10. Deux compositions de l'air, comme fluide de travail, sont considérées : la première est une composition par défaut dans le logiciel et la seconde est donnée dans la norme ASME. Ces diagrammes sont fonction de la température et de la pression. Ainsi, la composition de l'air change grandement les considérations sur le C^* . La qualité de l'air local autour de l'installation peut influencer l'incertitude sur la mesure. Une meilleure connaissance de la composition du fluide permettrait d'envisager une amélioration de l'incertitude de mesure. Dans les gammes de fonctionnement de l'installation primaire de Cesame et pour une température contrôlée (réchauffé) du fluide autour de 20°C, la différence maximale reste très faible inférieur à 0,01 % pour la première composition alors que pour la seconde composition cet écart est au maximum cinq fois plus importants.

Dans la même perspective avec le logiciel, il est possible d'observer l'évolution de la viscosité dynamique de l'air en fonction de la pression et de la température. La variation reste de l'ordre du $\mu Pa \cdot s$ dans les plages de fonctionnement de l'installation primaire.

1. Refprop™ est un programme informatique, distribué par le biais du NIST (National Institute of Standards and Technology, ou NIST qu'on peut traduire par Institut national des normes et de la technologie, qui est une agence du département du Commerce des États-Unis), qui fournit les propriétés thermophysiques des fluides purs et des mélanges dans une large gamme de conditions de fluides, y compris les phases liquides, gazeuses et supercritiques. Il contient des modèles mathématiques évalués de manière critique, dans le but de représenter les propriétés dans les limites de l'incertitude des données expérimentales sous-jacentes utilisées pour leur développement. Ces propriétés (telles que la densité, la pression de vapeur, la viscosité, l'enthalpie, etc.) peuvent être utilisées pour fournir des données thermophysiques précises aux utilisateurs de l'industrie chimique, de l'industrie pétrolière et du monde universitaire.

2. L'American Society of Mechanical Engineers est une société savante basée aux États-Unis active dans le domaine de la recherche scientifique en mécanique. Sous cette appellation un document comparable à la norme ISO9300 existe pour l'utilisation des tuyères soniques sur le territoire des États-Unis : *ASME MFC-7-2016*. Voir aussi [2].

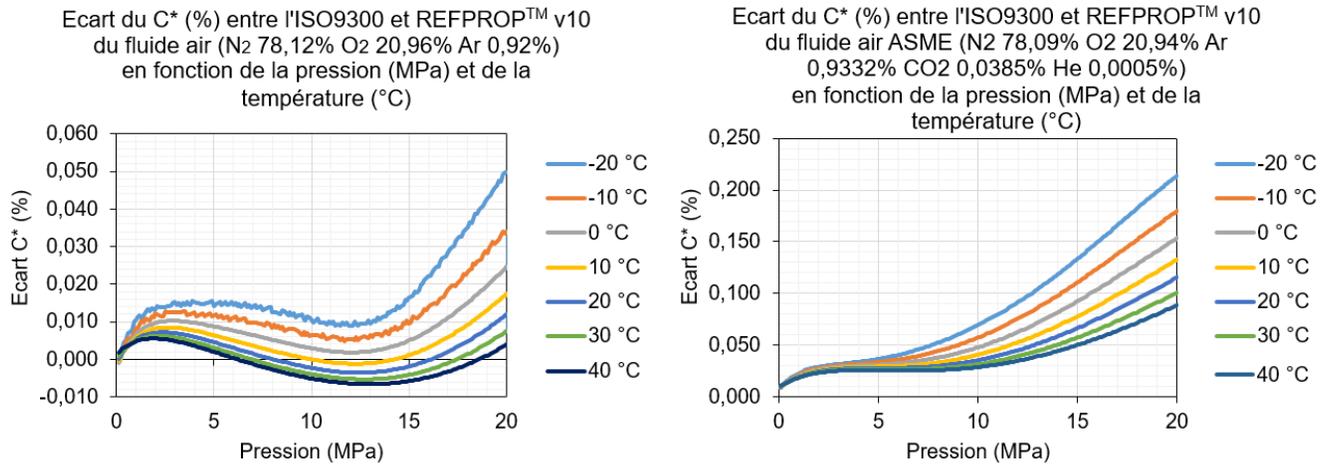


FIGURE O.2 – Évolution de C^* donnée par les tables de la norme et celles obtenues à l'aide du logiciel Refprop™ (v 10) pour deux compositions d'air.

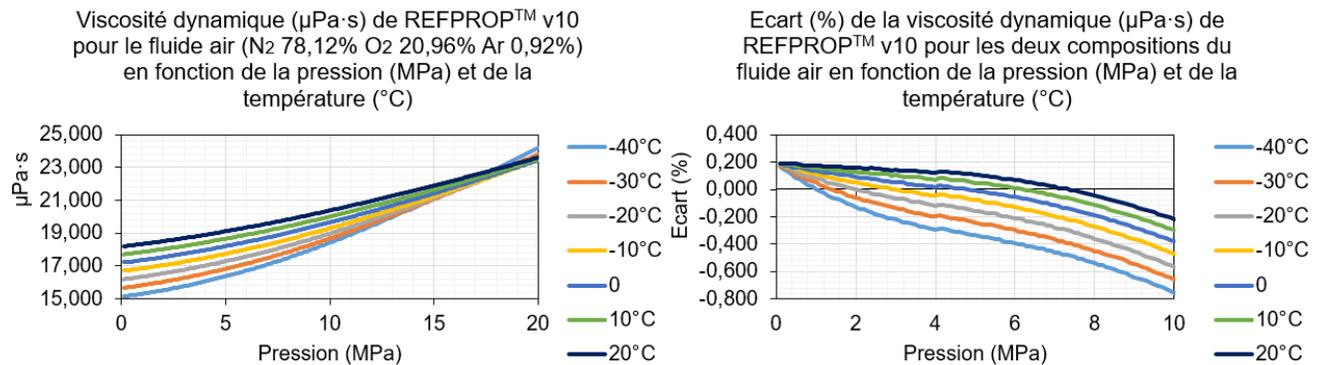


FIGURE O.3 – Évolution de la viscosité dynamique de l'air en fonction de la pression et de la température à l'aide du logiciel Refprop™ (v 10) pour deux compositions d'air.

Annexe P

Apports récents à la méthode pVT,t

La méthode pVT,t pour l'étalonnage dispose d'un fort usage à l'international. Dans la suite des propositions et des perspectives d'amélioration de la littérature récente sont proposées. Pour repousser les limites¹, la littérature offre encore un lot de référence et d'amélioration dont une sélection est proposée dans cette section. Dans le domaine, l'incertitude de mesure des installations représente un paramètre prépondérant. Pour réduire l'incertitude de mesure, les laboratoires minimisent les différentes sources d'erreur. Par exemple, le LNM du Japon utilise une méthode de double parois autour de la capacité parcourue par un bain d'eau maintenue à une température constante qui élimine l'influence des variations de température ambiante [67]. Le temps de stabilisation de cette installation est d'environ 30 minutes et l'incertitude peut être meilleure que 0,1 % (k=2). Li et collab., en 2019, référencent quelques améliorations de l'installation primaire, localisée en Chine et qui se compose d'une capacité d'un volume de 100 L et 2 m³[89]. Affichant une incertitude sur le coefficient de décharge de 0,15 % (k=2) lorsque le débit est supérieur à 0,1 m³/h et de 0,25 % (k=2) pour les débits inférieurs. Le débit de l'installation se situe entre 0,019 et 1367 kg/h et après une amélioration des vannes et de leur fonctionnement, l'incertitude affichée pour les meilleures capacités mesure passe à 0,08 % (k=2). Pour obtenir cette valeur, les incertitudes venant de la section de surface au col, de la constante universelle des gaz, de la masse moléculaire de l'air sec, de la fonction de débit critique et le facteur de compressibilité (calculés par le RefpropTM) ont été négligés. De plus, la répétabilité est établie à partir de deux ou trois points de mesure. Même si un manque de clarté est identifiable concernant l'incertitude finale de la méthode, cela montre encore le besoin de collaborations internationales pour des inter-comparaisons entre les

1. Plusieurs types de limitations peuvent entrer en compte. Ces contraintes sont essentiellement rencontrées avec l'utilisation de l'installation primaire de Cesame. Ces exigences ne s'appliquent pas forcément ailleurs pour d'autres installations. Une première limitation est de l'ordre des moyens techniques avec le volume de la capacité de référence qui borne l'étendue possible des diamètres ($d_{min}/d_{max} = 0,075$ entre $d_{min} = 1,5$ mm et $d_{max} = 20$ mm). Dans le cas limites des plus grands diamètres, aux alentours de 20 mm, le temps de remplissage et de l'ordre de 10 à 20 secondes. Cette durée ne peut pas être techniquement raccourcie. En revanche, pour la limite des diamètres inférieurs aux alentours de 1,5 mm le temps de remplissage peut prendre jusqu'à 1,5 heure. Des problèmes d'instabilités sont plus facilement susceptibles d'apparaître à tout moment au cours de ce type l'étalonnage. Pour y remédier, une installation primaire de petite taille avec un volume de capacité de référence d'environ 100 L est toujours à l'étude chez Cesame. Sur cette petite installation, l'étendue des diamètres possibles de tuyère serait sensiblement la même de 0,066 (entre $d_{min} = 0,2$ mm et $d_{max} = 1,5$ mm de diamètre). Mais même avec cette installation supplémentaire, l'autre entrave majoritaire reste économique avec la demande en essai qui limite la disponibilité en personnel.

laboratoires du domaine. Lin et collab., en 2019, montrent, à partir de simulations numériques qu'avec le processus de convection naturelle du gaz dans la capacité, la température de la masse de gaz diminuait lentement avec une forme parabolique et tend vers la température de la paroi, tandis que la pression moyenne chute brusquement et rapidement pour atteindre une uniformité [91]. Cela montre que la température constante de la paroi peut favoriser la convection naturelle de l'air dans la capacité en inhibant efficacement les fluctuations de température en accélérant le temps d'uniformisation. Primožič et collab., également en 2019, présentent une réalisation d'un étalon primaire de débit, basé sur la méthode pVT,t pilotée par "diverter-operated flying start-and-finish method", et conçue pour une plage de débit de 0,12 mg/min à 12 mg/min avec une incertitude de mesure étendue relative ($k=2$) entre 0,12 % et 0,24 % lorsqu'elle est utilisée avec une variation de pression maximale d'environ 2500 Pa [123]. Enfin Chahine & Wang en 2019, disposent d'une installation (pVT,t) constituée de sept cylindres annulaires (avec deux options de volume de 80 L ou 670 L) qui permettent le transfert de la chaleur de l'eau vers les surfaces extérieures et intérieures en acier inoxydable, puis vers le gaz à l'intérieur, réduisant ainsi la constante de temps pour le transfert thermique entre l'eau et le gaz [35]. De plus, le fait que toutes les bouteilles soient placées verticalement, plutôt qu'horizontalement, améliore le transfert de chaleur convectif et permet une stabilisation plus rapide du gaz à l'intérieur des bouteilles. Du gaz barbote, dans toute la piscine, pour induire une circulation et un mélange plus rapides de l'eau, ce qui augmente le transfert de chaleur convectif sur les surfaces en acier inoxydable des cylindres et créer un effet de refroidissement causé par l'évaporation de l'eau dans l'air. Le gaz utilisé est du diazote, N_2 à 99,999 %. L'incertitude de mesure est de 0,012 % ($k=2$). Les auteurs expliquent les deux raisons qui permettent de tels résultats ; Tout d'abord, les volumes déterminés avec précision par gravimétrie et à l'aide d'eau avec une incertitude de ± 80 ppm. Deuxièmement, l'immersion de l'installation dans un réservoir d'eau à température contrôlée avec une uniformité de température de 2 mK.

Annexe Q

OpenFOAM

L'outil OpenFOAM (qui est l'abréviation de « Open Source Field Operation and Manipulation ») utilise des bibliothèques en C⁺⁺. Il ne demande pas d'investissement financier et reste facilement accessible pour des applications industrielles. Il permet entre autre la création d'exécutables, appelés des applications. Ces applications se divisent en deux catégories : les solveurs (solver ou résolveurs), conçus pour résoudre des problèmes spécifiques de la mécanique des milieux continue et des utilitaires conçus pour effectuer des tâches impliquant la manipulation de données. De nouveaux solveurs ainsi que de nouveaux utilitaires peuvent être créés par les utilisateurs moyennant les connaissances préalables de la physique, des méthodes sous-jacente et des techniques et du langage de programmation.

OpenFOAM est fourni avec des environnements de pré et post-traitement. Les interfaces pour le pré et post-traitement sont elles-mêmes des utilitaires OpenFOAM, assurant ainsi une gestion cohérente des données dans tous les environnements. La structure générale d'OpenFOAM est illustrée sur la Figure Q.1 avec un exemple simple de l'organisation des fichiers. En général, un cas contient trois fichiers ("0", "system" et "constant"). En fonction du problème ces fichiers peuvent être plus ou moins fournis. Pour les décrire rapidement ; le premier "0" renseigne des valeurs des variables en entrée telle que la vitesse, la pression, la température ou encore la viscosité. Le dossier "system" contient les spécifications de la simulation aussi bien la parallélisation du calcul que l'ajout de termes sources supplémentaires, les choix temporels, les choix des schémas de discrétisation numérique avec les différents composants dans les équations modélisées ou encore les tolérances des solveurs. Il est à noter que c'est ce fichier qui contient dans un sous fichier ("polyMesh") toutes les données propres au(x) maillage(s). Enfin le dossier "constant" contient les spécifications des propriétés de la turbulence ainsi que les propriétés thermo-physiques, thermo-chimiques et de transport du ou des fluides en présence.

Pour approfondir, toutes les informations sont très largement disponibles et mis à disposition par les utilisateurs. Cet outil dispose encore d'une solide communauté avec un réseau d'irréductible¹. Il est publié sous forme d'un logiciel libre dont le code source est ouvert. Son développement est maintenu et des versions ressenties ou des correctifs sont publiés ponctuellement. La version utilisée est la 4.1. Certaines applications ne sont pas transférables à des versions

1. <https://www.OpenFOAM.com/>

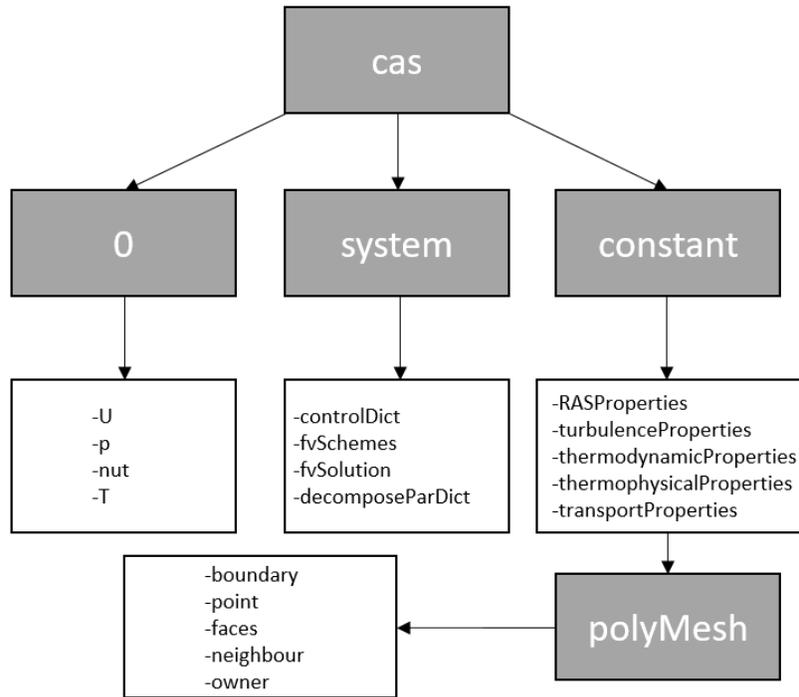


FIGURE Q.1 – Exemple de l'organisation des fichiers d'OpenFOAM pour un cas de simulation simple fonctionnel.

antérieures ou ultérieures.

Annexe R

SonicFoam

SonicFoam est un solveur basé sur la pression qui utilise la pression et la vitesse comme variables dépendantes par la méthode PIMPLE.

L'équation de la conservation de la quantité de mouvement 4.2 est discrétisée sous la forme :

$$\int \int \frac{\partial u}{\partial t} dV dt = (u_p^r - u_p^n) V_p \quad (\text{R.1})$$

$$\int \int \nabla \cdot (u \otimes u) dV dt = \int \int u \otimes u dS dt = \sum (\Phi^n u_f^r) \Delta t \quad (\text{R.2})$$

$$\int \int \nabla \cdot (\nu \nabla u) dV dt = \int \int \nu \nabla u dS dt \quad (\text{R.3})$$

$$\sum (\nu \nabla u^r)_f \mathbf{S}_f dt = \sum \left(\nu |\mathbf{S}_f| \frac{u_N^n - u_P^n}{|d|} \right) \Delta t \quad (\text{R.4})$$

où l'exposant n est le pas de temps actuel et l'exposant r désigne le pas de temps prévu. L'indice f représente la valeur de la surface de la cellule, les indices P et N représentent respectivement la cellule actuelle et les cellules voisines.

Substitution des propriétés de discrétisation dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\frac{u_p^r - u_p^n}{\delta t} V_p + \sum (\Phi^n u_f^r) = \nu |\mathbf{S}_f| \frac{u_N^n - u_P^n}{|d|} - \nabla p^n \quad (\text{R.5})$$

L'interpolation de la vitesse à la surface d'une cellule est effectuée par un schéma de différenciation centré :

$$u_f^r = \frac{u_P^n - u_N^n}{2} \quad (\text{R.6})$$

Ensuite,

$$A_p u_p^r + \sum A_n u_N^r - E_p^n = -\nabla p^n \quad (\text{R.7})$$

avec

$$\begin{aligned} A_p &= \frac{V_p}{\Delta t} + \sum \frac{\Phi_f^n}{2} + \sum \left(\nu \frac{|\mathbf{S}_f|}{|d|} \right) \\ A_N &= \frac{\Phi_f^n}{2} - \nu \frac{|\mathbf{S}_f|}{|d|} \\ E_p &= \frac{V_p}{\Delta t} u_P^n \end{aligned} \quad (\text{R.8})$$

Il est possible obtenir la vitesse prédite u_P^r :

$$u_P^r = \frac{1}{A_P} \left(- \sum A_n u_N^r + E_p^n - \nabla p^n \right) \quad (\text{R.9})$$

Le champ de vitesse u^n ne satisfait pas l'équation de continuité. Nous devons dériver un champ de vitesse corrigé u^{n+1} au travers de l'équation de la pression. Les équations R.8 et ?? sont ainsi combinées :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u A_p) - \nabla \cdot \left(\rho \frac{1}{A_p} \nabla p \right) = 0 \quad (\text{R.10})$$

la substitution $\rho = \psi p$ est effectuée pour obtenir :

$$\frac{\partial \psi p}{\partial t} + \nabla \cdot (\psi p u_P^r A_p) - \nabla \cdot \left(\psi p \frac{1}{A_p} \nabla p \right) = 0 \quad (\text{R.11})$$

L'algorithme PIMPLE est une combinaison des méthodes SIMPLE et PISO. Dans PIMPLE, une solution stable est d'abord recherchée avec une sous-relaxation comme correction SIMPLE dans la boucle externe. Une fois la tolérance atteinte, la correction PISO est utilisée pour calculer le terme dérivé du temps dans la boucle interne. Une équation d'énergie, *EEqn.H*, est placée juste après la prédiction du moment, *UEqn.H*, et avant la boucle de correction. L'algorithme de base peut être décrit comme dans la visualisation suivante :

Algorithme de *sonicFoam*

Boucle extérieure *pimple.loop()* (similaire à la boucle SIMPLE)

Utilisation du u courant et résolution de l'équation R.8

Résolution de l'équation de l'énergie (2.3) et évalue T

Boucle centrale *pimple.correct()* (presque identique à la boucle PISO)

Construction rAU et $HbyA$ par u

Utilisation de $HbyA$ pour construire $PhiHbyA$ et ajouter *fv* : *ddtCorr(u, phi)correcta*
djustPhi()

Ajout d'une correction à $phiHbyA$

constrainPressure()

Boucle interne *pimple.correctNonOrthogonal()* (correction non-orthogonale)

Définition et résolution de l'équation R.11 de pression

pEqn.setReference()

Utilisation du nouveau p comme valeur initiale pour résoudre l'équation de pression et une correction non orthogonale est effectuée

u, Phi, K et la masse volumique sont mise à jour

Annexe S

Différenciation Backward en temps

La différenciation Backward 'retardée' est un schéma temporel qui est précis au second ordre en temps et qui continue de négliger la variation temporelle des valeurs de face. Afin de réaliser cela, tous les termes individuels de l'Équation 4.17 doivent être discrétisés au second ordre. La discrétisation de la dérivée temporelle : $\frac{\rho_P \phi_P^{n+1} - \rho_P \phi_P^n}{\Delta t} V_p + \sum_f F \phi_f - \sum_f (\rho \Gamma_\phi)_f \mathbf{S} \cdot (\nabla \phi)_f = SUV_p + SpV_p \phi_P$ peuvent être obtenus en considérant une expansion en série de Taylor de ϕ en temps autour de $\phi(t + \Delta t) = \phi^{n+1}$:

$$\phi(t) = \phi^n = \phi^{n+1} - \frac{\partial \phi}{\partial t} \Delta t + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \Delta t^2 + (\mathcal{O} \Delta t^3) \quad (\text{S.1})$$

La dérivée temporelle peut être exprimé comme

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\phi^{n+1} - \phi^n}{\Delta t} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \Delta t + (\mathcal{O} \Delta t^2) \quad (\text{S.2})$$

Malgré la variation linéaire prescrite de ϕ dans le temps, l'équation $\left(\frac{\partial \rho \phi}{\partial t}\right)_P = \frac{\rho_P^{n+1} \phi_P^{n+1} - \rho_P^n \phi_P^n}{\Delta t}$ (forme semi discrète) ne se rapproche de la dérivée temporelle qu'au premier ordre de précision, puisque le premier terme de l'erreur de troncature de l'Équation S.2 s'échelonne avec Δt . Cependant, si la dérivée temporelle est discrétisée jusqu'au second ordre, toute la discrétisation de l'équation de transport sera précise au second ordre même si la variation temporelle de ϕ_f et $(\nabla \phi)_f$ est négligée. Pour y parvenir, la différence temporelle retardée 'Backward' utilise trois niveaux de temps. L'expansion supplémentaire de la série de Taylor pour le niveau temporel (plus ancien) est :

$$\phi(t - \Delta t) = \phi^{n-1} = \phi^{n+1} - 2 \frac{\partial \phi}{\partial t} \Delta t + 2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \Delta t^2 + (\mathcal{O} \Delta t^3) \quad (\text{S.3})$$

Il est alors possible d'éliminer le terme dans l'erreur de troncature qui s'échelonne avec Δt . En combinant les Équations S.1 et S.3, il est possible d'obtenir une approximation du second ordre de la dérivée temporelle qui s'écrit comme l'Équation 4.31. Là encore, le caractère non oscillatoire de la solution ne peut être garanti. La forme finale de l'équation discrétisée avec la méthode de la différenciation retardée en temps est : $\frac{\frac{3}{2} \rho_P \phi_P^{n+1} - 2 \rho_P \phi_P^n + \frac{1}{2} \rho_P \phi_P^{n-1}}{\Delta t} V_p + \sum_f F \phi_f^{n+1} - \sum_f (\rho \Gamma_\phi)_f \mathbf{S} \cdot (\nabla \phi)_f^{n+1} = SUV_p + SpV_p \phi_P^{n+1}$. Cela produit un système d'équations algébriques qui doivent être résolues pour ϕ_P^{n+1} .

Annexe T

Condition limite de Wedge

Dans OpenFOAM, la symétrie d'axe bidimensionnelle doit être utilisée sur une épaisseur d'une seule cellule dans la direction azimutale. Le maillage forme un secteur angulaire. Les exigences pour un tel domaine de calcul sont disponibles à l'adresse : <https://www.OpenFOAM.com/documentation/guides/latest/doc/guide-bcs-constraint-wedge.html> et on propose ici un début d'explication.

Ce type de condition permet de limiter le calcul dans le plan des directions radiale et longitudinale. La condition limite doit être indiquée des deux côtés du secteur angulaire. L'écoulement s'effectue dans le plan central entre les deux bords limite du secteur angulaire.

Deux fonctions sont clé pour la compréhension de cette condition limite dans le code source :

(src/finiteVolume/fields/fvPatchFields/basic/transform/transformFvPatchField.C),

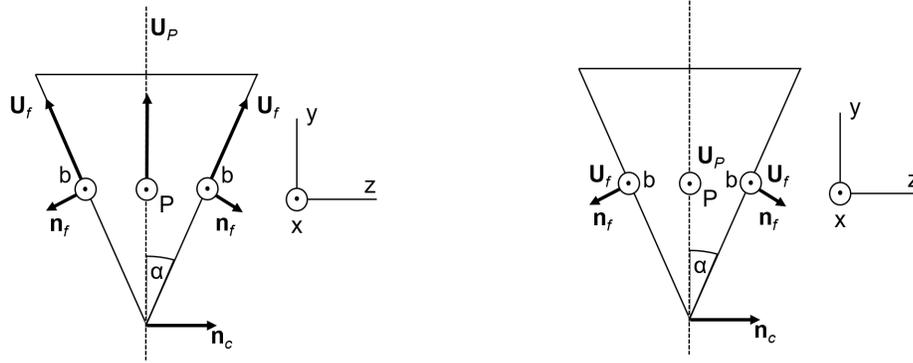
il s'agit de SNGRAD qui donne le gradient à la frontière et SNGRADTRANSFORMDIAG qui retourne la transformation diagonale du gradient à la frontière. Toutes deux définissent une fonction virtuelle (elles sont d'abord mises à zéro puis recalculée pour chaque pas de temps). En examinant ces deux fonctions, il est possible de définir leur contribution dans la Table T.1.

Où deltaCoeffs est l'inverse de la distance entre la surface limite et le centre de la cellule à laquelle appartient la surface (cf. surfaceInterpolation.C). ∇_{nf} se réfère à SNGRAD(), ∇_f se réfère à SNGRADTRANSFORMDIAG(). Ces deux fonctions sont calculées dans wedgeFvPatchField.C. Elles sont calculées à l'aide de FACET() qui est le tenseur de rotation de la transformation de la normale du plan central à la normale du bord (patch) et CELLT() qui est le produit de FACET() avec lui-même (cf. wedgePolyPatch). La fonction qui renvoie le tenseur de rotation des deux plans est dans transform.H.

Si la limite (frontière sur le bord) est un scalaire, la même valeur scalaire est renvoyée. Si la limite (frontière sur le bord) est un vecteur, le vecteur central est tourné vers le vecteur de limite.

Coefficient	Fonction	Expression
A_1	valeur interne des coefficients (valueInternalCoeffs)	$1 - \nabla_f$
B_1	valeur des coefficients à la frontière (valueBoundaryCoeffs)	$-(1 - \nabla_f) \phi_c$
A_2	gradient des coefficients internes (gradientInternalCoeffs)	$-\text{deltaCoeffs}() \nabla_f$
B_2	gradient à la frontière des coefficients (gradientBoundaryCoeffs)	$\nabla_{nf} - (-\text{deltaCoeffs}() \nabla_f) \times \phi_c$

Table T.1 – Contribution des fonctions SNGRAD() ∇_{nf} et SNGRADTRANSFORMDIAG() ∇_f . deltaCoeffs() est l'inverse de la distance entre la surface limite et le centre de la cellule à laquelle appartient la surface. Le code source correspond à *transformFvPatchField.C*.

FIGURE T.1 – Visualisation d'un *wedge*.

La rotation tient compte du demi angle d'ouverture entre la normale du plan central à la normale du patch. Selon l'axe x la rotation \mathbf{R} s'écrit :

$$\mathbf{R} = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha \\ 0 & \sin \alpha & \cos \alpha \end{vmatrix} \quad (\text{T.1})$$

L'expression devient à l'aide de la Figure T.1, le vecteur \mathbf{U}_b à la frontière :

$$\mathbf{U}_b = \begin{vmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & -\sin \alpha \\ 0 & \sin \alpha & \cos \alpha \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} U_{Px} \\ U_{Py} \\ 0 \end{vmatrix} = U_{Px}x_0 + U_{Py} \cos \alpha y_0 + U_{Py} \sin \alpha z_0. \quad (\text{T.2})$$

Par conséquent, l'expression correspondante pour `SNGRAD()` (cf. `wedgeFvPatchField.C`) est $\nabla_{nf} = (\phi_f - \phi_p) \times 0,5 \times \text{deltaCoeffs}()$

Un début d'expression de `SNGRADTRANSFORMDIAG` (cf. `wedgeFvPatchField.C`) donne

$$\nabla_f = ([0, 5 \times \text{diag}(\mathbf{I} - \phi_f)] \times \mathbf{U})^{\text{powProduct}}$$

Annexe U

Étude de scalabilité

Dans la perspective de réduire les temps alloués aux simulations, les calculs sont généralement effectués en parallélisant le domaine sur plusieurs processeurs (CPU). La méthode de décomposition est largement intégrée au système d'OpenFOAM. Il s'agit d'une décomposition automatique qui répartit à chaque processeur, un nombre équivalent de cellules du domaine en limitant intelligemment le nombre d'interfaces afin de restreindre l'intercommunication pendant la simulation. Les observations ont montré que ce découpage n'influençait pas les résultats obtenus. Une étude détaillée grâce aux données de la Table U.1 rapporte le temps caractéristique de parcours de boîte (d'une onde de pression) en heures en fonction du nombre de processeurs impliqués dans le calcul. La Figure U.1 traduit ces valeurs graphiquement. Le temps caractéristique diminue avec le nombre de CPU qui augmente. Le domaine correspond au maillage de la géométrie décrite dans la Section 4.3.2. Ce domaine est décomposé sur respectivement 10, 20, 40, 60, 80, 100 et 120 CPU. On remarque que le temps caractéristique commence à converger vers une valeur constante pour 60 CPU. Ce nombre de CPU permet de conserver des temps de calcul raisonnables avec un bon compromis entre le temps de communication entre les CPU (scalabilité) ainsi qu'une bonne gestion (supervision) des calculs en cours. Plus de processeurs n'offrent pas de gains temporels supplémentaires. En plus d'une monopolisation des ressources de calcul partagées sur les machines de l'université cela peut entraîner des temps dans les files d'attente plus importants. Les simulations parallélisées sont ensuite effectuées sur la machine de calcul *Thor*. Cette installation est gérée par le mésocentre de l'université de Poitiers. Cette machine de calcul est un groupement MPI SGI ICE-X de 3760 cœurs. Elle est composée de 188 lames de calcul bi-socket Intel(R) Xeon(R) CPU E5-2680 v2 @ 2.80GHz (20 cœurs par lames) avec 32 Go de mémoire par socket soit 3,2 Go par cœurs (11 lames disposent de 6,4 Go par cœurs). Chaque lame est raccordée à un réseau Infiniband hypercube enhanced FDR à 56 Gbit/s. Les stockages des données de calcul sont basés sur un système de fichier parallèle Lustre 2,5 via le réseau Infiniband. La capacité est de 56 To pour le répertoire de calcul et de 21 To pour le répertoire personnel.

CPU	Temps caractéristique de parcours de boîte (d'une onde de pression) en heures	Amélioration (%) par rapport au cas précédent en nombre inférieur de CPU
10	22,85	-
20	11,70	95,2
40	9,06	29,3
60	7,38	22,6
80	6,76	9,2
100	6,12	10,45
120	5,98	2,34

TABLE U.1 – Étude de scalabilité pour la parallélisation du domaine sur plusieurs processeurs (CPU). Temps caractéristique de parcours de boîte en fonction du nombre de CPU impliqués dans la simulation. La dernière colonne permet de rendre compte de l'amélioration du temps caractéristique par rapport au cas précédent avec un nombre de CPU inférieur.

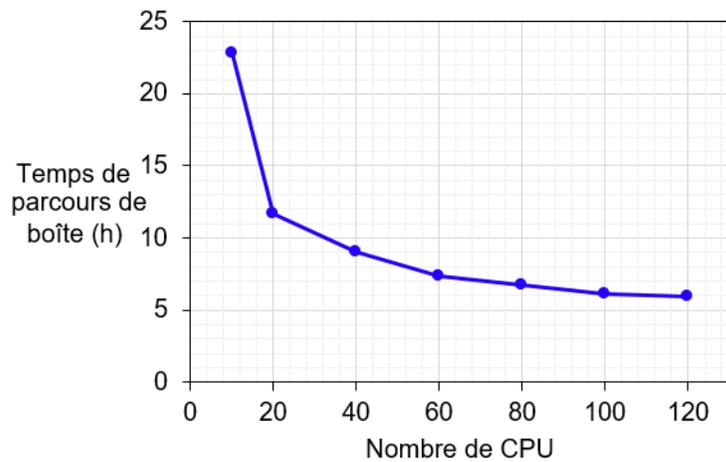


FIGURE U.1 – Étude de scalabilité pour la parallélisation du domaine sur plusieurs processeurs (CPU). Temps caractéristique de parcours de boîte en fonction du nombre de CPU impliqués dans la simulation. Nous choisissons 60 processeurs pour nos simulations ce qui représente un bon compromis entre le gain temporel et les ressources de calcul.

Annexe V

Pseudo-train-de-choc

Pour des géométries de tuyère disposant d'une partie cylindrique, Celep en 2019 [34], à l'aide de corrélations et d'un modèle d'une couche limite intégrale, révèle au travers d'un calcul en Euler sur un maillage suffisamment fin, une formation atypique en forme de pseudo-train-de-choc. Une cascade de lignes de compression et d'expansion depuis l'amont du col où l'écoulement accélère significativement. Il révèle cette structure d'écoulement comme une formation en pseudo-train-de-choc. L'origine de la topologie globale reste purement de nature non-visqueuse ; la couche limite est seulement susceptible de moduler les détails de la géométrie de ce pseudo-train-de-choc. À la connaissance de l'auteur, la formation d'une telle structure n'a jamais été décrite auparavant dans la littérature. Il démontre la possibilité de faire disparaître cette structure à des niveaux de δ^* plus grand. Même avec un effet d'épaississement de la couche limite, comme une faible convergence de la paroi dans la zone cylindrique, la structure reste résiliente. A défaut de pouvoir donner une réponse sur le comportement physique fin, ce travail souligne une difficulté qui n'a jamais été soulignée dans la littérature avec un premier jeu de paramètre d'influence. Des tests de sensibilité ont également été effectués, avec des rayons de courbure supérieur, pour constater l'influence conjointe sur la déformation des profils et sur cette structure. L'auteur constate que le phénomène de focalisation se décale vers l'amont de la partie cylindrique (la longueur d'onde de la fluctuation diminue) à mesure que le rayon de courbure du convergent augmente comme sur la Figure V.1. Il obtient en géométrie plan des réflexions régulières sans pour autant changer le comportement de l'écoulement global. Il peut donc encore être supposé que la courbure joue un rôle dominant pour l'expression du pseudo-train-de-choc à l'avantage de la pression génératrice.

Depuis l'année 2019 Zebrowski, et collab.,¹ poursuivent les travaux (communication privée) et tentent d'approfondissent l'étude de ce phénomène à partir de simulation numérique dans une tuyère cylindrique. Dans le cas d'un écoulement légèrement supersonique au col ($1,0 < \text{Mach} < 1,2$), ils annoncent que ce pseudo-train-de-choc a le mérite de possiblement exister. Dans le cas d'une ligne sonique au niveau de l'aval du convergent, ils relient cette structuration à une fluctuation de l'écoulement moyen. La variation du Mach correspond à une fonction qui peut être assimilée à une sinusoïde qui s'atténue le long de la partie cylindrique. Les nœuds de cette structure permettent de déterminer un Mach moyen. Par le biais d'une analyse de stabilité, ils montrent qu'un modèle analytique simple,

1. Zebrowski, B., Jordan, P., Jaunet, V., (Université de poitiers)

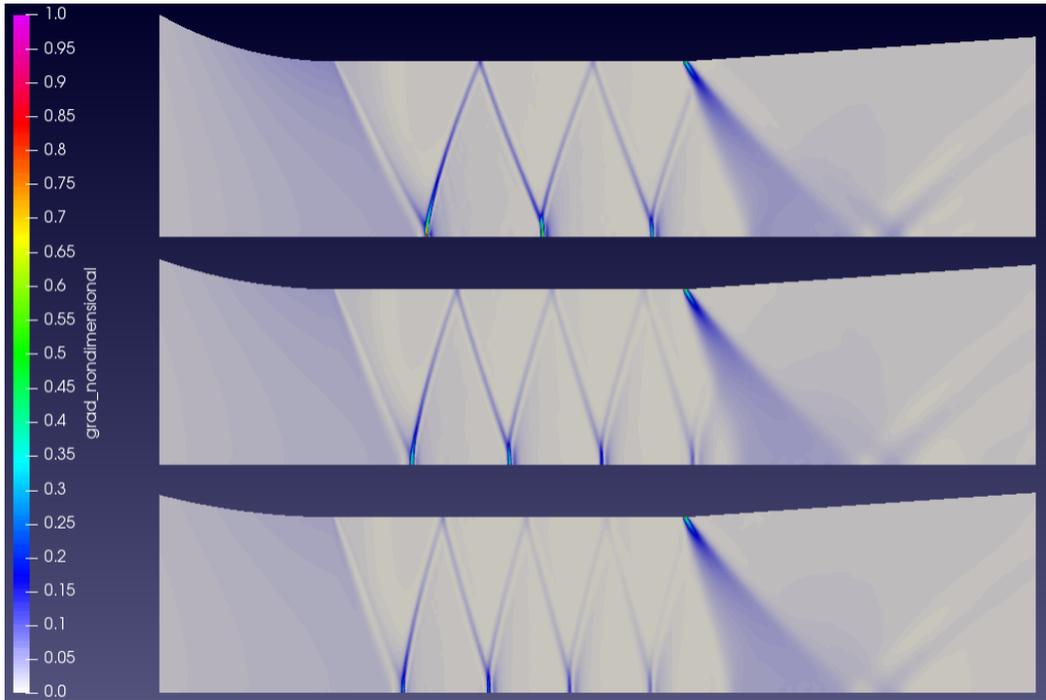


FIGURE V.1 – Ecoulement en gradients de densité (Schlieren numérique) dans des simulations Euler axisymétrique de tuyères cylindriques ($d=10$ mm) : visualisation de l'effet de la courbure sur le pseudo-train-de-chocs (de haut en bas $r_c = 0,01$ m, $0,015$ m et $0,02$ m) [34].

dépendant uniquement du nombre de Mach, est capable de capturer avec une grande précision le modèle d'écoulement périodique. Cela permet de relier la longueur d'onde de la structure au nombre de mach de l'écoulement de l'air dans la partie cylindrique. La fluctuation du nombre de Mach s'apparente majoritairement au premier mode. L'atténuation peut être rendue au travers de l'ajout du second mode et cela dépend également de la courbure r_c . L'enjeu pour les auteurs, réside maintenant, dans un futur travail, par la tentative d'observer expérimentalement cette structuration.

La littérature étendue autour de cette structure montre que ce phénomène peut prendre place dans diverse application comme par exemple les statoréacteurs (Superstatoréacteur), les diffuseurs ainsi que les éjecteurs supersoniques. L'écoulement est fonction des différents types d'oscillations pouvant apparaître, suivant les différents régimes. Dans les entrées de diffuseur, souvent, ces chocs sont droits (quasi-normal ou lambda-choc), mais toujours dans le cas des tuyères cylindriques, leur forme peut être sujette au fait que le profil d'entrée est peu déformé. Un profil plus déformé au bord peut être attendu et moins au centre de l'écoulement donc le choc n'apparaîtra pas droit. Cela agit forcément sur la structure déformée de l'écoulement. En extrapolant ce type de déformation pour les entrées de diffuseur supersonique à la géométrie on peut légitimement s'attendre à observer, dans le corps central de l'écoulement, des structures plus obliques. Un divergent avec un angle d'ouverture léger, dont l'épaississement de

la couche limite est plus rapide, crée une zone légèrement convergente pour l'écoulement effectif. Dans tous ces cas, il est commun d'observer l'apparition de choc et d'interaction avec la couche limite. Plusieurs auteurs font référence à cette structuration particulière de l'écoulement [110, 150] et [96, 106] dont une sélection des différents travaux est proposée dans l'Annexe **W**).

Annexe W

Phénomène de focalisation et train-de-choc

Dans les entrées de diffuseur avec des angles très légers, il est commun de parler de train-de-choc et même de la dynamique de ces chocs. Les Figures W.1 et W.2 montrent cette structuration singulière au travers des simulations numériques et des visualisations expérimentales réalisées par Matsuo et Mousavi & Roohi [96, 106]. Pour se ramener au cas des tuyères cylindriques, les écoulements, au travers d'un léger divergent ou d'un cylindre, peuvent être considérés de la même manière. En revanche, les entrées de diffuseur sont généralement plutôt supersoniques (légèrement supersonique à Mach 1,2 ou 1,3).

Pour mieux comprendre les phénomènes dans ces écoulements confinés, les conditions expérimentales ne permettent pas une visualisation directe des processus en cours, la modélisation analytique ou le recours à des simulations numériques s'imposent (cf. Figure W.2). Ainsi, quatre configurations possibles en conduite sont généralement retenues :

- Pour $\text{Mach} < 1,2$, le choc est droit et normal à l'écoulement, cela étant très proche d'un choc non-visqueux. Aucune séparation n'apparaît dans ce cas.
- Pour $1,2 < \text{Mach} < 1,3$, l'interaction est assez faible et l'inclinaison du choc change continuellement avec la distance à la paroi. Il y a une forte tendance au rattachement de la couche limite au pied du choc sans pour autant observer de décollement. En revanche, lorsque le nombre de Mach augmente ($1,3 < \text{Mach} < 1,5$), un seul choc normal avec des extrémités qui bifurquent peuvent être observées. Un décollement de la couche limite peut se produire avec, dans ce cas, une faible tendance pour les recollements.
- L'interaction devient plus significative pour les plus grands nombres de Mach, typiquement supérieur à 1,5, où plusieurs chocs apparaissent en aval du choc initial. Il peut être alors observé une série de chocs en ligne, qui est généralement appelée train-de-choc ou pseudo-choc.

Lorsque l'effet de confinement devient plus important, l'ensemble se réduit en ne laissant que le premier choc qui consiste en deux chocs obliques qui se croisent au centre du canal. Contrairement aux autres systèmes de choc, l'écoulement est d'abord décéléré par le système de choc avant de poursuivre dans une zone de mélange.

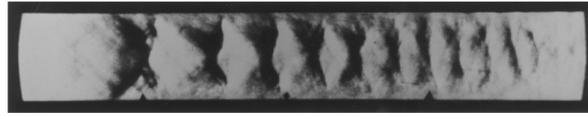


FIGURE W.1 – Photographie en Schlieren d'un train-de-choc dans une conduite rectangulaire (pour un nombre de Mach de 1,75) [96].

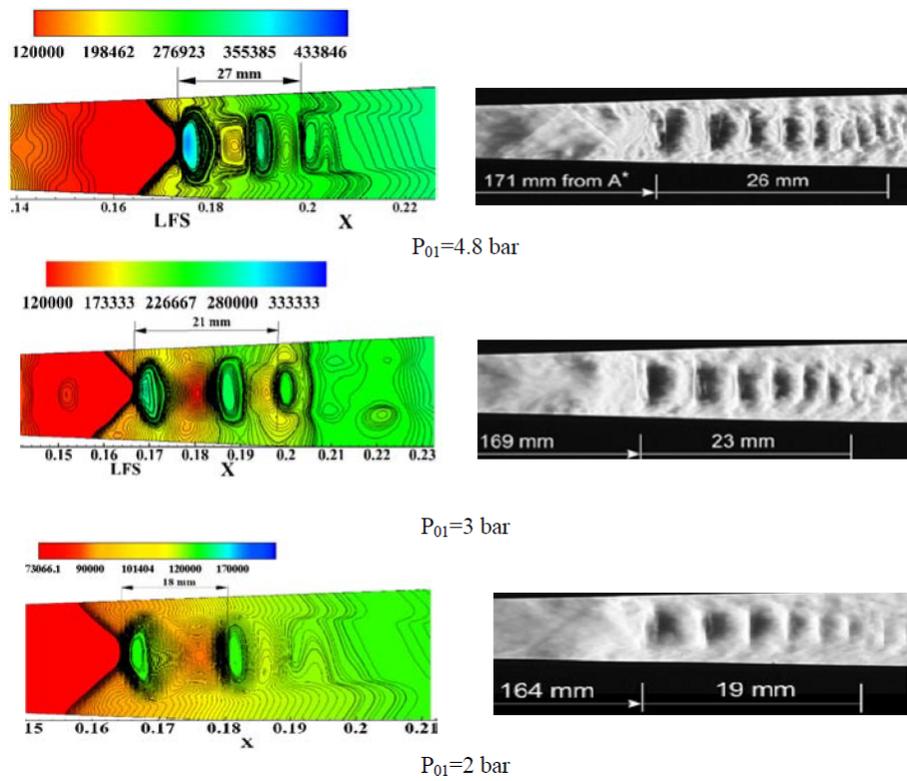


FIGURE W.2 – Effets de la pression totale sur le point de départ et la longueur du train-de-choc dans un faible divergent : Simulation LES (à gauche) et visualisation expérimentale (à droite) [106].

Néanmoins, dans la région du train-de-choc, l'écoulement en dehors de la couche limite reste supersonique, car les chocs sont seulement assez forts pour ralentir l'écoulement au centre du canal en dessous de $Mach = 1$ [165]. Par conséquent, dans les zones concernées, l'écoulement subit des modifications successives d'un état supersonique à un état subsonique. Dans le cas d'une conduite suffisante, dans la région de mélange, la transition de l'état supersonique à sonique est plus graduelle. En outre, les expériences référencées dans la littérature montrent que la pression statique continue d'augmenter après le train-de-choc sur une certaine distance le long de la conduite, si celle-ci est suffisamment longue. Dans ce cas, le recouvrement de pression statique est effectuée à la fois au travers du train-de-choc et dans la région de recouvrement de la pression statique subséquent après le choc [96].

Il existe plusieurs modèles analytiques pour le pseudo-choc. Un premier modèle est proposé par Crocco en 1958 [39], sans choc et où la région de dissipation s'étend vers la région isentropique. Il estime la pression locale dans le pseudo-choc par le rapport de la région de dissipation. Cependant, le modèle ne montre pas la position du pic de pression local ni la longueur du pseudo-choc. En ce qui concerne cette longueur, de nombreux chercheurs proposent des méthodes d'estimation. Takefumi, et collab., en 1974 [150], prennent une modification du modèle de Crocco pour estimer cette longueur. Zimont & Ostras en 1979 [170] par la même méthode, proposent leur modèle modifié. Le domaine étudié étant limité à celui du pseudo-choc, la longueur a été obtenue par l'analyse de la structure de l'écoulement inhérente au pseudo-choc. Des équations universelles empiriques ont été présentées pour un conduit rectiligne cylindrique et un conduit rectiligne rectangulaire [146]. Ces équations ont montré un bon accord avec les données expérimentales. Dans le canal divergent, aucune équation empirique universelle semble suffisamment aboutie, néanmoins certaines équations spécifiques pour des résultats de test particuliers ont été suggérées [120].

Plus récemment, l'accent a également été mis sur des travaux expérimentaux d'analyse de la structure en pseudo-choc. Katanoda, et collab., en 2007 [80] étudient le phénomène dans une buse de pulvérisation d'un spray froid ainsi que dans des jets de gaz à grande vitesse. Grzona & Oliver en 2011 [55] mesurent les contraintes normales du tenseur de Reynolds dans un train-de-choc dans une tuyère rectangulaire avec un petit angle d'ouverture de $1,6^\circ$ en régime d'écoulement sur-détendue. Par ailleurs, d'un point de vue numérique, pour ces conditions d'écoulement la contrainte a longtemps été le coût élevé des calculs pour des modèles numériques précis ce qui n'a pas été possible avant l'émergence récente de puissance informatique de large échelle. Quelques travaux remarquables peuvent être cités dans la suite. Papamoschou, et collab., en 2008 [113] examinent numériquement et expérimentalement la symétrie et l'asymétrie d'un système de pseudo-choc dans une tuyère 1D plane. Ainsi, il a pu être constaté que la séparation de la couche de cisaillement à proximité du pied du lambda-choc crée une instabilité intense qui se propage au travers de grands tourbillons à la sortie de la tuyère.

Hataue en 1989 [59] simule le phénomène de train-de-choc dans un conduit et plus particulièrement les mécanismes de bifurcation depuis le premier choc normal jusqu'au choc oblique. Ses résultats ont montré un motif de bifurcation de choc localisé à la proximité du point où l'onde de choc rencontre la couche limite. Lin, et collab., en 1991 [90] simulent numériquement un train-de-choc pour un nombre de Mach de 1,8. Les résultats montrent que la longueur du choc, dans une conduite de section constante, varie directement avec la contre-pression bien qu'elle reste pratiquement inchangée pour les basses pressions (back pressure). Carroll & Lopez Fernandez en 1993 [30] effectuent des simulations pour des multiples interactions de choc-couche limite dans un conduit de section

rectangulaire, mais sans pouvoir prédire avec suffisamment de précision le niveau de séparation après le premier choc. Allen, et collab., en 2007 [7] étudient un type d'écoulement d'un statoréacteur dans but de mieux déterminer l'emplacement du train-de-choc en utilisant des modèles de turbulence RANS et LES. Les résultats ont montré que la valeur exacte de l'intensité de la turbulence à l'entrée n'était pas déterminante dans le positionnement du choc sur le bord d'attaque. Ils ont également montré que le choc dans l'isolateur était significativement influencé par le choix du modèle de turbulence.

Gawehn, et collab., en 2010 [47] étudient numériquement et expérimentalement les systèmes de pseudo-choc dans une tuyère De Laval à parois parallèles. Des distributions de pression le long des parois et des vidéos en Schlieren à haute vitesse ont permis de comparer les résultats expérimentaux aux résultats numériques. Pour le cas stationnaire, les résultats sont en accord entre la structure de choc calculée et la structure mesurée. Également, la distribution de la pression le long de la paroi de la tuyère reste comparable à l'exception d'un léger écart dans la position exacte du choc. Huang, et collab., en 2011 [64] étudient les effets de la contre-pression et de l'angle du divergent sur la transition des ondes de choc et l'emplacement du bord d'attaque du train-de-choc dans un conduit tridimensionnel de section carrée. Les résultats numériques pour cette configuration montrent que l'augmentation de l'angle du divergent, diminue fortement la pression statique le long de l'axe de symétrie. Avec l'augmentation de la contre-pression, le bord d'attaque du train d'ondes de choc avance vers l'entrée de l'isolateur conduisant à des conditions instables lorsque la contre-pression est suffisamment grande.

Morgan, et collab., en 2014 [105] dans le même type de géométries observent à l'issue de simulation en LES (Large Eddy Simulation pour simulation de grandes structures de la turbulence : SGS), des marques dans l'écoulements et dans le développement des couches de cisaillements secondaires qui sont bien capturées par la simulation. Mousavi & Roohi en 2014 [106] par un procédé de simulation similaire, proposent une étude du comportement du train-de-choc dans une tuyère convergente-divergente à l'aide de différents modèles de turbulence. Les résultats montrent que le modèle de simulation augmente la précision, au regard des données expérimentales et prévoient l'emplacement exact du train-de-choc moyennant des coûts de calcul grandement plus élevés (11 fois supérieures à ceux du RSM pour "Reynolds stress model").

Ces travaux montrent une phénoménologie réaliste dont l'étude fine est indéniablement liée à des simulations numériques de haute-fidélité.

Annexe X

Visualisation générale en fonction du NPR

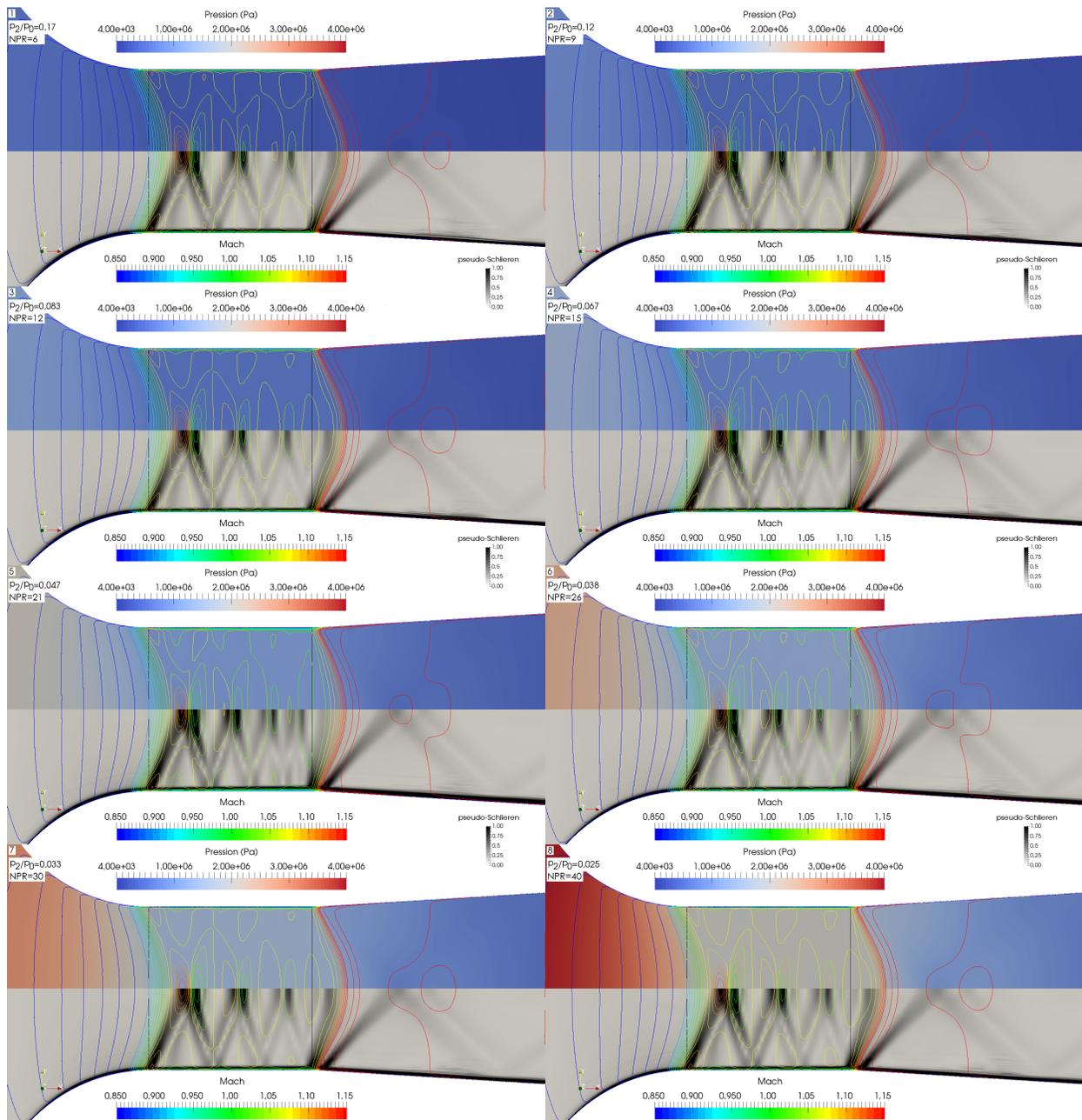


FIGURE X.1 – Évolution de la topologie de l'écoulement dans la zone cylindrique en fonction du rapport de pression : superposition d'iso-contours du nombre de Mach sur une cartographie du champ de pression (partie haute) et une visualisation en pseudo-Schlieren (partie basse).

Annexe Y

Variation de la topologie de l'écoulement en fonction du rayon de courbure

Plusieurs simulations ont été réalisées avec des rayons de courbure de convergent différents afin de comprendre l'influence du rayon de courbure du convergent et de la partie cylindrique sur le C_d . Un intérêt est aussi de comparer les résultats aux cas de convergent des tuyères toroïdales. Le rayon de courbure de ces dernières étant par principe deux fois plus grand que celui des tuyères cylindriques. On rappelle qu'il n'y a pas de partie cylindrique dans les tuyères toroïdales. Des tests de modification du rayon de courbure ont porté sur des valeurs de r_c de $2,0 \cdot d$, $1,5 \cdot d$, $1,25 \cdot d$, $1,125 \cdot d$, $1,0 \cdot d$, $0,625 \cdot d$ et même jusqu'à $0,3125 \cdot d$. Le diamètre d de la tuyère étant de 10 mm. La longueur de la partie cylindrique des cas testés reste strictement identique. Le maillage reste suffisamment fin comparativement au cas précédents. Des visuels des résultats de simulations sont exposées sur l'image de la Figure Y.1 et les observations portent sur la partie cylindrique uniquement. Cette figure montre l'évolution de la topologie de l'écoulement pour plusieurs r_c à un rapport de pression identique de $p_2/p_0 = 0,1$. L'échelle est très centrée autour de Mach=1,0 car les variations locales de vitesse de l'écoulement sont très faibles par rapport aux gammes de valeurs dans le reste de la géométrie. La position de la partie cylindrique est matérialisée par les lignes noires à $x/d = 1$ et à $x/d = 2$.

La position de l'excès de vitesse (bulbe supersonique) où l'écoulement est légèrement supersonique et liée à la rupture de courbure. En effet, c'est toujours tout de suite en aval de l'entrée de la partie cylindrique que cette phénoménologie est localisée. Son intensité augmente en nombre de Mach avec le rayon de courbure qui diminue. La longueur d'onde du phénomène évolue de façon inversement proportionnelle au rayon de courbure. De haut en bas, cinq réflexions des lignes de focalisation peuvent être observées sur le premier cas pour $r_c = 2,0 \cdot d$ alors que trois sont seulement visibles sur le cas de la plus forte courbure $r_c = 0,625 \cdot d$. Justement, ce dernier montre une variation des vitesses dans la partie cylindrique qui devient très significative avec des structures dépassant largement Mach=1,2.

Cette structuration de l'écoulement peut être une cause de variation du C_d . Si elle n'est pas présente, le C_d peut diminuer jusqu'à 0,1 %. Le changement de courbure entre le convergent et la partie cylindrique provoque un épaissement soudain des couches limites qui crée un col effectif à ce niveau. L'écoulement devient alors

suffisamment supersonique dans la partie cylindrique. La structuration est ensuite renforcée à l'amont de la partie cylindrique par la forte variation de vitesse. L'épaississement attendu des couches limites le long de la paroi de la partie cylindrique apporte la très légère atténuation du phénomène, mais la structure reste néanmoins bien globalement présente.

Pour chaque cas, la topologie montre que l'écoulement est donc transsonique. La ligne sonique est localisée en amont de la partie cylindrique : le col cylindrique est donc faiblement supersonique. La Figure Y.2 est une visualisation des formes des lignes sonique associée à la variation de leur position longitudinale, au niveau des cols en fonction de la variation du r_c . Les lignes d'iso-contours de Mach sont de plus en plus déformées à mesure que le rayon de courbure diminue (Plus le rayon de courbure est petit et plus la ligne sonique apparaît déformée). Elles retardent en position à proximité de la paroi et prennent de l'avance sur l'axe de symétrie (jusqu'à 6,25 % de différence sur l'axe de symétrie). Cette déformation agit ensuite sur la topologie dans la partie cylindrique avec une intensité des réflexions plus forte à mesure que le r_c diminue. Sur la Figure Y.2, il est possible de constater la déformation des lignes soniques qui se localisent à l'aval du convergent au niveau du changement de courbure. Cela correspond à la situation attendue théoriquement.

La Figure Y.3 est une représentation des iso-contours de Mach juste en amont de la partie cylindrique. La ligne verticale noir représente l'entrée de la partie cylindrique en $x/d = 1$. Les contours visibles sur la figure représentent des Mach de 0,9, 0,95, 1,0, 1,05 et 1,1 et les différents rayons de courbure sont représentés en différentes couleurs. Il paraît intéressant de remarquer que les contours de Mach à 0,95 convergent au niveau du bord de la couche limite vers $x/d = 0,085$. C'est à cette localisation qu'on estime que les forces de frottement de la paroi entrent en jeu. En aval de l'entrée de la partie cylindrique on retrouve la poche supersonique près de la paroi.

Des cas à différentes pressions génératrices ont également été réalisés. Notamment pour $r_c = 1,125 \cdot d$ et $r_c = 1,25 \cdot d$, cette structuration disparaît précisément pour $p_0 = 21$ bar. Pour tous les autres cas elle reste résilient.

Le confinement et les pressions de fonctionnement rendent particulièrement difficile toutes visualisations directes de la phénoménologie interne. Cela présente encore un défi scientifique qu'il s'agit de relever. Même si cette prédiction semble palpable (dans une large gamme de valeur acceptable et sûrement sous évaluer d'un facteur cinq à dix), ces données numériques demandent d'être corroborées par des mesures expérimentales dans ces types de configurations.

Une analyse des données issues de l'estimation de la couche limite pour ces configurations est effectuée à l'aide des graphiques de la Figure Y.4. On présente l'évolution de l'épaisseur de couche limite, l'épaisseur de déplacement, l'épaisseur de quantité de mouvement et Re_θ en fonction de la position dans la tuyère pour les différents r_c . Typiquement plus le rayon de courbure du convergent diminue et plus la couche limite s'affine. Cette hiérarchie est respectée jusqu'à l'amont de la partie cylindrique. Ensuite, l'ensemble accuse une brusque croissance dû essentiellement au changement de courbure. Les variations dans la partie cylindrique sont une conséquence de la phénoménologie particulière de l'écoulement dans cette zone. Des accélérations et décélérations successives s'enchaînent et cela semble également être encore liée au rayon de courbure. Ce réseau de pseudo-train-de-choc augmente avec le rayon de courbure. L'épaisseur de la couche limite est potentiellement sous évaluer d'un facteur deux. Dans la partie cylindrique la couche limite oscille entre 0,1 mm et 0,3 mm. L'épaisseur de déplacement est également possiblement

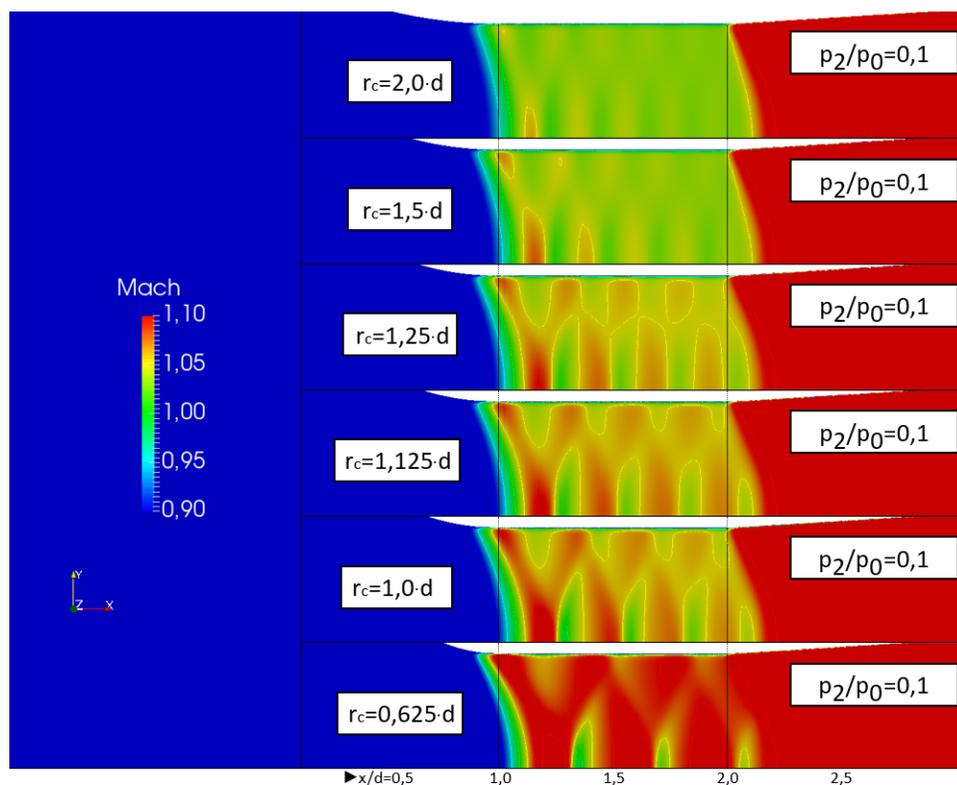


FIGURE Y.1 – Évolution de la topologie de l'écoulement pour différents rayons de courbure r_c soumis à une pression génératrice identique.

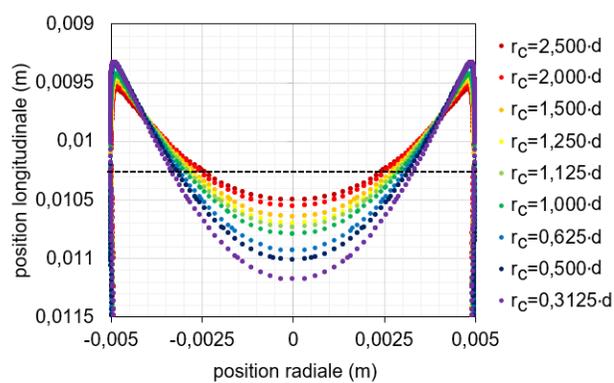


FIGURE Y.2 – Évolution des lignes soniques (Mach=1) en fonction de r_c à proximité de l'amont de la partie cylindrique.

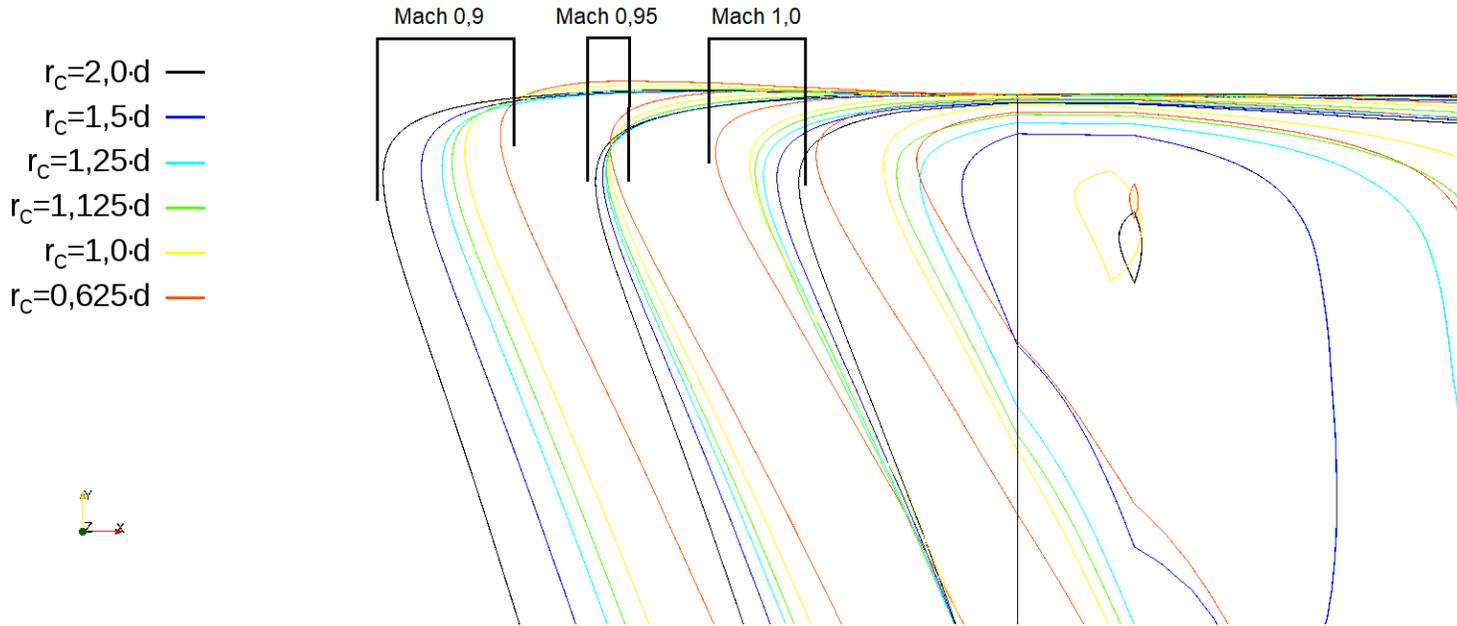


FIGURE Y.3 – Représentation des iso-contours de Mach au niveau de l’amont de la partie cylindrique et pour différents rayons de courbure r_c en différentes couleurs soumis à une pression génératrice identique. La ligne verticale noir correspond à $x/d = 1,0$. La partie visible de cette ligne correspond verticalement à 1 mm de hauteur par rapport à la paroi de la tuyère. Les iso-contours de Mach à 0,95 se regroupent autour de position $x/d = 0,085$. Pour un Mach de 0,9 les iso-contours, issues des r_c plus petits, sont en aval du reste alors que pour un Mach de 1,0 ce sont ceux des plus grands r_c qui sont en aval. A l’amont de la partie cylindrique, le bulbe supersonique et visible sous forme de cercles concentriques à mesure que le r_c augmente.

sous-estimée d’un facteur deux à cinq. Le placement hiérarchique, des courbes entre elles, respecte l’ordre de la diminution du rayon de courbure. Le rayon de courbure impose le placement des courbes et la partie cylindrique amplifie les perturbations. Il y a plus de difficultés à capturer les paramètres pour les petits rayons de courbures. La Figure Y.5 étend les estimations pour des cas de r_c supplémentaires. Les tendances restent les mêmes.

Les estimations des C_d sont répertoriés dans la Table Y.1 pour chaque r_c avec l’incertitude d’estimation U' . Il est possible de constater une diminution de la valeur du C_d quand le rayon de courbure diminue. Il arrive que l’estimation de l’incertitude numérique reste encore relativement grande même avec des temps de calcul long, particulièrement pour les cas de plus grande courbure. Cela est une conséquence du domaine de calcul qui s’agrandi avec le r_c . Le temps de convergence des simulations dépend la taille du domaine. Certaines simulations ($2,0 \cdot d$, $1,5 \cdot d$ et $1,125 \cdot d$) n’ont pas été menées jusqu’à leur convergence ($U'(C_{d,numérique}) < \pm 0,001$) par manque de temps.

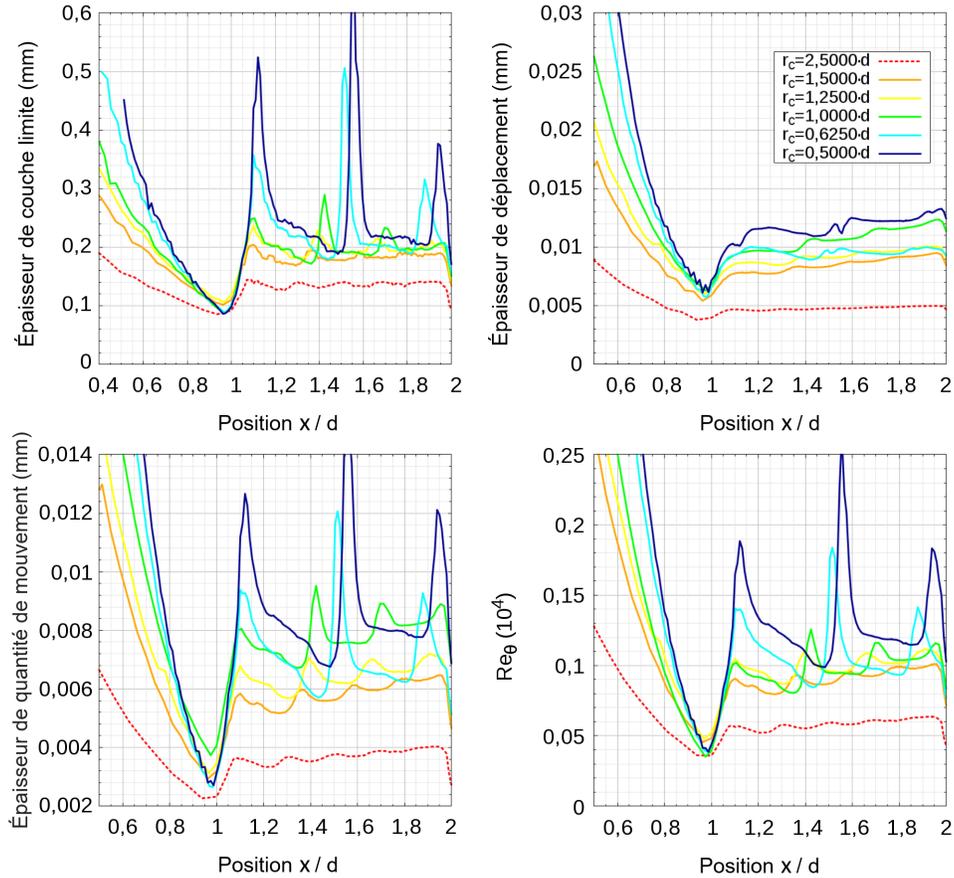


FIGURE Y.4 – Évaluation des paramètres de la couche limite en fonction de la courbure r_c du convergent.

À partir des cas disponibles, la traduction graphique de la Table Y.1 est réalisée sur la Figure Y.6. Sur cette figure, l'évolution du C_{d_2} est représenté en fonction de la courbure avec la même représentation que la Figure 1.8. Alors que l'évolution est négligeable pour les grandes courbures, C_{d_2} diminue avec r_c . Ces relevés d'évolution du coefficient de décharge confirment la tendance linéaire de la pente de l'équation du C_{d_2} donnée par Dutton [43] (cf. Table 1.2). Les données venant des simulations ("courbure numérique") montrent une tendance de courbe identique, mais avec un décalage inférieur de 0,6 %. La pente est celle de la courbe théorique pour $\eta = 0,75$ aux faibles courbures. Plus le rayon de courbure du convergent est petit et plus le C_d diminue. Cette tendance a déjà été constatée dans la littérature et elle rejoint les conclusions de Park en 1994 [114]. La partie cylindrique est responsable d'une perte en C_d en épaississant la couche limite sur sa longueur. Néanmoins, cette étude n'a pas été prolongée aux extrémités, à cause des temps de calcul non négligeables. Il n'est pas possible de savoir, pour le moment, s'il existe des valeurs limites en fonction du rayon de courbure. Pour conclure, un r_c plus faible impose un C_d plus faible et

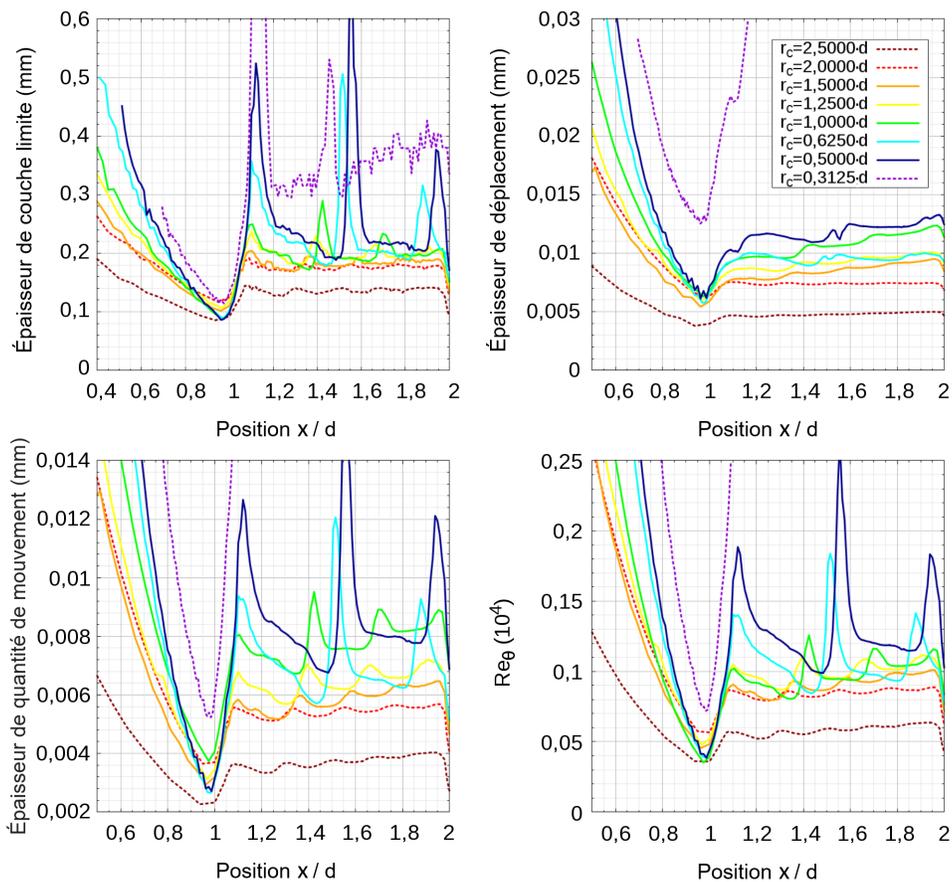


FIGURE Y.5 – Évaluation des paramètres de la couche limite en fonction de la courbure r_c du convergent (étendu).

le changement de courbure à la paroi, ainsi que spécifiquement cette longueur de partie cylindrique, imposent une croissance de la couche limite qui reste identique.

r_c	C_d	$U'(C_{d,numérique})$
$2,0 \cdot d$	0,9925	$\pm 0,0001$
$1,5 \cdot d$	0,9921	$\pm 0,0003$
$1,25 \cdot d$	0,9911	$\pm 0,001$
$1,125 \cdot d$	0,9904	$\pm 0,0003$
$1 \cdot d$	0,9900	$\pm 0,00001$
$0,625 \cdot d$	0,9860	$\pm 0,0007$
$0,5 \cdot d$	0,9828	$\pm 0,0001$
$0,3125 \cdot d$	0,9726	$\pm 0,0001$

TABLE Y.1 – Estimation des C_d pour différents rayons de courbure r_c du convergent. La pression génératrice est identique $p_2/p_0 = 0,1$ soit équivalente à un Re_d de $1,5 \times 10^6$.

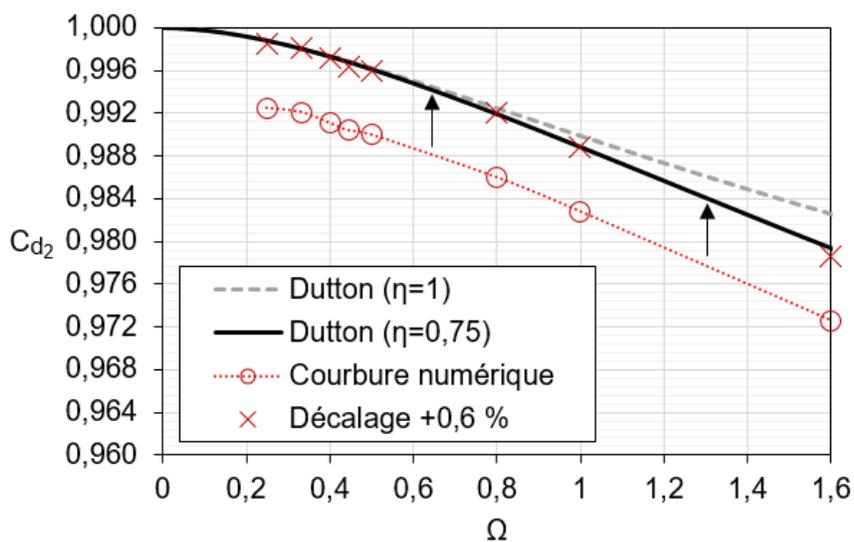


FIGURE Y.6 – Traduction graphique des estimations des C_d pour différents rayons de courbure r_c du convergent comparés au modèle théorique du C_{d2} (cf. Figure 1.7).

Auteur : Marc Antoine Lambert Titre : **Contribution à l'étude des écoulements dans les tuyères soniques cylindriques.**

Mots clés : *CFVN, Coefficient de décharge, tuyère cylindrique, état de surface, OpenFOAM*

Résumé : Au cours des 20 dernières années, la production de gaz naturel a augmenté de plus de 70 % dans le monde. Cela implique qu'à toutes les étapes du transport, des comptages précis soient opérés. L'élargissement du domaine des pressions, pouvant atteindre 70 bar, conduit à des nombres de Reynolds (Re_d) supérieur à 10^7 , dépassant ainsi les seuils définis par la norme ISO9300. Les opérations nécessitent des incertitudes de mesures inférieures à 0,1 % ce qui, en l'absence de référence pour les Re_d élevés, est quasiment impossible à tenir dans l'état des connaissances actuelles. La méthode pour l'étalonnage des débitmètres consiste à utiliser des tuyères en régime d'écoulement critique (CFVN). Leur utilisation est le cœur d'activité du laboratoire de Cesame-Exadébit (LNE-LADG) qui est détenteur de l'étalon de débit national. L'un de ces objectifs est l'amélioration constante de l'incertitude de mesure du débit de gaz. Ce travail de thèse vise à contribuer à la compréhension du comportement des écoulements au sein de telles tuyères afin de pouvoir étendre leur utilisation à des gammes plus élevées de Re_d . Dans un premier temps, l'étude bibliographique a permis d'établir un état complet des connaissances des écoulements dans les tuyères à géométrie cylindrique et des coefficients de décharge (C_d) associés pour les régimes d'utilisation rencontrés en pratique. Pour les régimes à bas Re , déjà bien étudiés, la majorité des études convergent, ce qui a permis d'établir des courbes semi-empiriques d'évolution du C_d . Pour les haut- Re , aucune loi empirique ne permet de décrire la dépendance aux états de surface. Dix tuyères cylindriques ont été usinées avec pour chaque diamètre, des niveaux de rugosité (Ra) différents qui ont été caractérisés par des mesures d'état de surface. Chaque pièce a été étalonnée à l'aide des installations de Cesame-Exadébit au moyen de la méthode primaire (pVT,t) donnant l'accès à une large gamme de Re_d avec des incertitudes de 0,1 %. L'ensemble des résultats expérimentaux obtenus a été comparé à la base de données du laboratoire ainsi qu'aux mesures de la littérature scientifique. Pour $Re_d > 10^6$, le C_d atteint une valeur plateau dont la valeur dépend de la rugosité. Cette tendance a été confirmée par des mesures comparatives réalisées dans les installations à haute pression de la PTB. Le modèle empirique élaboré permet de décrire la valeur asymptotique du C_d avec un coefficient, similaire à la rugosité relative bien connue pour les études en guide (Colebrook), et fortement corrélé à la valeur expérimentale du paramètre Ra/d , mesuré dans la partie cylindrique. La seconde partie du travail de thèse est dédiée à la définition et la mise en œuvre d'une stratégie numérique, pouvant permettre de caractériser l'évolution de la structure de l'écoulement et d'identifier les phénomènes physiques, pouvant piloter l'évolution non-monotone du C_d en fonction du Re_d . Le choix se porte sur OpenFOAM pour réaliser des simulations numériques. L'outil est éprouvé dans un premier temps par une confrontation à des cas de référence. Une stratégie numérique adaptée au cas des tuyères en géométrie cylindrique est ensuite proposée. Les résultats numériques montrent l'évolution du C_d dans une tuyère cylindrique qui est comparée, sous différentes conditions initiales, aux mesures expérimentales dans l'ensemble de la gamme des Re_d . Cette évolution est analysée au regard de la variation de la structure de l'écoulement au col en fonction des conditions amont.

Author : Marc Antoine Lambert Title : **Contribution to the investigation of flows in cylindrical sonic nozzles.**

Key words : *CFVN, Discharge coefficient, cylindrical nozzle, roughness, OpenFOAM*

Summary : Over the past 20 years, natural gas production has increased by more than 70% worldwide. This means that accurate metering is required at all stages of transportation. The broadening of the operating pressure range up to 70 bar leads to a consideration of Reynolds (Re_d) numbers above 10^7 , exceeding the thresholds defined by the ISO9300 standard. The operations require measurement uncertainties of less than 0.1%, which, in the absence of a reference for high Re_d numbers, is almost impossible to ensure with current knowledge. The method for the calibration of flow meters consists of using nozzles in the critical flow regime (CFVN). This is the main activity of the Cesame-Exadébit laboratory (LNE-LADG), which holds the national flow primary standard. One of its objectives is the constant improvement of the uncertainty of gas flow measurement. The present work aims to increase understanding of the flow behavior of such nozzles in order to extend their possible use to higher ranges of Re_d . First, an overview is given of current knowledge relating to flow measurement and evaluation of discharge coefficients (C_d) in cylindrical nozzles for operating regimes encountered in practice. The low Re_d regimes are already well-studied and the majority of the studies show comparable results, from which semi-empirical curves for the evolution of the C_d have been established. For high Re_d regimes, the dependence on surface states has no empirical laws. Ten cylindrical nozzles were machined with different diameters, and different roughness levels (Ra), which were characterized by accurate surface roughness measurements. Each nozzle was calibrated using Cesame-Exadébit facilities with the primary method (pVT,t), giving access to a wide range of Re_d with uncertainties of 0.1%. All the experimental results obtained were compared with the laboratory's database and with measurements in the scientific literature. For $Re_d > 10^6$, the C_d reaches a plateau level which depends on the roughness. This trend was confirmed by comparative measurements carried out in the PTB's high-pressure facilities. An empirical model is proposed to describe the asymptotic value of the C_d . This model uses a coefficient similar to the relative roughness, which is well known in the studies of the flow in pipes (Colebrook), and is strongly correlated with the experimental value of the parameter Ra/d , measured in the cylindrical part. The second part of this work is dedicated to the definition and implementation of a numerical strategy which allows the characterization of the evolution of the flow structure and identification of the main physical phenomena possibly involved in the non-monotonic evolution of the C_d as a function of Re_d . OpenFOAM was chosen to perform numerical simulations. A numerical strategy adapted to nozzles with cylindrical geometry is then proposed. The numerical results show the evolution of the C_d in a cylindrical nozzle, which was compared under different initial conditions over the whole range of Re_d . This evolution is analysed with respect to the evolution of the flow structure at the nozzle throat as a function of the upstream conditions.